РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ СО РАН НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ» НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ЦЕНТР УНИКАЛЬНОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ РАН

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ

ТРУДЫ XV МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

24 – 28 июня 2019 года МОСКВА

Под общей редакцией проф. Ю.Н. Дубнищева проф. Б.С. Ринкевичюса

Москва

НИУ МЭИ

2019

УДК 535 ББК 22.34я43 О-62

под ред.: Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса

О-62 Оптические методы исследования потоков: Труды XV Международной научно-технической конференции, 24-28 июня 2019. – М.: Издательство «Перо», 2019. – 353 с. [Электронное издание]

ISBN 978-5-00150-247-0

Сборник XV содержит Международной научно-технической доклады конференции «Оптические методы исследования потоков». На конференции представлены следующим доклады по направлениям: лазерная анемометрия, визуализация разработка потоков, квантово-оптических устройств, компьютерные методы обработки сигналов и изображений, лазерная и оптическая интерферометрия, применение оптических методов, акустооптика и оптоакустика, оптические методы в биомедицине и экологии, также включены доклады научной молодежной школы «Современные методы диагностики потоков – 2019».

The proceedings contains papers of the XV International Scientific and Technical Conference "Optical Methods of Flow Investigation". The conference papers presented in the following areas: laser anemometry, flow visualization, development of quantum-optical devices, computer methods of signal and image processing, laser and optical interferometry, application of optical methods, acousto-optic and optoacoustics, optical methods in biomedicine and ecology, also included papers of the Youth workshop «Modern methods of flow investigation – 2019».

УДК 535 ББК 22.34я43

ISBN 978-5-00150-247-0

© Авторы статей, 2019

XV Международная научно-техническая конференция ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ (ОМИП-2019)

Москва, 24 – 28 июня 2019 г. ОРГКОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Сопредседатели конференции:

Д.М. Маркович – чл.- корр. РАН, А.В. Клименко – академик РАН Сопредседатели программного комитета: д.т.н. Ю.Н. Дубнищев, д.ф.-м.н. Б.С. Ринкевичюс Зам. председателя организационного комитета: к.т.н. Н.М. Скорнякова Ученый секретарь: к.т.н. А.Ю. Поройков

Члены оргкомитета:

Т.В. Баженова (Москва) А.Е. Бондарев (Москва) А.Ю. Вараксин (Москва) Г.Н. Вишняков (Москва) В.М. Гордиенко (Москва) В.А. Гурашвили (Троицк) О.А. Евтихиева (Москва) Г.М. Жаркова (Новосибирск) П.Г. Зверев (Москва) В.М. Землянский (Киев) И.А. Знаменская (Москва) С.И. Иншаков (Жуковский) И.Б. Ковш (Москва) В.П. Кулеш (Жуковский) Ю.Н. Кульчин (Владивосток) Г.Г. Левин (Москва) А.Е. Луцкий (Москва) Г.Г. Матвиенко (Томск) И.Ч. Машек (Санкт-Петербург)

Б.И. Минеев (Москва) В.Е. Мошаров (Жуковский) С.Б. Одиноков (Москва) О.Ф. Петров (Москва) В.Э. Пожар (Москва) В.Е. Привалов (Санкт-Петербург) А.В. Приезжев (Москва) Н.В. Семидетнов (Санкт-Петербург) В.В. Смирнов (Москва) В.И. Смирнов (Москва) Ю.Д. Чашечкин (Москва) Ю.В. Чугуй (Новосибирск) В.Г. Шеманин (Новороссийск) В.И. Ягодкин (Москва) C. Greated (Edinburgh) J. Kompenhans (Getingen) C. Tropea (Darmscptadt) J. Turner (Manchester)

Рабочий комитет:

Н.С. Ильина В.А. Паршин А.В. Кучменко М.В. Сапронов

Содержание

Н.Т. Авласевич, С.С. Ануфрик, А.М. Ляликов Муаровый метод визуализации макродефектов
динамических периодических структур
Н.Т. Авласевич, А.М. Ляликов Экспериментальная установка на основе интерферометра
бокового сдвига для исследования динамических периодических структур
Г.П. Арумов, А.В. Бухарин Выбор конфигурации миниатюрного лидара для калибровки
сигнала обратного рассеяния
Н.С. Ачкасов, В.Д. Ненадович, А.Л. Соколов Исследование поляризационных характеристик
репер-перископов
В.В. Близнюк, К.П. Галстян, В.С. Григорьев, А.В. Долгов, Н.В. Морозов, В.А. Паршин, О.И.
Семенова, А.Е. Тарасов Оптимизация режима питания лазерных модулей, встроенных в
прецизионные измерительные системы
В.В. Близнюк. В.С. Григорьев, В.А. Паршин. О.И. Семенова, А.Е. Тарасов Экспресс диагностика
состояния гетероструктуры дазерных лиолов. используемых в дазерных измерительных
системах с замкнутым шиклом работы
АВ Ведяшкина БС Ринкевичюс ИН Павлов ИЛ Расковская АВ Толкачев Оптико-
электронный комплекс для количественной диагностики процессов тепло- и массообмена. 50
ПЮ Великовский МИ Куппейцик Проссный акустооптический лефлектор на кристание КGW
дло. <i>Беликовекии, тили пупрей иих дву</i> беный икуетовити теекий дефлектор ни кристилые ixe ixe i
ИС Войтков РС Волков ОВ Высокоморная СС Кралинова Экспериментальное
исследование температуры и скорости парогазовой смеси за испарающимися канцями
водили температуры и скорости парогазовой смеси за испаряющимися каплями
4 С Гузеее Вихреобразорацие вблизи палуб морских сулов и инженерных конструкций 71
D <i>А</i> Журагаль ЭГ Косиог <i>А И</i> Скурдатог <i>А М</i> Шарбананко Метолика измерения
Ф.А. <i>Куривель</i> , Э.1. Косцов, А.И. Скурлинов, А.И. Щероиченко методика измерения изполеромещений полрижных элементор MEMS 81
наноперемещении подвижных элементов инстра
$M = 2uanonomag = M = M_{\rm MM} = a = M = M = M = M = M = M = M = M = M$
И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация
И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
<i>И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко</i> Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
<i>И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко</i> Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
<i>И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко</i> Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
<i>И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко</i> Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
<i>И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко</i> Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
<i>И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко</i> Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
<i>И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко</i> Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
<i>И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко</i> Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
<i>И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко</i> Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
 И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
 И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
 И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
 И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
 И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами 90 Е.П. Иванова Ультракороткий рентгеновский лазер с длиной волны 41,8 нм в плазме, образованной при взаимодействии фемтосекундного лазера накачки с потоком кластеров 99 С.В. Иванова Рассеяние лазеру на свободных электронах 99 С.В. Иванова Рассеяние лазерного луча в нелинейном кристалле в процессе фазовых 99 С.В. Иванова Рассеяние лазерного луча в нелинейном кристалле в процессе фазовых 99 С.В. Иванова Рассеяние лазерного луча в нелинейном кристалле в процессе фазовых 99 С.И. Ильина, А.Ю. Поройков, Л.Г. Лапина Получение и обработка картин интерферометра 112 Н.С. Ильина, А.Ю. Поройков, Л.Г. Лапина Получение и обработки 116 С.И. Иншаков, И.С. Иншаков, А.Ф. Рожков Сравнение различных источников света при 123 С.И. Иншаков, Е.Д. Кудрявцева, М.Н. Кормильцев Исследование обтекания профиля прямого 129 А.А. Кандауров, Д.А. Сергеев, М.И. Вдовин, Ю.И. Троицкая Исследование характеристик пены 129 на поверхности воды оптическими методами при лабораторном моделировании ветроволнового взаимодействия 137
 И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
 И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами
И.А. Знаменская, И.В. Мурсенкова, И.А. Дорощенко Высокоскоростная регистрация импульсных плазмодинамических процессов в течениях с разрывами 90 Е.П. Иванова Ультракороткий рентгеновский лазер с длиной волны 41,8 нм в плазме, образованной при взаимодействии фемтосекундного лазера накачки с потоком кластеров 99 С.В. Иванова Рассеяние лазерного луча в нелинейном кристалле в процессе фазовых переходов. 112 Н.С. Илыина, А.Ю. Поройков, Л.Г. Лапина Получение и обработка картин интерферометра майкельсона с помощью цифровых алгоритмов обработки 116 С.И. Иншаков, И.С. Иншаков, А.Ф. Рожков Сравнение различных источников света при 123 С.И. Иншаков, Е.Д. Кудрявцева, М.Н. Кормильцев Исследование обтекания профиля прямого 123 С.И. Иншаков, Д.А. Сергеев, М.И. Вдовин, Ю.И. Троицкая Исследование характеристик пены 137 С.Г. Коновалов, О.А. Мельситов, О.О. Мякинин, А.А. Морятов, С.В. Козлов, И.А. Братичекко, 137 С.Г. Коновалов, О.А. Мельситов, О.О. Мякинин, А.А. Морятов, С.В. Козлов, И.А. Братичекко, 137 С.Г. Коновалов, О.А. Мельситов, О.О. Мякинин, А.А. Морятов, С.В. Козлов, И.А. Братичекко, 137 С.Г. Коновалов, О.А. Мельситов, О.О. Мякинин, А.А. Морятов, С.В. Козлов, И.А. Братичекко, 142 Ю.В. Коростелева

Е.Д. Кудрявиева Моделирование изображения, получаемого тфм методом по заданному П.О. Лукахин, И.Н. Павлов, И.Л. Расковская, А.В. Толкачев Погрешность определения И.А. Матвеева, О.О. Мякинин, И.А. Братченко Моделирование рамановских спектров кожи А.С. Мацюк, О.В. Печинская Моделирование оптической системы пирометра спектрального И.В. Мурсенкова, А.С. Сазонов, Ю. Ляо Визуализация зоны отрыва в пограничном слое сверхзвукового потока воздуха свечением импульсного поверхностного скользящего *М.Н. Неруш, Д.С. Сергеев* Многоканальный НСN-лазерный интерферометр для измерения А.В. Павлов, Ю.Ю. Протасов, В.Д. Телех, Т.С. Щепанюк Лазерная голографическая приповерхностных паро-плазменных интерферометрия потоков при испарении конденсированных веществ широкополосным, высокояркостным электромагнитным О.В. Печинская, Е.Д. Сангаджиева Визуализация области резко изображаемого пространства коррекцией Шаймпфлюга методами численного в системах с и физического А.О. Плисс, В.А. Плетнева, И.В. Якимчук Контроль насыщенности образцов горной породы А.Ю. Поройков. Ю.В. Иванова Автоматизированный комплекс оценки погрешности М.С. Семибратова, Д.А. Макашов, М.А. Макашов Влияние разъюстировки оптических Д.А. Сергеев, А.А. Кандауров Использование метода POD в экспериментах по моделированию А.С. Скрябин, А.В. Павлов, А.М. Картова, В.Д. Телех Исследование процесса и динамики медленного электрического взрыва титановых волокон методами шлирен – фотографии...275 В.И. Смирнов, Г.М. Янина Анализ потенциальной точности измерения параметров И.В. Суровцева, И.Б. Калошин, В.В. Кузнецов, В.О. Скрипачев Обработка гиперспектральных *М.П. Токарев, Г. Минелли, Б. Ноак, В.Г. Чернорай, С. Крайнович* PIV измерения вблизи модели Фельдберг Л.А., Терентьев А.В., Бокучава Н.Ю. Измерительный комплекс для исследования О.В. Шакин, Ю.М. Мокрушин Акустооптические методы формирования телевизионного М.В. Шестаков, Д.М. Маркович Динамика трехмерных вихревых структур, образующихся в М.А. Макашов, Д.А. Макашов Контроль Е.В. Шматко. качества пространственноэнергетических характеристик оптических систем с математического помощью



Пятнадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» Москва, 24 июня— 28 июня 2019 г.

УДК 535.8: 535.417

Авласевич Н.Т., Ануфрик С.С., Ляликов А.М.

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, Беларусь, 230010, Гродно, ул. Ожешко 22, E-mail:avlnt@grsu.by

МУАРОВЫЙ МЕТОД ВИЗУАЛИЗАЦИИ МАКРОДЕФЕКТОВ ДИНАМИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

АННОТАЦИЯ

В работе теоретически обоснован и экспериментально подтвержден муаровый метод визуализации макродефектов динамических периодической структур, основанный на регистрации серии снимков динамического объекта и совмещении выбранной пары снимков. Особенностью реализации данного метода визуализации макродефектов является возможность использования некогерентного света как при регистрации снимков, так и в процессе формирования муаровых полос. Описаны устройства регистрации серии снимков и формирования муаровых картин. Приведены муаровые картины, полученные при использовании пар снимков исследуемой металлической маски, поверхность которой подвергалась механической деформации.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА, МАКРОДЕФЕКТ, МУАРОВЫЙ ЭФФЕКТ, СНИМОК ОБЪЕКТА, НЕКОГЕРЕНТНОЕ ОСВЕЩЕНИЕ, ДЕФОРМАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ

введение

Для ряда технических приложений особый интерес представляют объекты, физические параметры структур которых описываются периодическими функциями. К таким объектам относятся дифракционные элементы интегральной и волоконной оптики, фотоннокристаллические структуры, прозрачные метаматериалы и т.п. [1-5]. Общим для данного класса объектов является то, что диэлектрические свойства или амплитудный коэффициент пропускания изменяется по периодическому закону.

В некоторых областях техники необходимы объекты с перестраиваемой периодической структурой, параметры которой изменяются не только в пространстве, но и во времени. К таким объектам относятся фотоиндуцированные доменные структуры, электрически управляемые жидкокристаллические элементы, динамические магнонные кристаллы и т.п. [6-8]. Кроме создания новых технологий изготовления таких структурированных объектов, стоит задача и по изучению механизмов взаимодействия оптического излучения их структурами, а также по измерению ее пространственно временных параметров. Одной из актуальных задач по контролю качества структурированных объектов является выявление и

оценка величины макродефектов периодической структуры. Для объектов, представляющих собой тонкие структурированные пленки, решетки или различного рода сетки.

Под макроскопическим дефектом периодической структуры понимают области объекта, в которых происходит отклонение периода структуры от некого среднего значения, а также отклонение профиля ее поверхности от некой эталонной. Размеры этих дефектов значительно превышают период структуры. Вышеотмеченные макродефекты в отличие от случайных образований типа загрязнений или разрывов элементов структуры могут быть определены муаровыми, интерференционными, а также теневыми методами [9-12]. Реализация вышеперечисленных методик осуществляется с источниками когерентного света для муаровых и интерференционных способов и некогерентных источников для муаровых и теневых способов. Однако следует отметить, что картины, визуализирующие макродефекты периодических структур, полученные в некогерентном свете, имеют более высокое качество, чем картины, полученные в когерентном свете. Ухудшение качества во втором случае связано с присутствием спекл-шумов в изображениях, сформированных когерентным светом. В этом случае, при использовании светочувствительных матриц [13] для регистрации муаровых картин и последующей цифровой обработке, желательно использовать источники некогерентного света [14].

В данной работе рассмотрен метод визуализации макродефектов пропускающей динамической периодической структуры при использовании некогерентного освещения. Данный метод основан на регистрации в различные моменты времени серии снимков динамической периодической структуры и последующем формировании муаровой картины, наблюдаемой на фоне матового экрана, при совмещении выбранной пары снимков.

РЕГИСТРАЦИЯ СЕРИИ СНИМКОВ

Ранее использование некогерентного источника света при визуализации макродефектов периодических структур позволило получать муаровые и интерференционные картины повышенной чувствительности с достаточно высоким качеством [15-17]. Однако в этих работах для реализации метода требовалось применение эталонного снимка исследуемой периодической структуры, а некогерентное освещение применялось только на конечном этапе процесса оптической обработки.

Рассмотрим наиболее простой случай динамической периодической структуры, представляющей собой объект, в виде тонкого амплитудного транспаранта, пространственное пропускание которого описывается периодической функцией. При этом предположим, что параметры, описывающие периодическую структуру такого объекта изменяются не только в пространстве, но и во времени.

На рис. 1а приведена оптическая схема, поясняющая регистрацию снимка S исследуемой динамической периодической структуры O. Серия снимков регистрируется в оптически сопряженной с исследуемой периодической структурой O, посредством объектива L плоскости, в которой устанавливается фотографический материал на прозрачной основе. Для обеспечения равномерности освещения периодической структуры O использовался диффузный рассеиватель D, который освещался посредством расходящегося некогерентного источника света Ls. В качестве элементов L и S можно использовать пленочную фотокамеру.

Выберем направления осей плоской системы координат так, чтобы ось у была параллельна штрихам изображения периодической структуры в плоскости снимка. В этом случае распределение интенсивности света в плоскости снимка исследуемой периодической структуры можно представить в виде ряда Фурье

$$I(x, y, t) = \sum_{n=0}^{+\infty} a_n \cos^2 \left[\frac{\pi x}{T} + \frac{1}{2} \varphi(x, y, t) \right], \tag{1}$$

где a_n – коэффициенты, T – период структуры, $\phi(x, y, t)$ – функция, определяющая искажения периодической структуры и описывающая макродефект. Эту функцию, которая можно представить в виде суммы отдельных составляющих:

$$\varphi(x, y, t) = \varphi_1(x, y, t) + \varphi_2(x, y, t),$$
 (2)

где $\varphi_1(x, y, t)$ – отвечает за нарушение периодичности элементарной структуры, вследствие отклонения периода штрихов от некого среднего значения, а также из-за изгиба штрихов и содержит в себе всю информацию о положении штриха [18], $\varphi_2(x, y, t)$ – характеризует отклонение формы поверхности структуры от плоскости и определяет изменение рельефа поверхности в пространстве и времени [19].



Рис. 1. Оптические схемы, поясняющие: а – регистрацию снимка *S* исследуемой динамической периодической структуры, б – регистрацию муаровой картины при совмещении пары снимков *S*₁*S*₂:

Ls – источник белого света, D – диффузный рассеиватель, O – исследуемая периодическая структура, L – объектив, S – регистрируемый снимок, S₁, S₂ – зарегистрированные снимки, CCD – цифровая фотокамера, PC – персональный компьютер

Таким образом, на фоне рассеивателя D в различные моменты времени регистрировалась серия снимков S исследуемой периодической структурой O. После химической обработки фотографического материала амплитудные коэффициенты пропускания серии снимков $T_1(x, y, t_1), T_2(x, y, t_2), ..., T_N(x, y, t_N)$. Коэффициент амплитудного пропускания k-го снимка

$$T_k(x, y, t_k) = \sum_{n=0}^{+\infty} b_n \cos\left[\frac{2n\pi x}{T} + n\varphi(x, y, t_k)\right],$$
(3)

где b_n – коэффициенты.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДИНАМИКИ МАКРОДЕФЕКТОВ

Для определения поведения динамики функции $\varphi(x, y, t)$ можно использовать оптические методы, основанные на использовании эталонной периодической структуры с периодом

близким периоду *T* исследуемой структуры. Муаровые полосы, визуализирующие поведение функции $\varphi(x, y, t)$ в пространстве и во времени, образуются при наложении изображений исследуемой и эталонной периодических структур [10]. При отсутствии эталонной периодической структуры для образования муаровой картины, визуализирующей макродефекты, можно использовать наложение двух изображений периодической структуры, сдвинутых друг относительно друга. Ранее такой подход был использован для определения пространственного положения поверхностей, имеющих периодическую текстуру а также для выявления макро и микродефектов амплитудных масок [19-20].

Для определения изменений функции

$$\Delta \varphi_{lk}(x, y) = \varphi_l(x, y, t_l) - \varphi_k(x, y, t_k), \qquad (4)$$

произошедших между регистрацией двух снимков в моменты времени t_l и t_k, можно использовать подход, применяемый в дифференциальной голографической интерферометрии [21]. дифференциальной голографической интерферометрии восстанавливают В интерференционную картину используя голограмму, записанную на одном носителе по методу двух экспозиций в моменты времени t_l и t_k или две раздельных голограммы, записанные в соответствующие моменты времени. Однако в отличие от метода дифференциальной интерферометрии регистрация снимков динамической периодической структуры не требует сложных в технической реализации оптических схем записи, а также оптической обработки. На рис. 16 приведена оптическая схема, позволяющая в некогерентном свете формировать муаровую картину, отображающую поведение функции $\Delta \phi_{lk}(x, y)$ при использовании двух снимков динамической периодической структуры с амплитудными коэффициентами пропускания $T_l(x, y, t_l)$, и $T_k(x, y, t_k)$, зарегистрированных в моменты времени t_l и t_k . Муаровая картина наблюдается при совмещении пары снимков S_1 S_2 на фоне рассеивателя D при освещении последнего источником света Ls. При совмещении пары снимков, результирующий коэффициент амплитудного пропускания $T_{lk}(x, y)$ определится, как $T_l(x, y, t_l)$, и $T_k(x, y, t_k)$ [22] или

$$T_{lk}(x,y) = \sum_{n=0}^{+\infty} b_n \cos\left[\frac{2n\pi x}{T} + n\varphi(x,y,t_l)\right] \sum_{n=0}^{+\infty} b_n \cos\left[\frac{2n\pi x}{T} + n\varphi(x,y,t_k)\right].$$
 (5)

Распределение интенсивности света $I_{lk}(x, y)$ на выходе совмещенных снимков S_1S_2 будет пропорционально коэффициенту амплитудного пропускания $T_{lk}(x, y)$, определяемого выражением (5). Для нахождения уравнения, описывающего середины муаровых полос, соответствующих областям с минимальной видностью периодической структуры, ограничимся в выражении (5) гармониками, не выше основной. В этом случае

$$I_{lk}(x,y) = \left\{ c_0 + c_1 \cos\left[\frac{2\pi x}{T} + \varphi(x,y,t_l)\right] \right\} \left\{ c_0 + c_1 \cos\left[\frac{2\pi x}{T} + \varphi(x,y,t_k)\right] \right\} = \\ = c_0^2 + \frac{c_1^2}{2} \cos[\varphi(x,y,t_l) - \varphi(x,y,t_k)] + \frac{c_1^2}{2} \cos\left[\frac{4\pi x}{T} + \varphi(x,y,t_l) + \varphi(x,y,t_k)\right] + \\ + \frac{c_0 c_1}{2} \cos\left\{\frac{1}{2} [\varphi(x,y,t_l) - \varphi(x,y,t_k)] \right\} \cos\left\{\frac{2\pi x}{T} + \frac{1}{2} [\varphi(x,y,t_l) + \varphi(x,y,t_k)] \right\}$$
(6)

где *c*⁰ и *c*¹ – коэффициенты. Последний член в выражении (6) описывает муаровые полосы, соответствующие областям совмещенных снимков, в которых видность периодической структуры минимальна. Приравняв последний член в выражении (6) нулю:

$$\frac{c_0 c_1}{2} \cos\left\{\frac{1}{2} \left[\phi(x, y, t_l) - \phi(x, y, t_k)\right]\right\} \cos\left\{\frac{2\pi x}{T} + \frac{1}{2} \left[\phi(x, y, t_l) + \phi(x, y, t_k)\right]\right\} = 0,$$
(7)

с учетом (5) получим уравнения, описывающие середины муаровых полос:

$$\varphi_{lk}(x, y) = \pi (2m+1), \tag{8}$$

где *m*=0,1,2,...

Таким образом, муаровые полосы соответствуют областям изображения, в которых видность периодической структуры с периодом *T* принимает минимальное значение.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для подтверждения работоспособности данного метода исследования динамических периодических структур в качестве исследуемого объекта была выбрана периодическая металлическая маска, поверхность которой подвергалась механической деформации. При деформировании поверхности металлической маски происходило отклонение ее поверхности от плоскости. Серия снимков данного объекта регистрировалась пленочным зеркальным фотоаппаратом Зенит TTL на фотопленку Микрат 300. В качестве проявителя использовался контрастный проявитель Kodak D-19. Применение высокоразрешающей фотографической эмульсии и химической обработки в контрастном проявителе позволило получать высококачественные снимки исследуемой периодической структуры.

На рис. 2 представлено увеличенное изображение пары совмещенных снимков исследуемого объекта. Изображение получено с помощью микроскопа МБС 10, работающего в прошедшем объект свете и зарегистрировано цифровой камерой при фокусировке на плоскость снимков. На данной фотографии видна темная область, соответствующая муаровой полосе. Из фотографии видно, что в области образования муаровой полосы происходит сдвиг одной периодической структуры по отношению к другой на пол периода, естественно, видность периодической структуры с периодом T в области муаровой полосы принимает минимальное значение, при этом интенсивность прошедшего света также минимальна.



Рис. 2. Увеличенное изображение совмещенных снимков в области возникновение муаровой полосы

Восстановление муаровых картин, отображающих динамику развития деформации поверхности исследуемой металлической маски при использовании пары снимков, зарегистрированных в различные моменты времени, производилось в схеме, приведенной на рис. 1б. Муаровые картины регистрировались цифровой камерой ССD при фокусировке на плоскость совмещенных снимков $S_1 S_2$, установленных на фоне диффузного рассеивателя D. Следует отметить, что при создании макетов устройств, приведенных на рис. 1а и рис. 1б, использовалась общая осветительная система. В качестве источника света *Ls* использовалась светодиодная лампа LED A60 с матовой колбой и мощностью 7 Вт. Совмещение снимков S_1 и S_2 осуществлялось в специальном оптическом устройстве, предназначенном для совмещения голограмм. Данное устройство обеспечивало абсолютную погрешность относительного сдвига снимков на уровне 5 мкм [21].

На рис. 3 приведены фотографии муаровых картин, полученных в схеме (рис. 1б) при использовании пар снимков, зарегистрированных в различные моменты времени ($t_1 = 1$ с, $t_2 = 3$ с, $t_3 = 5$ с, $t_4 = 8$ с и $t_5 = 12$ с после начала деформации поверхности исследуемой металлической маски. Муаровые картины отображают изменения профиля поверхности металлической маски, произошедшие из-за деформации ее поверхности за промежутки времени, соответствующие регистрации пар снимков с амплитудными коэффициентами пропускания: $T_1(x, y, t_1)$ и $T_3(x, y, t_3)$ (рис. 3а); $T_3(x, y, t_3)$ и $T_5(x, y, t_5)$ (рис. 3б); $T_2(x, y, t_2)$ и $T_4(x, y, t_4)$ (рис. 3в); $T_1(x, y, t_1)$ и $T_5(x, y, t_5)$ (рис. 3г).



Рис. 3. Фотографии муаровых картин пар снимков, зарегистрированных в различные моменты времени: a) t_1 и t_3 , б) t_3 и t_5 , в) t_2 и t_4 г) t_1 и t_5

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, теоретически обоснован и экспериментально подтвержден сравнительно простой с точки зрения технической реализации способ визуализации макродефектов пропускающей динамической периодической структуры. Способ основан на эффекте образования муаровых полос при совмещении снимков исследуемой структуры,

зарегистрированных в различные моменты времени. При макетировании устройств используется доступное в цене оборудование. Применение регистрации изображения периодической структуры на фоточувствительные материалы, пространственное разрешение которых превышает разрешающую способность у приемных светочувствительных матриц [13], позволяет значительно расширить перечень исследуемых объектов, чем при цифровой регистрации. Получаемые муаровые картины могут быть обработаны по известным алгоритмам цифровой обработки интерферограмм [23].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Viegas D. [et al.] Long-Period Grating Fiber Sensor With In Situ Optical Source for Remote Sensing // IEEE Photonics Technology Letters. 2010. V. 22, №20. P. 1533-1535.
- 2. Денисюк И.Ю. [и др.] Оптический узкополосный фильтр на основе брэгговской решетки, записанной в микроканальном волноводе, заполненном фотополимером // Оптический журнал. 2013. Т.80, №3. С.87-91.
- 3. Liao C.R., Wang D. N. Review of Femtosecond Laser Fabricated Fiber Bragg Gratings for High Temperature Sensing // Photonic Sensors. 2013. V. 3, № 2. P. 97-101.
- 4. Liu N. [et al.] Three-dimensional photonic metamaterials at optical frequencies // Nature Materials. 2008. V.7. P.31-37.
- 5. Вендик И.Б., Вендик О.Г. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот (Обзор) // ЖТФ. 2013. Т.83. В.1. С.3-28.
- 6. Устинов И.А., Никитин А.А., Устинов А.Б. Динамический магнонный кристалл на основе феррит-сегнеэлектрической слоистой структуры // ЖТФ. 2016. Т.86. В. 3. С. 155-158.
- 7. **Кабанова О.С. [и др.]** Электрически управляемые волноводные жидкокристаллические элементы // Письма в ЖТФ. 2014. Т.40., №14. С.30-35.
- 8. **Голенищев-Кутузов А.В. [и др.]** Перестраиваемый акустический резонатор на периодических доменных структурах // Письма в ЖТФ. 2012. Т.38. В.18. С. 1-6.
- 9. Грошенко Н.А., Макалиш О.С., Воляр А.В. Оптические вихри в поле рассеяния магнитных доменных голограмм // ЖТФ. 1998. Т.68., №12 С.54-58.
- 10. Дюрелли А., Паркс В. Анализ деформаций с использованием муара // М.: Мир, 1974. 353 с.
- 11. **Ляликов А.М**. Визуализация макроскопических дефектов поверхности объекта с периодической структуры // Оптический журнал. 1995. №1. С.28-31.
- 12. Авласевич Н.Т., Ляликов А.М. Визуализация дефектов отдельной компоненты составного дифракционного оптического элемента // Проблемы физики, математик и механики. 2017. №3. С. 7-12.
- 13. Гусев М.Е. [и др.] Методы цифровой голографической интерферометрии и их применение для измерения наноперемещений // Наносистемы: физика, химия, математика. 2011. Т.2, №.1. С. 23-39.
- 14. Schnars U., Jueptner W. Digital Holography // Berlin: Springer Verlag, 2004. 164 p.
- 15. **Ляликов А. М**. Повышение чувствительности измерений при оптической обработке в реальном времени изображений объектов с периодической структурой // ЖТФ. 1999. Т.69, №7. С.138-139.
- 16. **Ляликов А. М.** Муаровая дефектоскопия повышенной чувствительности при сравнении композитных периодических структур // ЖТФ. 2001. Т.71, №5. С.82-84.
- 17. Дич Л.З. О точности дифрактометрической сертификации периодических стандартов // Оптика и спектроскопия. 1997. Т.83, №3. С. 509-515.
- 18. **Ляликов А.М.** Визуализация формы поверхности объектов с периодической структурой // Оптический журнал. 1994. № 5. С. 23- 25.

- 19. Ляликов А.М. Двухэкспозиционная голографическая регистрация информации при исследовании макрорельефа диффузно рассеивающих поверхностей методом проекции полос // Оптика и спектроскопия. 1996. Т. 80, № 5. С. 849-855.
- 20. **Ляликов А.М.** Определение макродефектов пропускающих периодических структур в белом свете на основе сдвига изображений // Оптика и спектроскопия. 2005. Т. 98, № 3. С. 522-527.
- 21. Голографическая интерферометрия фазовых объектов / А. К.Бекетова [и др.]; под ред. Г. И. Мишина. Л.: Наука, 1979. 232с.
- 22. Вест Ч. Голографическая интерферометрия . М.: Мир, 1982. 504 с.
- 23. Malacara D., Servín M., Malacara Z. Interferogram Analysis for Optical Testing // Taylor & Francis Group, 2005. 568p.

N. T. Avlasevich, S.S. Anufrik, A. M. Lialikov

Yanka Kupala State University of Grodno, Belarus 230010, Ozheshko St., 22, Grodno, Belarus; E-mail: avlnt@grsu.by

MUAR METHOD FOR VISUALIZATION OF MACRODEFECT OF DYNAMIC PE-RIODIC STRUCTURES

In this paper, the moire method of visualization of macrodefects of dynamic periodic structures based on the registration of a series of images of a dynamic object and the combination of a selected pair of images was theoretically substantiated and experimentally confirmed. The peculiarity of the implementation of this method of visualization of macrodefects is the possibility of using incoherent light both when registering images and in the process of forming moire bands. Describes the layout of the device registration of a series of images and the formation of moiré paintings. The moire paintings are presented, obtained using pairs of photographs of the metal mask under study, the surface of which was subjected to mechanical deformation.

DYNAMIC PERIODIC STRUCTURE, MICRODEFECT, MOIRÉ EFFECT, THE OBJECT IN-COHERENT ILLUMINATION, THE DEFORMATION OF THE SURFACE



УДК 535.8:535.417

Авласевич Н.Т., Ляликов А.М.

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, Беларусь, 230010, Гродно, ул. Ожешко 22, E-mail:avlnt@grsu.by

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА БОКОВОГО СДВИГА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

АННОТАЦИЯ

Разработана экспериментальная установка на основе двухзеркального интерферометра бокового сдвига с парой зеркал, установленных параллельно друг другу. Схема интерферометра была дополнена оптической системой пространственной фильтрации для возможности исследования периодических структур. Регулирование величины бокового сдвига интерферометра осуществлялась перемещением одного из зеркал посредством шагового двигателя. При работе интерферометра оптической системой выделялась волна, дифрагированная на периодической структуре, а интерференционные картины регистрировались цифровой камерой и выводились на монитор персонального компьютера. Оптическая схема интерферометра позволяет формировать сдвиговые интерферограммы с регулированием величины бокового сдвига, что дает возможность использовать данное устройство для измерительного контроля параметров динамической периодической структуры. Приведены экспериментальные результаты визуализации макродефектов исследуемой динамической пространственно-периодической структуры, в качестве которой была использована крестообразная металлическая сетка, поверхность которой подвергалась переменной деформации.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА, МАКРОДЕФЕКТ, ИНТЕРФЕРО-МЕТР БОКОВОГО СДВИГА, СДВИГОВАЯ ИНТЕРФЕРОГРАММА, ДЕФОРМАЦИЯ ПО-ВЕРХНОСТИ

введение

Существует класс объектов, характеризующихся пространственной структурой. К таким объектам можно отнести дифракционные элементы интегральной и волоконной оптики, фотонно-кристаллические структуры, прозрачные метаматериалы, биоткани, магнитные пленки с полосовой доменной структурой, поверхности твердых материалов после воздействия на них лазерного излучения, жидкости в интерференционном поле лазерного излучения и т.д. [1-5]. Для ряда технических приложений особый интерес представляют объекты, параметры структур которых описываются периодическими функциями. Общим для данного класса объектов является то, что диэлектрические свойства или коэффициент амплитудного пропускания изменяются по периодическому закону.

Особый интерес с точки зрения диагностики и контроля представляют объекты с перестраиваемой периодической структурой, параметры которой изменяются не только в пространстве, но и во времени. Примером таких объектов являются фотоиндуцированные доменные структуры, электрически управляемые жидкокристаллические элементы, динамические магнонные кристаллы и т.п. [6-8]. Кроме создания новых технологий изготовления таких структурированных объектов, стоит задача по измерительному контролю их параметров. Также интерес исследователей направлен на изучение механизмов взаимодействия оптического излучения со структурами такого рода объектов.

Одной из актуальных задач по контролю качества структурированных объектов является выявление и оценка величины макродефектов периодической структуры. Под макроскопическим дефектом периодической структуры понимают области объекта, в которых происходит отклонение периода структуры от некого среднего значения, а также отклонение профиля ее поверхности. Размеры макродефекта, очевидно, значительно превышают период структуры.

К оптическим способам визуализации макродефектов относятся муаровые, интерференционные, а также теневые методы [9-12]. Рад способов визуализации реализуются при использовании только лазерных источников света. Методы визуализации отличаются как по способу формирования изображений макродефектов, так и по чувствительности и точности количественной оценки их величин. Интерференционные способы по чувствительности выявления и оценки величины макродефекта периодической структуры считаются наиболее чувствительными, а по информативности предпочтительней муаровых и теневых способов, так как дают возможность применять принципы записи и оптической обработки голограмм [13, 14]. Однако отображение макродефектов интерференционными способами значительно сложнее в технической реализации, чем формирование муаровой или теневой картины макродефекта. В первую очередь, это связано с применением высоко когерентных источников света для формирования интерференционной картины, а во вторую очередь, с необходимостью использования специальных устройств – интерферометров [15]. Таким образом, одной из актуальных задач в оптической диагностике является разработка и создание новых интерферометрических устройств более простых в реализации и изготовлении.

Формирование интерференционной картины, отображающей макродефект объекта, возможно двумя способами: при наложении объектной и опорной световых волн или при наложении двух объектных волн, но сдвинутых или развернутых в пространстве [15, 16]. В последнем случае имеет место интерферометрия сдвига. Для случая бокового сдвига следует различать интерферометрию малого и большого бокового сдвига [13]. Особенность интерферометрии малого и большого бокового сдвига является то, что величина сдвига интерферирующих волновых фронтов по отношению с линейными размерами макродефекта определяет зависимость поведения интерференционной полосы в картине, отображающей данный макродефект. Здесь возможны два варианта: для малого бокового сдвига поведение интерференционной полосы определяется первой производной от фазовой функции, описывающей макродефект, а для случая большого бокового сдвига – самой фазовой функцией. Как это было замечено ранее [13] интерферометрия большого бокового сдвига подобна двухлучевой интерферометрии с опорной волной. Поэтому, целесообразным считается разрабатывать интерферометры бокового сдвига, позволяющие формировать интерферограммы с различной величиной бокового сдвига, как малого, так и большого.

Ранее двухзеркальный интерферометр типа Физо использовался при контроле качества плоскопараллельных пластин, а также для получения сдвиговых интерферограмм фазовых объектов [15], и стационарных периодических структур типа крестообразных сеток [17]. Преимущество такого интерферометра состоит не только в высокой его виброустойчивости и простоте изготовления, но и в возможности реализации способов повышения чувствительности измерений [18] в случае оценки величины малых макродефектов периодической структуры. Однако в режиме получения сдвиговых интерферограмм для получения высококонтрастных интерференционных полос требуется использование источников света с достаточно большой длиной когерентности, желательно не менее десятка сантиметров.

В данной работе предложено для визуализации макродефектов динамических периодических структур в качестве двухзеркального интерферометра бокового сдвига использовать пару зеркал с отражательными поверхностями, установленных параллельно друг другу, и дополненную оптической системой пространственной фильтрации. Регулирование величины бокового сдвига такого интерферометра осуществляется перемещением одного из зеркал. Оптическая система пространственной фильтрации служит для выделения волны, дифрагированных на определенной периодической структуре.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 1 приведена оптическая схема экспериментальной установки, позволяющая формировать сдвиговые интерферограммы с регулированием величины бокового сдвига, и предназначенная для измерительного контроля динамических периодических структур.



Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки для регистрации сдвиговых интерферограмм бокового сдвига. Пояснения: *Ls* – лазерный источник света, *L*₁ – рассеивающая линза; *L*₂, *L*₃, *L*₄ – объективы, *O* – исследуемая периодическая структура, *SF* – экран; *M*₁, *M*₂ – зеркала, *SM* – шаговый двигатель, *CCD* – цифровая фотокамера, *PC* – персональный компьютер

Осветительная система включает лазерный источник света Ls и телескопическую систему, образованную рассеивающей линзой L_1 и двухлинзовой склейкой L_2 . В качестве лазерного источника света использовался гелий-неоновый лазер ЛГН 215 выходной мощность излучения 20 мВт и длиной волны генерации 0,63 мкм. Осветительная система позволяла формировать коллимированный пучок света диаметром 40-42 мм, что вполне было достаточно для получения сдвиговых интерферограмм (большого бокового сдвига) размерами не менее 20 мм. В этом случае максимальный размер макродефектов не должен был более 20 мм. Для случая реализации интерферометрии малого бокового сдвига, при величине бокового сдвига менее 1 мм, максимальные размеры визуализируемых макродефектов не превышали 40 мм. Исследуемая динамическая периодическая структура O устанавливалась на выходе осветительной системы. После освещения исследуемой динамической периодической структуры O коллимированным световым пучком за исследуемой структурой наблюдалась дифракционная картина. Характер данной картины определялся конфигурацией и размерами структуры. Если исследу-

емая периодическая структура представляет собой систему наложенных друг на друга элементарных структур, то ее дифракционный спектр, который можно наблюдать в задней фокальной плоскости объектива L₃, имеет достаточно сложную картину. Распределение освещенности в такой картине определяется как количеством элементарных периодических структур, так и ориентацией самих штрихов структуры [19]. Если ставится задача по визуализации развития во времени макродефекта определенной элементарной периодической структуры, то посредством отверстия в непрозрачном экране SF, установленном в задней фокальной плоскости объектива L_3 , выделяется определенная волна, дифрагированная на этой структуре. Все остальные дифрагированные волны задерживаются непрозрачным экраном и не создают помех при формировании сдвиговой интерферограммы. Таким образом, выделенная оптической системой пространственной фильтрации требуемая световая волна коллимируется объективом L4 и направляется на вход двухзеркального интерферометра бокового сдвига, выполняющего функцию оптической системы формирования пары световых волн, сдвинутых в пространстве на требуемую величину. Двухзеркальный интерферометр представлял собой пару зеркал M₁ и М₂, установленных таким образом, что отражающие их поверхности были параллельны. Первое зеркало M_1 выбиралось полупрозрачным, а второе M_2 с коэффициентом отражения близким к единице. Для обеспечения высокой контрастности интерференционных полос требуется, чтобы интерферирующие световые волны имели равные или близкие по величине интенсивности. Для этого зеркала M_1 и M_2 выбирались так, чтобы для коэффициентов отражения R_1 и *R*₂ выполнялось условие

$$(1 - R_1)^2 R_2 / R_1 = 1 \tag{1}$$

Если второе зеркало M_2 выбирать с коэффициентом отражения близким к 100%, то для выравнивания интенсивностей интерферирующих пучков в соответствии с выражением (1), коэффициент отражения первого зеркала R_1 должен находиться в пределах 35-40%. Следует отметить, что условие (1) применимо для подбора коэффициентов отражения зеркал M_1 и M_2 только для случая получения интерферограмм малого бокового сдвига. В случае больших боковых сдвигов руководствоваться таким выбором зеркал можно только при равномерном распределении энергии в световой волне. При больших боковых сдвигах интерферирующих волн вследствие неравномерности распределения энергии в световой волне, несмотря на выполнение условия (1), происходит ухудшение контрастности интерференционной картины.

Величина бокового сдвига между интерферирующими световыми пучками задавалась перемещением второго зеркала M_2 посредством шагового двигателя SM, таким образом, чтобы отражающие поверхности зеркал всегда оставались параллельными. Из простых соображений понятно, что с увеличением расстояния между зеркалами происходило увеличение сдвига между интерферирующими волнами. Интерференционная картина регистрировалась с помощью цифровой камеры *CCD* и выводилась на экран дисплея компьютера *PS*.

ФОРМИРОВАНИЕ СДВИГОВЫХ ИНТЕРФЕРОГРАММ

При освещении исследуемой динамической структуры плоской монохроматической волной с действительной амплитудой a_0 на выходе структуры распределение комплексных амплитуд $A_{\Sigma}(x, y, t)$ световых волн определится из простого соотношения

$$A_{\Sigma}(x, y, t) = a_0 \tau(x, y, t), \qquad (2)$$

где $\tau(x, y, t)$ – коэффициент амплитудного пропускания динамической периодической структуры, система координат *xy* совмещена с плоскостью исследуемой динамической периодиче-

ской структуры. Если данная структура представляет собой наложенные элементарные периодические структуры, то ее коэффициент амплитудного пропускания представляет собой произведение коэффициентов амплитудного пропускания всех *N* элементарных структур

$$\tau(x, y, t) = \tau_1(x, y, t) \tau_2(x, y, t) \dots \tau_N(x, y, t).$$
(3)

Если ставится задача по изучению развития динамики определенной периодической структуры из набора элементарных структур, то посредством отверстия в непрозрачном экране *SF* выделяется световая волна, дифрагированная в плюс или минус первый порядок на данной элементарной структуре. Комплексную амплитуду такой световой волны можно представить в следующем виде:

$$A(x, y, t) = a \exp i\{2\pi[\xi x + \eta y] + \varphi(x, y, t) + \varepsilon(x, y)\},\tag{4}$$

где *a* – действительная амплитуда дифрагированной волны на элементарной структуре, $\xi = \cos(\alpha)/\lambda$, λ – длина волны источника света *Ls*, $\cos(\alpha)$ – направляющий косинус световой волны, распространяющейся в первом порядке дифракции на выбранной элементарной структуре, α – угол между направлением распространения волны и осью *x*, $\eta = \cos(\beta)/\lambda$, $\cos(\beta)$ – направляющий косинус световой волны, распространяющейся в первом порядке дифракции на выбранной элементарной структуре, β – угол между направлением распространения волны и осью *y*, $\varphi(x, y, t)$ – функция, определяющая искажения периодической структуры и описывающая макродефект, $\varepsilon(x, y)$ – функция, описывающая аберрации оптической системы. Функцию $\varphi(x, y, t)$ можно представить в виде суммы отдельных составляющих:

$$\varphi(x, y, t) = \varphi_1(x, y, t) + \varphi_2(x, y, t),$$
(5)

где $\varphi_1(x, y, t)$ – отвечает за нарушение периодичности элементарной структуры, вследствие отклонения периода штрихов от некого среднего значения, а также из-за изгиба штрихов и содержит в себе всю информацию о положении штриха [20], $\varphi_2(x, y, t)$ – характеризует отклонение формы поверхности структуры от плоскости и определяет изменение рельефа поверхности в пространстве и времени [21]. Пространственные частоты ξ и η определяются ориентацией штрихов элементарной периодической структуры в плоскости *xy* и связаны с периодом *T* структуры следующими уравнениями:

$$\xi = \frac{\lambda}{T_{X}}, \qquad (6)$$
$$\eta = \frac{\lambda}{T_{Y}},$$

где T_x и T_y – проекции периода структуры на ось x и y соответственно. Световая волна вида (4) направляется на вход двухзеркального интерферометра бокового сдвига, образованного зеркалами M_1 и M_2 , где разделяется по амплитуде на две волны. Первая световая волна $A_1(x, y, t)$ образуется при отражении от полупрозрачного зеркала M_1 , а вторая волна $A_2(x, y, t)$ – при отражении от второго зеркала M_2 . Если зеркала M_1 и M_2 установлены в плоскости перпендикулярной плоскости yz, то волновой фронт второй световой волны $A_2(x, y, t)$ сместится в направлении оси y на величину Δs . Комплексные амплитуды волн, сформированных на выходе двухзеркального интерферометра

$$A_{1}(x, y, t) = a_{1} \exp i\{2\pi[\xi x + \eta y] + \varphi(x, y, t) + \varepsilon(x, y)\},$$
(7)

$$A_2(x, y, t) = a_2 \exp i\{2\pi[\xi x + \eta y] + \varphi(x, y + \Delta s, t) + \varepsilon(x, y + \Delta s)\},\$$

где a_1 и a_2 – действительные амплитуды. Для световых пучков с постоянной по полю интенсивностью при соблюдении условия (1) можно считать $a_1 \approx a_2$. Пара волн вида (7) образует интерференционную картину с распределением интенсивности:

$$I(x, y, t) = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos[\varphi(x, y, t) - \varphi(x, y + \Delta s, t) + \varepsilon(x, y) - \varepsilon(x, y + \Delta s)].$$
(8)

Если величина

$$\left|\varphi(x, y, t) - \varphi(x, y + \Delta s, t)\right| >> \left|\varepsilon(x, y) - \varepsilon(x, y + \Delta s)\right| \tag{9}$$

то искажением полос, которые приводят к систематическим погрешностям измерений, вследствие остаточных аберраций в интерферограмме бокового сдвига (8) можно пренебречь. Обычно условие (9) хорошо выполняется при реализации интерферометрии малого бокового сдвига. Если данное условие не выполняется, то систематическая составляющая погрешности измерений может быть учтена при обработке результатов измерений при расшифровке интерферограммы. Процедура расшифровки интерферограммы и учет систематической составляющей погрешности, связанный с наличием аберраций можно значительно облегчить, используя цифровую обработку картин [22].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При экспериментальном опробовании интерферометрии бокового сдвига была использована крестообразная металлическая сетка, поверхность которой подвергалась переменной деформации. Величина периода вертикальной и горизонтальной структур составляла ~ 0,1 мм. На рисунке 2 представлен дифракционный спектр, наблюдаемый в задней плоскости объектива L_3 на экране *SF* (рис. 1) при освещении исследуемой периодической сетки коллимированным пучком света.

Для визуализации динамики развития макродефекта поверхности была выбрана вертикальная элементарная периодическая структура, штрихи которой были ориентированы вертикально, т.е. параллельно оси у. Для данной структуры отверстием в экране *SF* (рис. 1) выделялась волна, дифрагированная в первый порядок.



Рис. 2. Фотография дифракционного спектра исследуемой крестообразной металлической сетки

На рисунке 3 представлены сдвиговые интерферограммы исследуемой сетки, зарегистрированные цифровой камерой *CCD* (рис. 1) в моменты времени 5 с (рис. 3а) и 10 с (рис. 3б) после начала деформации поверхности сетки.



Рис. 3. Сдвиговые интерферограммы исследуемой сетки, зарегистрированные в моменты времени: а – 5 секунд и б – 10 секунд после начала деформации поверхности сетки

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана экспериментальная установка на основе интерферометра бокового сдвига, при практической реализации которого в качестве двухзеркального интерферометра бокового сдвига была использована пара зеркал, установленных параллельно друг другу. Интерферометр был дополнен оптической системой пространственной фильтрации. Экспериментальная установка была использована для визуализации деформации поверхности металлической сетки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Liu N. [et al.] Three-dimensional photonic metamaterials at optical frequencies // Nature Materials. 2008. V.7. P.31-37.
- 2. Денисюк И.Ю. [и др.] Оптический узкополосный фильтр на основе брэгтовской решетки, записанной в микроканальном волноводе, заполненном фотополимером // Оптический журнал. 2013. Т.80, №3. С.87-91.
- 3. Viegas D. [et al.] Long-Period Grating Fiber Sensor With In Situ Optical Source for Remote Sensing // IEEE Photonics Technology Letters. 2010. V. 22, №20. P. 1533-1535.
- 4. Liao C. R., Wang D. N. Review of Femtosecond Laser Fabricated Fiber Bragg Gratings for High Temperature Sensing // Photonic Sensors. 2013. V. 3, № 2. P. 97-101.
- 5. Вендик И.Б., Вендик О.Г. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот (Обзор) // ЖТФ. 2013. Т.83. В.1. С.3-28.
- 6. Устинов И.А., Никитин А.А., Устинов А.Б. Динамический магнонный кристалл на основе феррит-сегнеэлектрической слоистой структуры // ЖТФ. 2016. Т.86. В. 3. С. 155-158.
- 7. **Кабанова О.С. [и др.]** Электрически управляемые волноводные жидкокристаллические элементы // Письма в ЖТФ. 2014. Т.40., №14. С.30-35.
- 8. **Голенищев-Кутузов А.В. [и др.]** Перестраиваемый акустический резонатор на периодических доменных структурах // Письма в ЖТФ. 2012. Т.38. В.18. С. 1-6.
- 9. **Грошенко Н.А., Макалиш О.С., Воляр А.В.** Оптические вихри в поле рассеяния магнитных доменных голограмм // ЖТФ. 1998. Т.68., №12 С.54-58.

- 10. Дюрелли А., Паркс В. Анализ деформаций с использованием муара // М.: Мир, 1974. 353 с.
- 11. **Ляликов А. М., Авласевич Н. Т.** Визуализация макродефектов динамических периодических структур на основе муарового эффекта // Веснік ГрДУ. Сер. 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка. 2018. Т.8. №3. С.55-62.
- 12. Авласевич Н.Т., Ляликов А.М. Визуализация дефектов отдельной компоненты составного дифракционного оптического элемента // Проблемы физики, математик и механики. 2017. №3. С. 7-12.
- 13. **Ляликов А. М.** Высокочувствительная голографическая интерферометрия фазовых объектов: монография. Гродно: ГрГУ, 2010. 215 с.
- 14. Дич Л.З. О точности дифрактометрической сертификации периодических стандартов // Оптика и спектроскопия. 1997. Т.83. №3. С. 509-515.
- 15. Малакара Д. [и др.] Оптический производственный контроль / Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
- 16. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
- 17. **Ляликов А. М., Лявшук И.А.** Определение макродефектов пространственно-периодических структур с использованием двухзеркального интерферометра // Журнал технической физики. 2006. Т.76, №1. С.121-123.
- 18. **Ляликов А. М.** Повышение чувствительности измерений в голографической интерферометрии малого бокового сдвига // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 6. С. 573-575.
- 19. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.: Мир. 1979. 364 с.
- 20. **Ляликов А. М.** Визуализация формы поверхности объектов с периодической структурой // Оптический журнал. 1994. № 5. С. 23- 25.
- 21. Ляликов А. М. Двухэкспозиционная голографическая регистрация информации при исследовании макрорельефа диффузно рассеивающих поверхностей методом проекции полос // Оптика и спектроскопия. 1996. Т. 80, № 5. С. 849-855.
- 22. Malacara D., Servín M., Malacara Z. Interferogram Analysis for Optical Testing // Taylor & Francis Group, 2005. 568 p.

N.T. Avlasevich, A.M. Lialikov

Yanka Kupala State University of Grodno, Belarus, 230010, Ozheshko St., 22, Grodno, Belarus; E-mail: avlnt@grsu.by

EXPERIMENTAL INSTALLATION BASED ON SHEAR INTERFEROMETER FOR RESEARCH OF DYNAMIC PERIODIC STRUCTURES

An experimental setup has been developed on the basis of a two-mirror shear interferometer with a pair of mirrors installed parallel to each other. The interferometer scheme was supplemented with an optical system of spatial filtering to enable the study of periodic structures. The lateral shift of the interferometer was controlled by moving one of the mirrors by means of a stepping motor. When the interferometer was working, optical system, a wave diffracted on a periodic structure was emitted, and the interference patterns were recorded with a digital camera and displayed on a personal computer monitor. The optical scheme of the interferometer makes it possible to form shear interferograms with regulation of the lateral shear value, which makes it possible to use this device for measuring control of the parameters of a dynamic periodic structure. The experimental results of visualization of macrodefects of the studied dynamic spatially periodic structure are given, for which a cruciform metal mesh was used, the surface of which was subjected to variable deformation.

DYNAMIC PERIODIC STRUCTURE, MACRODEFECT, SIDE SHIFT INTERFEROMETER, SHIFT INTERFEROGRAM, SURFACE DEFORMATION



УДК 551.501.793

Арумов Г.П., Бухарин А.В.

Институт космических исследований РАН, Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, дом 84/32, E-mail: tumbul@iki.rssi.ru

ВЫБОР КОНФИГУРАЦИИ МИНИАТЮРНОГО ЛИДАРА ДЛЯ КАЛИБРОВКИ СИГНАЛА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

АННОТАЦИЯ

Произведено моделирование обратного сигнала в параксиальном приближении для коаксиальной схемы зондирования. Полученное выражение дает зависимость обратного сигнала от поля зрения. Для схемы, в которой угловые размеры пучка и поля зрения равны, отношение сигнальных и фоновых фотоотсчетов является максимальным. Обсуждаются технические проблемы создания миниатюрных схем с использованием световолоконных делителей. При использовании лазеров с малым уровнем мощности выходного излучения, обратный сигнал из атмосферы локализован в диапазоне до 100 метров. Это дает значительные преимущества для калибровки и измерения коэффициента обратного рассеяния, так как стандартные рассеивающие объекты можно заменить зеркальными поверхностями. Минилидары являются основой для создания универсального минилидара, позволяющего производить измерения коэффициента обратного рассеяния на малых трассах.

ЛИДАРНОЕ УРАВНЕНИЕ, ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ, ДИОДНЫЙ ЛАЗЕР, ФОРМФАКТОР, ОПТИЧЕСКИЙ ДЕЛИТЕЛЬ, МИНИЛИДАР, КЛИБРОВКА, ПЕРФОРИРОВАННЫЙ ЭКРАН

введение

Для задач исследования нижних слоев атмосферы интерес представляют лидары с минимальными размерами и энергопотреблением. В таких лидарах часто используются диодные лазеры. При использовании диодных лазеров появляются перспективы создания коммерческих вариантов миниатюрных лидаров (минилидаров). Указанные минилидары могут применяться как дополнение к обычным лидарам, у которых обратный сигнал сосредоточен на расстояниях от нескольких сотен метров до нескольких километров. В этом случае обратные сигналы, полученные в различных точках вдоль трассы, дают возможность восстановить трассовую зависимость коэффициента обратного рассеяния (КОР) и коэффициента экстинкции (КЭ) вдоль всей трассы [1]. Диапазон зондирования может существенно упростить калибровку лидара в задачах измерения КОР и формы обратного сигнала из атмосферы. Для калибровки лидаров с высоким уровнем мощности зондирующего излучения используется молекулярная компонента атмосферы. В этом случае обратный сигнал от верхних слоев атмосферы можно связать с рассеянием на молекулах. Для этого активно применяется канал комбинационного рассеяния [2]. Для калибровки лидаров с

относительно небольшими уровнями мощности зондирующего импульса [3] используются стандартные рассеивающие поверхности. Большинство существующих лидарных систем характеризуются значительным размером ближней зоны, внутри которой обратный сигнал сильно осциллирует. В этой связи следует отметить широкое использование методов моделирования обратного сигнала в задачах калибровки лидаров. При зондировании атмосферы миниатюрным лидаром обратный сигнал сосредоточен на расстояниях до 100 метров, что делает его подходящим инструментом для исследования мелкомасштабных аэрозольных образований [4]. Предельно малый уровень мощности зондирующего пучка делает возможным применения минилидара для контроля воздушной среды в замкнутых помещениях. Однако и в этом случае возникают значительные технические трудности, связанные с необходимостью измерений трассовой зависимости геометрического формфактора, геометрии полей зрения и зондирующего пучка. В этой связи представляет интерес конфигурацию зондирующей схемы для калибровки которой, рассмотреть могут использоваться максимально простые методы.

ГЕОМЕТРИЯ КОАКСИАЛЬНОЙ СХЕМЫ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Ранее в [5] рассмотрена модель зондирования с точечным приемником и зондирующим пучком с ϕ_{π} в параксиальном приближении (см. рис. 1). Точечный приемник расположен в точке О плоскости наблюдения. Поле зрения формируется отверстием радиуса *а*. Плоскость отверстия расположена на расстоянии *l* от плоскости наблюдения. Зондирующий пучок имеет угловой размер ϕ . Оптические оси приемного канала и зондирующего пучка совпадают. Установка перфорированного экрана ПЭ приводит к увеличению углового размера поля зрения и зондирующего пучка. Увеличение поля зрения до ϕ_h можно смоделировать уменьшением зондирующей схемы с *l* до *l_h*. Физический смысл параметра *l* определим как отношение радиуса входной апертуры *a* к угловому размеру поля зрения 2 ϕ .



Рис. 1. Коаксиальная схема зондирования

Для отверстия и угловой геометрии пучка были использованы следующие выражения

$$M = M_0 \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{4a^2}\right), \qquad I(z) = I_0(z) \exp\left(-\frac{\mathbf{\rho}^2}{2\phi_{\pi}(z)z^2}\right), \tag{1}$$

здесь *a* – радиус отверстия, *z a* – расстояние до слоя, $\varphi_{\pi}(z)$ – угловой размер пучка, $I_0(z)$ – интенсивность пучка на оптической оси, **r** – координата в плоскости отверстия, **ρ** – координата в плоскости наблюдения. Будем пренебрегать ослаблением пучка в диапазоне от 0 до *z*. После интегрирования получаем в явном виде выражение для интенсивности в точке О от слоя толщиной Δz , находящегося на расстоянии *z*, в явном виде

$$\Delta I(z) = \frac{M_0^2 k^2 a^2 \beta(z) \Delta z C}{2\pi l^2} \frac{I_0(z) \phi_\pi^2}{(\phi_\pi^2 + [aH(z)]^2)}, \text{ где } H(z) = (l^{-1} + z^{-1}).$$
(2)

Здесь $I_0(z)$ – интенсивность в центре пучка на расстоянии z, Δz – ширина зондируемого слоя, $\beta(z)$ – коэффициент обратного рассеяния, константа C – равна λ^2 , l – продольный размер зондирующей схемы. Выражение (2) получено в пренебрежении дифракционными эффектами. Недостатком такой модели является наличие гауссовой аппроксимации для описания поля зрения приемного канала и зондирующего пучка. Гораздо больший практический интерес переставляют ситуации, когда для формирования зондирующего пучка и поля зрения используются обычные отверстия. Заменим (2) следующими выражениями

$$M = \begin{cases} M_0, |\mathbf{r}| \le a, \\ 0, |\mathbf{r}| \ge a. \end{cases} \qquad I(\rho, z) = \begin{cases} I_0(z), |\boldsymbol{\rho}| \le z \phi_n(z), \\ 0, |\boldsymbol{\rho}| \ge z \phi_n(z). \end{cases}$$

Тогда для интенсивности в плоскости наблюдения $\Delta I(z)$ на оптической оси отверстия от слоя, находящегося на расстоянии *z*, и имеющего коэффициент обратного рассеяния $\beta(z)$, можно использовать выражение следующего вида

$$\Delta I(z) = \frac{M_0^2 k^2 a^2 \beta(z) \Delta z C}{\pi l^2} \frac{I_0(z) \phi_{\pi}^2}{(\phi_{\pi} + a H(z))^2} \,. \tag{3}$$

Вид выражения для обратного сигнала (3) выбран после моделирования. В (3) внесены некоторые изменения по сравнению с (2). В частности, значение (2) в два раза больше, чем в (3). Это связано с гауссовой аппроксимацией поля зрения и углового размера пучка (1). Кроме того в знаменателе второго сомножителя (3) сумма квадратов угловых размеров пучка и поля зрения заменена квадратом суммы соответствующих значений. По сути (3) является лидарным уравнением в параксиальном приближении.

Из выражения (3) следует, что в параксиальном приближении обратный сигнал на оптической оси в плоскости наблюдения зависит от поля зрения приемного канала aH(z). Второй сомножитель можно интерпретировать как геометрический форм-фактор (ГФФ) коаксиальной схемы зондирования. ГФФ представляет собой отношение площади пятна от пучка с угловым размером φ_{π} на расстоянии z на площадь пятна с угловым размером равным сумме угловых размеров пучка и поля зрения (см знаменатель во втором сомножителе). Эта интерпретация отличается от общепринятой для лидарного уравнения. Действительно, если $\varphi_{\pi} << aH(z)$, то ГФФ близок к нулю, так как отношение угловых параметров во втором сомножителе (3) мало (В основном лидарном уравнении этому случаю соответствует ГФФ равный единице). Наоборот, случай $\varphi_{\pi} >> aH(z)$ соответствует ГФФ близкому к единице. В обычных лидарах, как правило, угловой размер зондирующего пучка существенно меньше поля зрения приемного канала. Из (3) следует, что условие $\varphi_{\pi}(z) << aH(z)$ приводит к тому, что с увеличением поля зрения обратный сигнал уменьшается. Кроме того, указанный фактор существенно ограничивает применимость лидара для задач зондирования в дневных условиях при наличии фона от внешних источников света. Из закона сохранения энергии числитель в (3) можно выразить через I_0 в центре выходного объектива. Тогда интенсивность в центре любого сечения пучка составит $a^2 I_0 = I(z)(z \cdot \varphi_{\pi})^2$. Выражение (3) преобразуется к виду

$$\Delta I(z) = \frac{M_0^2 k^2 a^2 \beta(z) \Delta z C}{\pi l^2} \frac{I_0 a^2}{z^2 (\phi_{\pi} + aH(z))^2}.$$
(4)

Это отношение определяет интенсивность обратного сигнала в точке О плоскости наблюдения от слоя на расстоянии *z*. Обратим внимание, что указанная формула (4) не содержит в себе ГФФ в явном виде. Кроме того, мощность пучка на выходе из передающего канала делится на площадь пятна, ограниченного суммой углов для поля зрения и зондирующего пучка. Тривиальным выглядит использование принципа обратимости лучей для поперечных искажений пучка, поскольку суммарный угол можно найти простым добавлением $\Delta \varphi$ в знаменатель (4). В этом случае искажение можно интерпретировать, либо как увеличение поля зрения, либо как увеличение углового размера пучка. Основная трудность использования (4) для калибровки обратного сигнала заключается в необходимости независимых измерений трассовой зависимости углового размера пучка и поля зрения.

Из (3) и (4) следуют существенные трудности при калибровке лидара с несогласованным полем зрения и геометрией зондирующего пучка в задаче измерения КОР и формы обратного сигнала из атмосферы, так как для этого необходимы измерения трассовой зависимости угловых размеров пучка, поля зрения и геометрического форм-фактора. Лидарная схема будет оптимальной, если форма обратного сигнала из атмосферы будет зависеть от минимального количества параметров.

Допустим, геометрическая схема представляет собой одно отверстие, формирующее поле зрения и зондирующий пучок. На оптической оси в плоскости наблюдения точечный источник и точечный приемник совмещены. Для нее справедливо выражение

$$I_0(z) = I_0 / (H(z)z)^2$$

В этой схеме угловую зависимость поля зрения и зондирующего пучка в приближении геометрической оптики можно описать в явном виде параметром

$$\phi_{\pi}(z) = aH(z) \, .$$

Для сигнала обратного рассеяния будем иметь

$$\Delta I(z) = \frac{M_0^2 k^2 a^2 I_0 \beta(z) \Delta z C}{4\pi l^2 (zH(z))^2} \,. \tag{5}$$

Отсюда следует, что если угловые размеры поля зрения и зондирующего пучка одинаковы, то обратный сигнал максимален. Как следствие, при наличии фона от внешних источников света отношение сигнал/фон будет максимальным. В выражении (5) можно принять для пропускания отверстия $M_0 = 1$, тогда (5) преобразуется к виду

$$\Delta I(z) = \frac{\pi a^2 I_0 \beta(z) \Delta z}{l^2 (H(z)z)^2} \tag{6}$$

Сравнение (3) и (6) позволяет сделать вывод, что если принять ГФФ равным единице для

случая $\phi_n >> aH(z)$, то для коаксиальной схемы на рис. 1 геометрический форм фактор составит 0,25.

Рассмотрим вопрос калибровки обратного сигнала. Для указанной коаксиальной схемы предпочтительно в качестве стандартной рассеивающей поверхности выбрать поверхность плоского зеркала. В этом случае отраженному пучку соответствует мнимое изображение источника и справедлива замена $\beta(z)\Delta z$ на $\rho/(\pi a^2/l^2)$, а z на 2z и (6) преобразуется к виду

$$I(z) = \frac{I_0}{(1+2z/l)^2} , \text{ при } \rho = 1$$
(7)

Из (7) следует, что убывание обратного сигнала с расстоянием обратно пропорционально $(1 + 2z/l)^2$. В это выражение входит параметр схемы *l*, характеризующий продольное убывание обратного сигнала в чистой атмосфере. Выражение (7) представляет собой простейший вид обратного сигнала, так как содержит только параметр масштаба убывания обратного сигнала *l*. Такую особенность можно использовать для аппаратной коррекции обратного сигнала [6].

Установим стандартный перфорированный экран перед отверстием (см. рис. 1). Этот экран производит искажения и ослабление пучка. Выражение (7) преобразуется к виду

$$I(z) = \frac{\rho^2 I_0}{(1 + 2z/l_b)^2}$$
(8)

Выражение (8) определяет ослабление пучка при двукратном прохождении перфорированного экрана. В нем учтено, что зондирующее и отраженное излучение проходят перфорированный экран. Угловой размер пучка и поле зрения увеличиваются одинаково, поскольку приемник и источник совмещены. Эту ситуацию можно смоделировать уменьшением продольного размера схемы до $l_h \le l$. Так, например, если угловой размер пучка увеличился в 3 раза, то это эквивалентно трехкратному уменьшению продольного размера зондирующей схемы $l_h = l/3$. Соответственно обратный сигнал от удаленного на расстояние z = l зеркала уменьшится в 49 раз. Перфорированный экран может так же иметь малый коэффициент пропускания, например, $\rho = 10^{-2}$. Дополнительными аттенюаторами могут выступать нейтральный фильтры и фактор расстояния. Однако использование фактора расстояния требует осторожности, так как на малых расстояниях обратный сигнал может сильно осциллировать, а на больших расстояниях может быть недостаточной чувствительность при измерении сигнала обратного рассеяния из атмосферы. Тем не менее для указанной коаксиальной схемы аппаратная функция (форма обратного сигнала из однородной атмосферы с малым ослаблением) имеет наиболее простой вид. Наличие совмещенных поля зрения и зондирующего пучка приводит к тому, что искажение пучка приводит к искажению поля зрения. В этом случае измеряемому обратному сигналу от зеркала можно после коррекции сопоставить частоту регистрации фотоотсчетов для отраженного зеркалом неискаженного пучка. Измерив эту частоту, поле зрения приемного канала можно найти калибровочный коэффициент для определения КОР. Таким образом, коаксиальная схема может являться основой для метрологического обеспечения в задачах дистанционного зондирования.

Из изложенного следует, что оптимальная конфигурация схемы лидара включает в себя следующие требования:

1. поле зрения равно угловому размеру пучка;

2. оптические оси приемного и передающего каналов совпадают.

Для такой схемы максимальное значение ГФФ составляет 0,25. При этом значение сигнал/фон максимальное. Для калибровки такой схемы существуют простейшие рассеивающие объекты (перфорированные экраны), которые производят заданное увеличение углового размера пучка и пропускание. При этом в задаче измерения углового размера пучка (поля зрения) отсутствует необходимость использовать методы аппроксимации радиального распределения интенсивности светового пятна на заданном расстоянии или оценивать радиус пучка по некоторому уровню относительно максимальной интенсивности в центре пучка. Установка стандартного перфорированного экрана даст увеличение углового размера пучка и поля зрения на заданный угол. Зная коэффициент уменьшения обратного сигнала можно определить угловой размер пучка.

Технической трудностью для создания такой конфигурации лидара является необходимость стабилизации угловой ориентации оптических осей для каналов приемника и передатчика. Например, для лидара с разнесенными приемным и предающим каналами угол между оптическими осями не должен превышать величину порядка 0,05 мрад. Для создания коаксиальной схемы часто используют полупрозрачное зеркало. Излучение канала передатчика проходит полупрозрачное зеркало, повернутое на 45⁰. Отраженное назад излучение отражается от зеркала и попадает в канал приемника. Недостатком такой схемы является нарушение настройки схемы (ГФФ) при малых поворотах и смещениях зеркала.

КОНФИГУРАЦИЯ МИНИАТЮРНОГО КОАКСИАЛЬНОГО ЛИДАРА

Существующие лидары характеризуются областью геометрического сжатия [7] (geometrical compression), внутри которой существуют значительные трудности при измерении обратного сигнала. В этом диапазоне расстояний мощность обратного сигнала настолько велика, что не соответствует динамическому диапазону работы приемника. Кроме того, внутри этого диапазона геометрический форм-фактор испытывает значительные осцилляции. Для большинства лидаров эта область составляет до нескольких сотен метров. такая особенность до сих пор не позволяет производить метрологическое обеспечение задач дистанционного зондирования. Это является причиной того, что лидарное зондирование ограничивается измерением положения и размера аэрозольных слоев. Для минилидаров область геометрического сжатия может быть минимальной и не превышать десятков метров. В этом случае можно произвести полную калибровку для измерений КОР.

При использовании линз с фокусным расстоянием F на выходе формируется пучок (поле зрения) с угловым размером $\phi_{\pi} = r/F$. Параметр масштаба $l = a/\phi_{\pi}$. Таким образом, использование линз приводит к уменьшению продольного размера зондирующей схемы в l/F раз. На рис. 2 представлена оптимальная схема зондирования.



Рис. 2. Иллюстрация оптимальной схемы зондирования

Коаксиальная схема зондирования с равными угловыми размерами пучка и поля зрения создается посредством использования сетоволоконного делителя СВД. Делитель представляет собой соединение типа Ү. В качестве него можно использовать, например, продукцию российского предприятия ОПТЕЛ. Используемые в нем световоды являются многомодовыми 50/125 мкм, а также многомодовые разветвители фирмы Thorlabs (Thorlabs Inc.Newton, New Jersey, United States) 105/900 мкм.

Излучение лазера проходит через верхний полюс делителя СВД, нижний полюс делителя предназначен для регистрации отраженного излучения детектором. В качестве излучателя можно использовать лазер Axcel Photonics 808 нм 50 мкм. Мощность до 1,5 Вт. Излучение на выходе делителя попадает на рассеивающий элемент РЭ. Использование этого элемента не является необходимым. Однако этот элемент может сформировать выходное излучение с заданным коническим углом. Этот угол определяется геометрической светосилой линзы Л. Кроме того диаметр рассеивающего слоя РЭ задает угловой размер выходного пучка и поле зрения приемного канала. Использование приближения для дельта коррелированных полей на выходе рассеивающего элемента делает минимальным влияние перетяжки при формировании пучка и поля зрения.

В качестве детектора можно использовать продукцию фирм Thorlabs, ID Quantique (IDQ, Женева, Швейцария), Laser Components (Ольхинг, Германия). Для фирмы Laser Components характерны более высокая квантовая эффективность для длины волны 808 нм (70%), однако для большинства указанных детекторов характерно высокое значение времени восстановления до 20 мкс.

Для приемников фирмы Thorlabs характерны следующие параметры: низкая скорость темнового счета до 150 Гц, активная область детектора имеет диаметр 50 мкм. Квантовая эффективность в диапазоне от 800 нм до 900 нм составляет от 7% (800 нм) до 3% (900 нм). Отметим приемники SPAD (Single-Photon Avalanche Diode, IDQ), для которых эффективность регистрации 5%. Такие характеристики лазеров и приемников позволяют создать коаксиальную схему зондирования с одинаковыми угловыми размерами поля зрения и зондирующего пучка.

Для измерения КОР рассеивающего слоя необходимо измерить мощность неискаженного пучка, рассеянного калиброванной рассеивающей поверхностью РП. Рассмотрим поверхность плоского зеркала 3 вместо РП (см. рис. 1). Излучение, выходящее из объектива проходя через перфорированный экран ПЭ, затем отражается от поверхности зеркала, затем снова проходит ПЭ, линзу Л, после этого регистрируется детектором.

На имеющемся макете лидара с приемником, работающим в режиме счета фотонов, сделаны предварительные измерения мощности зондирующего пучка, отраженного от зеркала. Приемный канал имеет входную апертуру 14 мм, угловой размер поля зрения измерен посредством перфорированных экранов и составил 1 мрад, квантовая эффективность детектора (SPAD) диаметром 40 мкм составляла 5%. Частота включения детектора 2,5 кГц. После каждого импульса лазера детектор включался в течение 1 мкс. За этот промежуток времени (строб) можно было зарегистрировать не более одного фотоотсчета. Источником излучения являлся лазер на длине волны 884 нм, с энергией 1 мкДж, длительностью импульса 100 нс, максимальной мощностью 10 Вт в импульсе. Зондирующий пучок наблюдался на экране в прибор ночного видения и его размеры по горизонтали и вертикали оценивались визуально как $0,1 \times 10$ мрад² соответственно. Расстояние между оптическими осями составляло 75 мм.

На расстоянии 15 м было установлено поворотное зеркало диаметром 30 см. Посредством юстировки пятно лазера было направлено в центр приемной апертуры. На таком расстоянии ГФФ поля зрения и зондирующего пучка сформированы и можно считать схему зондирования коаксиальной. В процессе измерений обнаружено, что установка аттенюаторов (нейтральных светофильтров) вместо перфорированных экранов перед приемным и передающим каналами приводила к излому взаимной ориентации оптических осей, из-за чего изменялся ГФФ. Ослабление излучения перфорированными экранами, установленными как перед

приемным каналом, так и перед передающим каналом, не приводило к излому оптических осей. Пропускание экрана перед приемным каналом составляло 0,067 для однородной плоскости, и 0,016 для точечного источника света. Для второго перфорированного экрана 0,145 и 0,044 (передающий канал). Указанные экраны увеличивали угловой размер пучка и поля зрения при однократном прохождении ПЭ на $\Delta \phi = 0,5$ мрад. Апертуры для приемного и передающего каналов были уменьшены до 2 мм. Дополнительные перфорированные экраны устанавливались на расстояниях до 1,5 м. Таким образом для ослабления было использовано 4 перфорированных экрана два перед приемным и два перед передающим каналами. После регистрации обратного сигнала зеркальная поверхность была заменена черной матовой бумагой. Затем последовательно были убраны калиброванные перфорированные экраны и сделаны поправки на диаметры отверстий. При этом время измерений варьировали в диапазоне от 12,8 до 102 с. Это позволило измерить общий коэффициент пропускания, который оказался равным $4,5 \cdot 10^{-8}$. Обратный сигнал n_{15} после учета всех элементов ослабления составил $2,25 \cdot 10^{8}$ фотоотсчетов за один лазерный импульс (за один лазерный импульс с энергией 1 мкДж должно регистрироваться 5·10¹² ф/о). Вероятность регистрации фотоотсчета приемным каналом составила 0,44·10⁻⁴). Следует отметить, что для зеркальной поверхности вероятность фотоотсчетов для обратного сигнала была близка к единице. Для детектора, работающего с большим мертвым временем, это создавало значительные погрешности обратного сигнала.

Скорректированное значение обратного сигнала за один выстрел (2,25·10⁸) и телесный угол зондирующего пучка дают величины, на которые следует нормировать обратный сигнал из атмосферы для нахождения КОР. Для слоя, находящегося в интервале от 30 до 35 м можно получить следующие выражения для определения КОР

$$\beta = \frac{1}{\Omega \Delta z} \frac{n_{30}}{n_{15}}$$
, или $\beta = 0.9 \ 10^{-4} \ n_{30} \ (\text{м} \cdot \text{стр})^{-1}$

Здесь телесный угол $\Omega = 10^{-6}$ стр, n_{15} – число сигнальных фотоотсчетов от зеркальной поверхности за один выстрел лазера, $n_{15} = 2,25 \cdot 10^8$, n_{30} – число фотоотсчетов за один импульс лазера в канале, которому соответствует диапазон от 30 м до 35 м. Измерения в коридоре здания дали при 32000 лазерных импульсах 230 фотоотсчетов ($n_{30} = 7,2 \cdot 10^{-3}$), что соответствовало значению КОР равному 6,5 $\cdot 10^{-6}$ (м·стр)⁻¹. Это значение по порядку величины соответствует значению КОР, измеренному лидаром, для которого использовались другие методы калибровки.

Использованная зондирующая схема имеет несогласованные угловые размеры для поля зрения и зондирующего пучка. Возникающие поперечные искажения так же дают ослабление, на которое необходимо сделать коррекцию. Этот вопрос не является простым и требует отдельного рассмотрения. При использовании коаксиальной схемы таких проблем не возникнет, так как поперечные искажения поля зрения приводят к аналогичным искажениям зондирующего пучка. При этом использование нейтральных фильтров является обоснованным, поскольку указанный фильтр является одним оптическим элементом, как для приемного, так и для передающего каналов. Отметим, что указанные аттенюаторы не приводят к поперечным искажениям поля зрения и зондирующего пучка. Следует отметить, что для диодных лазеров Ахсеl Photonics мощность выходного излучения линейно зависит от тока запуска. Это приводит к дополнительному десятикратному ослаблению. Отсюда следует преимущества коаксиальной схемы зондирования, использующей диодные лазеры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена коаксиальная схема лидара с совмещенными приемным и передающим каналами. Обоснован сценарий калибровки с использованием перфорированных экранов и плоской зеркальной поверхности. На примере приемного и передающего каналов продемонстрирована возможность измерений обратного сигнала от поверхности зеркала. Использование перфорированных экранов позволило достигнуть коэффициента пропускания на уровне 10⁻⁸. Для совмещения приемного и передающего каналов на всех расстояниях предложено использовать световолоконные делители. Рассмотренная схема может быть реализована в миниатюрном варианте с низким уровнем мощности зондирующего пучка. Предложенная конфигурация лидара с использованием световолоконных разветвителей (делителей), практически исключает угловые смещения оптических осей приемного и передающего каналов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. **Klett J.D.** Stable analytical Inversion Solution for Processing Lidar returns, Applied Optics, 1981, V. 20, P. 211-220.
- 2. Veslovskii I., Kolgotin A., Griaznov V., Muller D., Wandinger U., Whiteman D.N. Inversion with regularization for the retrieval of tropospheric aerosol parameters from multiwavelength lidar sounding. Applied Optics, 2002. V. 41. № 18. P. 3685-3699.
- 3. **Takeuchi N. Baba H., Sakurai K., Ueno T.** Diod-laser random-modulation CW lidar, Applied Optics, 1986, V. 25, № 1, P. 63-67.
- 4. **Ижовкина Н.И., Артеха С.Н., Ерохин Н.С., Михайловская** Л.А. Аэрозоль, плазменные вихри и атмосферные процессы. Геофизические процессы и биосфера, 2018, Т. 17, № 4. С. 5–25.
- 5. **Bukharin A.V.** Measuring the extinction in scattering media by a two-channel lidar. Physics of Vibrations, 2000, V. 8. № 3, P. 165–171.
- 6. **Бухарин А.В., Арумов Г.П., Блих Ю.М., Макаров В.С., Тюрин А.В.** Модуляция излучения диодного лазера для формирования обратного сигнала, не зависящего от расстояния. Квантовая электроника, 2016, Том 46, № 10, С. 877 882.
- Stelmaszczyk K., Dell'Aglio M., Chudzyński S., Stacewicz T., Wöste L. Analytical function for lidar geometrical compression form-factor calculations. Applied Optics, 2005, Vol. 44, № 7, P. 1323-1331.

G.P. Arumov, A.V. Bukharin

Space Research Institute, Russian Academy of Science, Russia, 117997, Moscow, Profsoyuznaya ul. 81/32, E-mail: tumbul@iki.rssi.ru

SELECTION OF THE MINIATURE LIDAR CONFIGURATION FOR CALIBRATION OF THE BACK SCATTER SIGNAL

The simulation of the reverse signal in the paraxial approximation for the coaxial sounding scheme was made. The resulting expression gives the dependence of the backscatter signal from the field of view. For a scheme in which the angular dimensions of the beam and the field of view are equal, the ratio of signal and background photocounts is maximum. The technical problems of creating miniature schemes using fiber-optic dividers are discussed. When using lasers with a low output power level, the backscatter signal from the atmosphere is localized in the range of up to 100 meters. This provides significant advantages for calibration and measurement of the backscatter coefficient, since standard scattering objects can be replaced with specular surfaces. Minilidars are the basis for the creation of a universal minilidar, which makes it possible to measure the backscatter coefficient on small paths.

LIDAR EQUATION, BACKSCATTERING, DIODE LASER, FORM FACTOR, LIGHT-FIBER SPLITER, MINILIDAR, CALIBRATION, PERFORATED SCREEN



УДК 535-4; 621.3.095.1

^{*1}Ачкасов Н.С., ²Ненадович В.Д., ^{1,2}Соколов А.Л.

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, ^{*}E-mail: Verymad@yandex.ru ² AO «НПК «СПП», Россия, 111024, Москва, Авиамоторная ул., 53

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕПЕР-ПЕРИСКОПОВ

АННОТАЦИЯ

Рассчитан коэффициент пропускания излучения penep-nepuckona с различными состояниями поляризации. Качественно построена зависимость коэффициента пропускания линейной поляризации под разным азимутальным углом.

РЕПЕР-ПЕРИСКОП, КОЭФФЦИЕНТ ПРОПУСКАНИЯ, ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХА-РАКТЕРИСТИКИ РЕПЕПЕР-ПЕРИСКОПА

введение

Репер-перископ – это оптический прибор, используемый в составе квантово-оптических станций (КОС). Одним из основных применений КОС является измерение дальности до космических аппаратов с целью построения и уточнения параметров их орбиты [1]. Репер-перископ устанавливается на выходе из передающего оптического тракта КОС. Его задача – отвести часть излучения, направляющегося на космический объект сразу же в приемный тракт КОС. Это дает возможность выполнить две важные задачи:

- обеспечение контроля точности юстировки всей оптической системы КОС;

- обеспечение системы измерения дальности калибровочными данными.

Конструктивно репер-перископ представляет собой оптическую систему, состоящую из стеклянных пластин с разными покрытиями на поверхностях. Функционально репер-перископ представляет собой полый ретрорефлектор, отличающийся тем, что одна из граней находится на расстоянии от двух других для удобства отвода отраженного излучения.

При разработке и использовании опытных образцов таких технически сложных систем, как КОС нового поколения, неизбежно возникает ряд задач, которые необходимо исследовать и решать.

Одной важнейших задач при использовании репер-перископов в КОС типа «Точка» [2], выпускаемой АО «НПК «СПП», является расчет и измерение его поляризационных характеристик. Для уменьшения потерь при отражении от зеркал, составляющих оптический тракт КОС, линейно поляризованное излучение лазера преобразуется в круговое с помощью пластинки $\lambda/4$. Приемная система КОС устроена таким образом, что для корректного приема прошедшего через репер-перископ излучения, потери s и р компонент не должны отличаться более чем в 2 раза. Для достижения поставленной задачи были созданы несколько экземпляров

репер-перископа, отличающихся конфигурацией покрытий: присутствуют как диэлектрические так и металлические [3]. Теоретически каждая конфигурация подходит для выполнения поставленной задачи, однако необходимо провести натурные исследования созданных образцов для определения наилучшей конфигурации, что является целью настоящей работы.

В первой части исследования будут построены зависимости пропускания различных состояний поляризации и соотношения между ними.

Во второй части будет определен коэффициент пропускания излучения с различным состоянием поляризации репер-перископами.

Исследовались 3 репер-перископа имеющие разные параметры покрытия: №1 и №2 с различными диэлектрическими покрытиями и №3 с металлическим покрытием.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕПЕР-ПЕРИСКО-ПОВ

Исследование коэффициента пропускания различных состояний поляризации

Для измерения коэффициента пропускания различных состояний поляризаций лазерного излучения было разработано рабочее место, схема которого приведена на рис. 1.



Рис. 1. Схема рабочего места для измерения коэффициента пропускания отдельных поляризаций: 1– лазер (линейно поляризованный), 2 – фазовая пластинка λ/4, 3 – коллиматор, 4 – репер-перископ, 5 – прошедшее излучение, 6 – собирающая линза, 7 – фотоприемник, 8 – мультиметр, 9 – блок питания лазера

Методика заключается в следующем: производится измерение амплитуды сигнала (тока) на входе в репер-перископ и на выходе из репер-перископа, при разных состояниях поляризации, которые выставлены заранее. Для этого устанавливается линза 6, фотоприемник 7 и мультиметр 8 работающий в режиме постоянного тока располагаются перед входной апертурой репер-перископа. Для регистрации результатов измерений сигнала линза 6, фотоприемник 7 и мультиметр 8 устанавливаются на выходе из репер-перископа.

При измерении коэффициента пропускания линейной поляризации, изменение плоскости поляризации (вертикальной или горизонтальной) обеспечивается поворотом лазерного излучателя. Контроль точности установки линейной поляризации производится с помощью поляризатора и фотоприемника, установленных за лазером.

При измерении коэффициента пропускания круговой поляризации в схему добавляется четвертьволновая пластина. Точность установки круговой поляризации проверяется так же, с помощью поляризатора и фотоприемника, установленных за волновой пластиной.

В соответствии с (1) коэффициент пропускания рассчитывается для различных состояний поляризаций.

$$\tau = \frac{I_{\text{BJX}}}{I_{\text{BX}}} \tag{1}$$

где $I_{\text{вых}}$ – значение тока на выходе из репер-перископа, $I_{\text{вх}}$ – значение тока на входе в реперперископ.

Результаты измерения коэффициента пропускания различных состояний поляризации приведены в таблице 1.

Тип поляриза-	τ		
ции:	Р-п №1.	Р-п №2.	Р-п №3.
Вертикальная	0,37	0,59	0,57
Горизонтальная	0,65	0,73	0,69
Круговая	0,60	0,65	0,62

Таблица 1. Коэффициент пропускания разных состояний поляризации

Исследование исследования отражения репер-перископом лазерного излучения с различным азимутом линейной поляризации.

Для измерения пропускания линейных поляризаций была разработана установка, схема которой приведена на рис. 2.



Рис. 2. Схема измерения коэффициента пропускания отдельных поляризаций: 1– лазер, 2– фазовая пластинка λ/4, 3 – поляризатор, 4 – коллиматор, 5 – репер-перископ, 6 – излучение к спутнику, 7 – собирающая линза, 8 – фотоприемник, 9 – мультиметр, 10 – блок питания лазера

Изначально выставляется круговая поляризация по методике описанной выше. Затем после четвертьволновой пластины устанавливается поляризатор, установленный на оснастке с лимбом, позволяющим проводить поворот поляризатора с определенным шагом. Вращая поляризатор от 0° до 90° с шагом в 10°, регистрируем сигнал перед входом в репер-перископ.



Рис. 3. Коэффициент отражения репер-перископом линейно поляризованного лазерного излучения с разным азимутом

Для этого устанавливается линза 7, фотоприемник 8 и мультиметр 9 работающий в режиме постоянного тока располагаются перед входом в репер-перископ.

При регистрации выходного сигнала линза, фотоприемник и мультиметр устанавливаются за апертурой выхода отраженного излучения и снова вращая поляризатор от 0° до 90° с шагом в 10° проводится регистрация сигнала. Далее рассчитывается коэффициент пропускания по формуле (1). Результаты измерений приведены в виде графика на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были проведены исследования пропускания различных состояний поляризации трех репер-перископов. Проведенные исследования показали, что для 3-х репер-перископов отношения коэффициентов отражения s и р компонент составляют: для репер-перископа №1 – 1,64; для репер-перископа №2 – 4,1; для репер-перископа №3 – 4,6.

Кроме того результаты исследования позволят рассчитать параметры оптических фильтров, ослабляющих излучение для предотвращения выхода из строя дорогостоящих составных частей КОС – фотоприемных устройств. Результаты настоящего исследования будут использованы при дальнейшем исследовании поляризационных характеристик КОС «Точка» при различных угловых наклонах передающей системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л.А. Аснис, В.П. Васильев и др. Лазерная дальнометрия // М.: Радио и связь, 1995. — 256 с.

2. **В. П. Васильев**. Современное состояние высокоточной лазерной дальнометрии // УФН, С. 790–797.

3. Ищенко Е. Ф., Соколов А. Л. Поляризационная оптика (2-ое изд.). М.: Изд. – во ФИЗ-МАТЛИТ. 2012. 454 с.

4. Соколов А.Л., Мурашкин В.В. Дифракционные поляризационно-оптические элементы с радиальной симметрией // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. 111. С. 900 – 907.

N.S. Achkasov^{1*}, V.D. Nenadovich², A.L. Sokolov^{1, 2}

¹ National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, *E-mail: Verymad@yandex.ru ² JSC «RPC «PSI», Russia, 111024, Moscow, Aviamotornaya st., 53

RESEARCH OF POLARIZED CHARACTERISTICS OF REPER-PERISCOPES

The transmittance of radiation of a reper-periscope with different polarization states is calculated. Qualitatively constructed dependence of the transmittance of linear polarization at different angles.

REPER-PERISCOPE, TRANSFER COEFFICIENT, POLARIZATION CHARACTERISTICS OF REPER-PERISCOPE



УДК 621. 375

^{*}Близнюк В.В., Галстян К.П., Григорьев В.С., Долгов А.В., Морозов Н.В., Паршин В.А., Семенова О.И., Тарасов А.Е.

Национальный исследовательский университет "МЭИ", Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, *E-mail: 4059541@mail.ru, BlizniukVV@mpei.ru

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМА ПИТАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ МОДУЛЕЙ, ВСТРОЕННЫХ В ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена методика определения оптимального режима питания одномодовых лазерных модулей (ЛМ), основанная на анализе их вольтамперной и спектральной характеристики. В результате анализа вольтамперных характеристик нескольких моделей ЛМ установлено, что их можно представить в виде двух линейных участков. Наклон первого варьируется от 50 до 90 мА/В, а второго, в результате ограничения драйвером тока накачки, от 0,4 до 2,5 мА/В соответственно. Анализ зависимости спектральной характеристики ЛМ от тока накачки показал, что наибольшая стабильность мощности одномодового излучения лазера обеспечивается, если его рабочая точка находится в начале второго линейного участка вольтамперной характеристики.

ОДНОМОДОВЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ МОДУЛЬ, ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА, ТОК НАКАЧКИ, СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

введение

В общем случае режим питания лазерных модулей считают оптимальным, если выполняются условия, при которых на определенной длине волны обеспечиваются требуемый уровень мощности излучения и высокая степень ее стабильности.

Однако к лазерным модулям, используемым в прецизионных измерительных системах, дополнительно предъявляют два принципиально важных требования. Во-первых, они должны генерировать на фундаментальной моде, чтобы обеспечить устойчивый профиль лазерного пучка на входе оптической части измерительной системы и, как следствие, надежно прогнозируемое преобразование его оптическими компонентами системы. Во-вторых, их ресурс (срок службы) должен быть достаточно большим, чтобы практически исключить замену модулей в аварийных условиях.

Обзор литературных источников [1] позволяет заключить, что реализация режима питания лазерных модулей, при котором одновременно обеспечиваются требуемая мощность генерации на фундаментальной моде и ее высокая стабильность в течение 5000 – 10000 часов, это сложная техническая задача. Как показывает практика разработки источников питания одномодовых лазерных модулей (ЛМ), встроенных в прецизионные измерительные системы, для успешного решения этой задачи необходимо использовать малоинерционное звено обратной связи со сроком службы не менее 50000 часов.
Не менее сложной задачей является контроль параметров источника питания ЛМ – напряжения на входе драйвера и тока накачки лазерного диода, при которых обеспечивается высокостабильный одномодовый режим генерации лазерных модулей [2, 3].

Контроль режима генерации лазерного модуля на фундаментальной моде связан с измерениями диаграммы направленности их излучения и различными способами ее количественного анализа [2-6]. Существенным недостатком такого метода контроля является необходимость извлечения ЛМ из измерительной системы. Срок службы современных ЛМ определяется по результатам ускоренных испытаний, а значит, при повышенных температурах окружающей среды [1], что также приводит к необходимости извлечения модулей из измерительной системы.

Важнейшими параметрами блока питания ЛМ, определяющими их энергетические, пространственно-энергетические и спектральные характеристики, являются напряжение на входе драйвера и ток накачки ЛД, входящего в структуру модуля.

Целью данной работы является разработка методики оптимизации и контроля этих параметров блока питания по спектральной характеристике ЛМ.

МЕТОДИКА ОПТИМИЗАЦИИ РЕЖИМА ПИТАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ МОДУЛЕЙ, ВСТРОЕННЫХ В ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

При разработке методики принимались во внимание два обстоятельства. Во-первых, учитывалось, что при оптимальном режиме питания ЛМ, предназначеных для работы в прецизионных измерительных системах, должны обеспечиваться как генерация на фундаментальной моде, так и большой срок службы. Во-вторых, использовались полученные ранее результаты исследований ЛМ, согласно которым одновременное выполнение этих условий возможно только при определенных значениях тока накачки $i_{ld opt}$, когда функция $f_{emp}(v)$, описывающая линию, огибающую спектр излучения ЛМ, может быть хорошо аппроксимирована гауссовой функцией [7].

Так как ток накачки является основным параметром блока питания ЛМ, оптимизация режима питания модуля сводится к определению значения этого тока *i* _{ld opt}.

Начальной операцией по нахождению параметра *i* _{ld opt} является определение диапазона значений тока накачки, в котором следует проводить его поиск. Последовательность действий для определения границ этого диапазона рассмотрим на примере входящего в состав ЛМ лазерного диода ЛД-3 модели KLM-650-5-5. Вольтамперная характеристика (BAX) ЛМ с ЛД-3 приведена на рис.1.



Рис. 1. ВАХ лазерного модуля с лазерным диодом ЛД-3 модели KLM-650-5-5

Ее можно представить в виде двух отрезков прямых с углами наклона 53,1 мА/В и 0,5 мА/В соответственно. Диапазон значений тока накачки ЛМ, при которых наблюдается сильная зависимость тока накачки от напряжения на входе модуля, сразу исключается из зоны поиска тока $i_{ld opt}$, так как даже малые флуктуации напряжения блока питания U_{BX} приводят к значительным изменениям тока накачки, а значит, и большой нестабильности параметров излучения.

Участок ВАХ с малым углом наклона соответствует значениям напряжения питания ЛМ, при которых драйвер работает в режиме ограничения тока накачки. Во всем диапазоне напряжений $U_{\rm BX}$ на входе драйвера, работающего в таком режиме, обеспечивается существенное уменьшение флуктуаций тока накачки при изменении $U_{\rm BX}$, а значит, и высокая стабильность параметров излучения ЛМ.

Так как угол наклона ВАХ практически постоянен в диапазоне значений $U_{\text{вх}}$ от трех до пяти вольт, то один и тот же уровень стабилизации параметров излучения ЛМ может быть обеспечен при любом значении $U_{\text{вх}}$ из выше указанного диапазона.

Изготовители ЛМ рекомендуют использовать источник питания с выходным напряжением 5В. Обусловлено это тем, что при таком напряжении на входе драйвера обеспечивается не только устойчивый режим его работы, но и максимальная мощность излучения ЛМ.

Однако исследования токовой зависимости функции $f_{emp}(v)$ показали, что при увеличении $U_{\rm BX}$ наблюдается не только рост мощности излучения, но и длинноволновый сдвиг спектра излучения ЛМ. Этот сдвиг объясняется ростом тока накачки ЛД и вызванным им ростом температуры гетероструктуры ЛД-3.

Всесторонний анализ влияния роста температуры гетероструктуры ЛД-3 на энергетические и спектральные характеристики ЛМ представляет собой отдельную и непростую задачу, решение которой выходит за рамки настоящей работы.

Для определения границ диапазона значений тока накачки, в пределах которого должен вестись поиск его оптимального значения $i_{ld opt}$, мы использовали количественный анализ функции $f_{emp}(v)$ при разных значениях напряжения на входе драйвера, а значит, и тока накачки лазерного диода ЛД-3.

Анализ проводился в диапазоне частот Δv с центральной частотой диапазона v_0 по методике, изложенной в [7]. Он осуществлялся путем сравнения функции $f_{emp}(v)$ с гауссовой функцией в пределах ширины линии Δv , огибающей спектр излучения лазерного диода, с центральной частотой линии v_0 . Мерой отклонения функции $f_{emp}(v)$ от гауссовой функции в диапазоне частот Δv служил параметр A, такой, что при выполнении условия $A \rightarrow 1$ функция $f_{emp}(v)$ практически совпадала с гауссовой функцией. Согласно [7], это означало, что ЛД генерировал на фундаментальной моде, а срок его службы был близок к максимальному для партии приборов, изготовленных в едином технологическом цикле.

Уточненный анализ функции $f_{emp}(v)$ проводился с учетом критерия A \geq 0,855 [7]. Соответствие результатов измерения параметра A этому критерию указывает на то, что имеет место режим генерации лазерного диода на фундаментальной моде.

Результаты количественного анализа функции $f_{emp}(v)$ лазерного диода ЛД-3 приведены в табл.1.

Из таблицы видно, что при любом входном напряжении на драйвере ЛД-3 значение параметра A превышает 0,855. Это означает, что в диапазоне токов накачки ЛД-3 от 24,4 до 26,5 мА выполняется одно из основных требований, предъявляемых к лазерным диодам, используемым в прецизионных измерительных системах, а значение $i_{ld opt}$ следует искать во всем этом диапазоне.

При определении срока службы ЛД из партии приборов, изготовленных групповым методом в одном и том технологическом цикле, установлено, что он может варьироваться в пределах от 2 500 до 3 500 часов. Поэтому для определения качества гетероструктуры каждого

экземпляра ЛД из той или иной партии приборов наряду с параметром *A* использовался параметр *T*

$$T = \frac{\tau}{\tau_{\max}},\tag{1}$$

где τ – срок службы конкретного экземпляра ЛД из определенной партии приборов в масштабе реального времени; τ_{max} – максимальное время наработки некоторого ЛД из той же партии приборов.

Значения параметра Т для ЛД-3 приведены в таблице 1.

Установлено, что параметры T и A при $A \ge 0,855$, т.е. в режиме генерации ЛД на фундаментальной моде, связаны между собой следующим соотношением

$$T = A^{1/3}$$
. (2)

Таблица 1. Расчетные значения центральной частоты v_0 диапазона частот Δv , в котором анализировалась спектральная характеристика ЛМ; коэффициентов *A* и *T* при разных напряжениях на входе драйвера $U_{\text{вх}}$ (токах накачки $i_{\text{нак}}$) ряда моделей лазерных модулей

Параметр	ЛД-2	ЛД-3	ЛД-5	ЛД-105
U_{BX} , B	2,5	2,5	2,5	3,5
<i>і</i> _{нак} , мА	24,7	24,4	24,0	84,3
v ₀ , 10 ¹⁴ Гц	4,5931	4,5905	4,5890	4,5590
A	0,9694	0,9004	0,9311	0,8729
Т	0,9897	0,9656	0,9765	0,9557
$U_{\rm BX}$, B	3,0	3,0	3,0	4,5
<i>і</i> _{нак} , мА	26,1	25,7	25,3	85,6
v ₀ , 10 ¹⁴ Гц	4,5915	4,5882	4,5875	4,5607
A	0,9601	0,9666	0,9376	0,8813
Т	0,9865	0,9887	0,9788	0,9588
$U_{\rm bx},{ m B}$	4,0	4,0	4,0	5,0
<i>і</i> _{нак} , мА	26,5	26,1	25,8	86,1
v ₀ , 10 ¹⁴ Гц	4,5901	4,5876	4,5864	4,5597
A	0,9408	0,9460	0,9141	0,8551
Т	0,9799	0,9817	0,9705	0,9492
$U_{\rm bx}, {\rm B}$	5,0	5,0	5,0	-
<i>і</i> _{нак} , мА	26,9	26,5	26,2	-
v ₀ , 10 ¹⁴ Гц	4,5883	4,5859	4,5853	-
A	0,9115	0,8966	0,9273	-
Τ	0,9696	0,9643	0,9752	

Анализ токовой зависимости спектра излучения ЛМ позволил определить оптимальное значение тока накачки лазерного диода *i*_{ld}, входящего в структуру модуля.

Срок службы ЛД, согласно (1) и (2) возрастает при увеличении параметра *А*. Поэтому при анализе токовой зависимости спектра излучения ЛД в первую очередь определялся ток накачки, при котором параметр *А* имел наибольшее значение.

При рассмотрении режима питания ЛД-3, установлено, что максимальное значение параметра A реализуется при токе накачки 25,7 мА и напряжении на входе драйвера 3 В, то есть в области слабой зависимости тока накачи от $U_{\rm BX}$.

Наряду с ЛД-3 в работе рассматривались режимы работы блока питания еще двух моделей лазерных модулей: ЛД-2 и ЛД-5. Они, как и ЛД-3, изготовлены в едином технологическом цикле и имеют одинаковые с ЛД-3 ВАХ. Однако значение тока накачки ЛД-2, равное 24,7 мА, при котором параметр A достигает максимального значения 0,970, находится в области сильной зависимости тока накачки от $U_{\rm BX}$, что исключает возможность рассматривать его как $i_{ld opt}$. Поэтому за оптимальное принято значение тока накачки ЛД-2, равное 26,1 мА, несмотря на то, что значение параметра A = 0,960, то есть меньше, чем при токе 24,7 мА.

Исследования партии приборов показали, что для ЛМ, изготовленных в едином технологическом цикле, нижняя граница пологой части их ВАХ одинакова. Это позволяет для каждой партии ЛМ определить входное напряжение U_{вх.min} на драйвере, при превышении которого драйвер начинает функционировать как ограничитель тока накачки.

Входное напряжение ЛМ $U_{\rm BX}$ равно выходному напряжению блока питания, что исключает необходимость использования измерителя тока накачки, а значит, и усложнение схемы контроля режима питания ЛМ.

ЛМ модели ЛД-105 включает в себя лазер, мощностью 40 мВт. ВАХ этого ЛМ приведена на рис. 2. Область вариации тока накачки здесь ограничена условием $A \ge 0,855$. Из рассмотрения ВАХ ЛД-105 с учетом такого ограничения следует, что оптимальное значение тока накачки равняется 85,6 мА, при $U_{Bx} = 4,5$ В.



Рис. 2. ВАХ лазерного модуля с лазерным диодом ЛД-105 модели KLM-650-40-5

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена методика оптимизации режима питания ЛМ, встроенных в прецизионные измерительные системы. Базовым параметром блока питания служит ток накачки. Оптимальное значение этого тока требуется определять с учетом двух факторов – обеспечения устойчивого гауссова профиля пучка излучения, то есть выполнения условия $A \ge 0,855$, и максимально возможного срока службы, то есть предельного значения параметра A. Показано, что для определения оптимального значения тока накачки $i_{ld \text{ орt}}$ выполнение условия $A \rightarrow 1$ является необходимым, но недостаточным. Требуется, чтобы это значение тока накачки находилось в диапазоне ВАХ со слабой зависимостью тока от напряжения на входе драйвера $U_{\text{вх}}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков А. Е. Основы физики и технологии полупроводниковых лазеров. Спб: Академ. унта. 2016. 364 с.

2. Лютецкий А.В., Пихтин Н.А. [и др.]. 1.7-1.8 мкм лазерные диоды на основе кванто-размерных InGaAs/InP – гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 2003. Том 37. Вып. 11. С. 1394-1400.

3. Давыдова Е.И., Ладугин М.А. [и др.]. Мощные одномодовые лазерные диоды на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaAs/AlGaAs, легированных углеродом // Квантовая электроника. 2009. Том 39. №1. С. 18-20.

4. **Bliznyuk V.V., Berezovskaya N.V. [et al.].** A way of analyzing pattern of a laser diode operating in the fundamental mode // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. Allerton Press Inc. (United States). 2017. V.81. N.1. P. 1–4.

5. Bliznyuk V.V., Berezovskaya N.V. [et al.]. Analysis of the radiation of laser diode radiation based on experimental data // Physics of Wave Phenomena. 2017. V. 25, N.3. P. 214 – 218.

6. **Bliznyuk V.V., Koval O.I. [et al.].** Determining the refractive index of a laser diode waveguide from the measured radiation pattern // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. Allerton Press Inc. (United States). 2018. V.82. N.1. P. 6–8.

7. **Bliznyuk V.V., Koval O.I. [et al.].** Estimating the operational lifespan of transverse single-mode laser diodes from their spectral characteristics // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. Allerton Press Inc. (United States). V.82. N.11. 2018. P. 1367 – 1370.

^{*}V.V. Bliznyuk, K.P. Galstyan, V.S. Grigoriev, A.V. Dolgov, N.V. Morozov, V.A. Parshin, O.I. Semenova, A.E.Tarasov

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Krasnokazarmennaya, 14, Moscow, 111250, Russia

*E-mail: 4059541@mail.ru, BlizniukVV@mpei.ru

OPTIMIZATION OF POWER SUPPLY MODE OF LASER MODULES IN PRECISION MEASUREMENT SYSTEMS

A method for determining the optimal power supply of single-mode laser modules (LM), based on the analysis of its current-voltage and spectral characteristics, is considered. As a result of the current-voltage characteristics analysis of several LM models, it has been established that they can be represented in the form of two linear sections. The slope of the first of them varies from 50 to 160 mA / V, and the second one varies from 0.75 to 2.5 mA / V, respectively, as a result of the driver limiting the pumping current. Analysis of LM spectral characteristics dependence on the pumping current showed that the greatest stability of single-mode laser radiation power is provided if its operating point is at the beginning of the second linear portion of the voltage -current characteristic.

SINGLE-MODE LASER MODULE, CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTIC, PUMPING CURRENT, SPECTRAL CHARACTERISTIC



УДК 621. 375

*Близнюк В.В., Григорьев В.С., Паршин В.А., Семенова О.И., Тарасов А.Е.

Национальный исследовательский университет "МЭИ", Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, ^{*}E-mail: 4059541@mail.ru, BlizniukVV@mpei.ru

ЭКСПРЕСС ДИАГНОСТИКА СОСТОЯНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ЛАЗЕРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С ЗАМКНУТЫМ ЦИКЛОМ РАБОТЫ

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена методика быстрого определения состояния гетероструктуры одномодовых лазерных диодов (ЛД) по их спектральной характеристике. Методика базируется на сравнении функции, описывающей форму линии, огибающей спектр излучения ЛД, при различных токах накачки, с гауссовой функцией. Введен параметр, позволяющий количественно оценить степень отличия этих функций в пределах ширины спектральной линии. Установлено, что по мере уменьшения степени отличия функций возрастает время, в течение которого будет поддерживаться нормальный режим работы ЛД.

ОДНОМОДОВЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ДИОД, ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ МОДА, ОГИБАЮЩАЯ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ, СРОК СЛУЖБЫ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА

введение

В случае использования лазерных диодов в ЛИС с замкнутым циклом работы актуализируется задача сокращения времени их диагностики. Практический интерес представляют ЛИС с одномодовыми лазерными диодами. Поэтому в настоящей работе рассматриваются только лазерные диоды, работающие на фундаментальной моде. Далее они обозначаются как ЛД.

Необходимость быстрого контроля состояния гетероструктуры ЛД обусловлена сжатыми сроками проведения как регламентных, так и аварийных работ в ходе эксплуатации ЛИС с замкнутым циклом работы. Что же касается текущего контроля состояния ЛД, не связанного с указанными видами работ, то он должен проводиться не только быстро, но и без нарушения рабочего режима ЛИС, то есть без извлечения ЛД из структуры ЛИС.

Как показал анализ публикаций, посвященных методам диагностики ЛД [1-8], быстрый контроль состояния гетероструктуры ЛД без извлечения его из структуры ЛИС возможен только в том случае, когда он осуществляется путем измерений спектральных характеристик (CX) лазера. Действительно, для измерений СХ ЛД достаточно использовать только малую часть потока излучения, которая распространяется в периферийной области лазерного пучка, и транспортировать ее по оптическому волокну к входной щели спектрального прибора.

Ответвление части пучка в оптическое волокно и транспортирование излучения по волокну является стандартной, хорошо отлаженной операцией. Поэтому все внимание в данной работе уделено разработке методики быстрой диагностики состояния гетероструктуры ЛД с использованием его СХ.

МЕТОДИКА БЫСТРОЙ ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ЛД ПО ЕГО СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ

Методика основана на количественном анализе формы линии $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$, огибающей спектр излучения ЛД, измеренной на начальном этапе его эксплуатации, и на использовании результатов проведенных нами многолетних исследований временных зависимостей энергетических, пространственно-энергетических и спектральных характеристик лазерного диода. Здесь ν_0 - центральная частота доплеровского контура, ширина которого $\Delta\nu$ равна ширине линии, описываемой функцией $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$.

Количественный анализ функции $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ осуществлялся путем ее сравнения с гауссовой функцией $f_G\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ в пределах ширины линии, огибающей спектр излучения ЛД. Для проведения такого анализа был введен интегральный спектральный параметр *A*:

$$A = 1 - \int_{\nu_{1/2}\min}^{\nu_{1/2}\max} \frac{\left| D\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu}\right) - 1 \right| d\nu}{\Delta \nu},\tag{1}$$

где $v_{1/2max}$ и $v_{1/2min}$ – частоты, которые определялись из условия:

$$f_{emp}\left(\nu_{1_{2}\min}\right) = f_{emp}\left(\nu_{1_{2}\max}\right) = f_{G}\left(\nu_{1_{2}\min}\right) = f_{G}\left(\nu_{1_{2}\max}\right) = 0,5,$$
(2)

а

$$D\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right) = \frac{f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)}{f_G\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)},\tag{3}$$

где v₀ – центральная частота диапазона частот Δv , в котором сравнивались гауссова функция $f_G\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ и функция $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$, заданная в виде массива чисел. Значение частоты v₀ определялось по формуле:

 $\nu_0 = \frac{1}{2} \Big(\nu_{1/2\text{max}} + \nu_{1/2\text{min}} \Big), \tag{4}$

а нормированная гауссова функция имела следующий вид:

$$f_G\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right) = \exp\left[-4 \cdot \ln 2 \cdot \left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)^2\right].$$
(5)

Из (1) и (3) следует, что значение параметра *A* стремится к единице, когда функция $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ может быть хорошо аппроксимирована гауссовой функцией. Однако вид функции $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ зависит от тока накачки. Так, на рис. 1 видно, что форма кривой $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ заметно изменяется даже при незначительной вариации тока накачки.



Рис. 1. Вид огибающей спектр излучения ЛД-2 модели КLМ-650-5-5 (сплошная линия) и гауссовой кривой (точечная линия) шириной, равной ширине огибающей, при токе накачки: а) 24,7 мА; б) 26,1 мА

Здесь сплошными линиями изображены огибающие спектр излучения ЛД-2 модели КLМ-650-5-5 (далее – ЛД-2) после 240 часов наработки при токе накачки 24,7 мА и 26,1 мА, а точечными линиями – гауссовы кривые шириной, равной ширине сплошных линий. При токе накачки 24,7 мА функция $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ имеет максимум на частоте 4,5927·10¹⁴ Гц (на длине волны излучения 653,21 нм); при токе накачки 26,1 мА – на частоте 4,5918·10¹⁴ Гц (на длине волны излучения 653,33 нм). Таким образом, наблюдается смещение максимума кривой $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ в длинноволновую область. Это смещение обусловлено повышением температуры гетероструктуры ЛД из-за увеличения тока накачки.

На рис.1 видно, что при токе накачки 24,7 мА в пределах ширины линии $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$, огибающей спектр излучения ЛД-2, форма этой линии близка к гауссовой кривой. При этом значение параметра A, рассчитанное по формуле (1), равно 0,969. При токе накачки 26,1 мА форма линии $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ отличается от гауссовой кривой в большей степени, чем при токе накачки 24,7 мА. Что подтверждается и результатами расчета параметра A – он уменьшается и становится равным 0,960.

КРИТЕРИЙ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ ЛД ПО ПАРАМЕТРУ А

Комплексный количественный анализ диаграммы направленности ЛД-2 с использованием методик, рассмотренных в [3,7,8], а также функции $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ с использованием параметра *A* показал, что при $A \ge 0,855$ профиль пучка излучения исследуемого ЛД близок к гауссовой кривой и имеет место генерация на фундаментальной моде.

Так как и при обоих значениях тока накачки выполняется условие $A \ge 0,855$, и в том и в другом случае имеет место генерация ЛД-2 на фундаментальной моде.

Критерий $A \ge 0,855$ носит универсальный характер, так как проведенные нами исследования показали, что он может быть использован для определения режима генерации ЛД на фундаментальной моде для приборов из разных партий, то есть, независимо от того, изготовлены они в едином технологическом цикле или нет.

Для иллюстрации этого факта рассмотрим форму линии $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$, огибающей спектр излучения ЛД-3 модели KLM-650-5-5 (далее ЛД-3), не входящего в ту же партию приборов, что и ЛД-2 (рис.2).



Рис. 2. Вид огибающей спектр излучения ЛД-3 модели КLМ-650-5-5 (сплошная линия) и гауссовой кривой (точечная линия) шириной, равной ширине огибающей, при токе накачки 25,7 мА

Здесь сплошной линией изображена огибающая спектр излучения ЛД-3 $f_{emp}\left(\frac{v-v_0}{\Delta v}\right)$ после 250 часов наработки при токе накачки 25,7 мА, а точечной линией – гауссова кривая шириной, равной ширине сплошной линии. На рисунке видно, что форма огибающей линии практически та же, что и у гауссовой кривой, а значение параметра *A* равно 0,967. Проверка профиля пучка показала, что он описывается функцией, близкой к функции Гаусса. Все это позволяет заключить, что ЛД-3 при токе накачки 26,4 мА работает на фундаментальной моде.

Еще одним подтверждением универсального характера критерия $A \ge 0,855$ служат результаты исследования токовой зависимости функции $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ ЛД-105 модели КLМ-650-40-5 (далее ЛД-105), не входящего в ту же партию приборов, что и ЛД-2 и ЛД-3. На рис.3 сплошными линиями изображены огибающие спектр излучения ЛД-105 $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ после 210 часов наработки при токе накачки 84,3 мА; 85,6 мА и 86,1 мА, а точечными линиями – гауссовы кривые, ширина каждой из которых равной ширине соответствующей сплошной линии.

В отличие от ЛД-2 и ЛД-3, мощность которых не превышала 5 мВт, мощность ЛД-105 достигала 40 мВт. Увеличение мощности излучения проявлялось в том, что гауссовы кривые и форма линий, описываемых функциями $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ при разных токах накачки, отличались друг от друга в большей степени, чем в ЛД с малой мощностью излучения. Это отличие отразилось и на результатах количественного анализа функций $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$, проведенного с использованием (1)–(5). Так, при токе накачки 84,3 мА параметр *A* был равен 0,873; при токе накачки 85,6 мА – 0,881; при токе накачки 86,1 мА – 0,855. Указанные значения параметра *A* были меньше, чем у ЛД малой мощности. Тем не менее, при всех значениях тока накачки выполнялось условие $A \ge 0,855$. Это позволяло предположить, что в рассматриваемом диапазоне токов накачки имеет место генерация ЛД-105 на фундаментальной моде. Проведенный нами анализ профиля пучка излучения ЛД-105 по методике, изложенной в [7,8], показал, что он хорошо аппроксимируется гауссовой кривой при трех значениях тока накачки, а значит, действительно в диапазоне значений тока накачки от 84,3 до 86,1 мА имеет место режим генерации на фундаментальной моде.



Рис. 3. Вид огибающей спектр излучения ЛД-105 модели КLМ-650-40-5 (сплошная линия) и гауссовой кривой (точечная линия) шириной, равной ширине огибающей, при токе накачки: а) 84,3 мА; б) 85,6 мА; в) 86,1 мА

Обращает на себя внимание аномально быстрое уменьшение ширины Δv линии $f_{emp}\left(\frac{v-v_0}{\Delta v}\right)$ при увеличении тока накачки, а значит и пропорциональной ему мощности излучения. Наблюдается существенное отличие токовой зависимости параметра Δv от обычно наблюдаемой, когда параметр Δv обратно пропорционален мощности выходного излучения. Анализу причин этой аномалии будет посвящена одна из ближайших публикаций.

ПРОВЕДЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ **ВРЕМЕННОЙ** РЕЗУЛЬТАТЫ PAHEE ХАРАКТЕРИСТИК СПЕКТРАЛЬНЫХ ЗАВИСИМОСТИ ЛД И ИХ БЫСТРОЙ СОСТОЯНИЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ **ДИАГНОСТИКИ** ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ЛАЗЕРА

В течение последних десяти месяцев был создан банк данных об изменениях формы линии излучения ЛД $f_{emp}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)$ по мере его наработки от 100 до 1000 часов. Измерения формы линии ЛД из трех партий приборов, каждая из которых была изготовлена в едином технологическом цикле, проводились в масштабе реального времени. Благодаря этому для каждой партии лазерных диодов стало возможным определение формы линии излучения, а значит, и параметра A в начальной стадии их эксплуатации.

Установлено, что параметр A отдельных экземпляров ЛД, входящих в определенную партию приборов, сильно варьируется. Однако нижняя граница диапазона допустимых значений параметра A определяется критерием $A \ge 0.855$. Все лазерные диоды с параметром A, меньшим 0.855, не могут быть использованы в ЛИС с замкнутым циклом работы, так как не являются одномодовыми.

Для определения срока службы ЛД использовались результаты проведенных нами многолетних исследований временных зависимостей энергетических, пространственноэнергетических и спектральных характеристик лазерного диода.

Важным условием проведения натурных измерений срока службы ЛД было соблюдение режима генерации лазеров на фундаментальной моде. Этот режим контролировался путем количественного анализа диаграммы направленности их излучения с использованием методик, описанных в [3,7,8]. По одной из методик срок службы лазерного диода определялся как время, в течение которого еще удавалось за счет увеличения тока накачки обеспечивать поддержание постоянного уровня мощности излучения [1]. Согласно другой методике срок службы лазерного диода определялся как время, по истечении которого профиль пучка излучения в дальней зоне начинал отличаться от гауссовой кривой [2-4]. Интересный результат был получен нами при использовании методики, основанной на измерениях контраста (степени линейной поляризации) излучения. Оказалось, что срок службы лазерного диода зависит от значения контраста в начальной стадии эксплуатации, и он тем больше, чем больше контраст [5].

Найденные по трем методикам сроки службы лазерных диодов из одной и той же партии были практически одинаковыми. Таким образом, для определения срока службы лазера может быть использована любая из трех методик.

Как при определении срока службы ЛД с использованием описанных выше методик, так и в ходе выполнения данной работы использовались лазерные диоды из одних и тех же партий приборов. Что позволило воспользоваться результатами проведенных ранее измерений ресурса ЛД для прогнозирования их срока службы в настоящее время путем измерений параметра *A* в начальной стадии эксплуатации лазеров.

При определении срока службы ЛД из партии приборов, изготовленных групповым методом в одном и том технологическом цикле, было установлено, что он варьируется от 3500 часов до 4500 часов. Поэтому для определения качества гетероструктуры каждого экземпляра ЛД из той или иной партии приборов использовался параметр *T*:

$$T = \frac{\tau}{\tau_{\text{max}}},\tag{6}$$

где т – срок службы ЛД из определенной партии приборов в масштабе реального времени; т_{max} – максимальное время наработки некоторого ЛД из той же партии приборов.

Экспериментально установлена зависимость параметра *T* от параметра *A* в начальной стадии эксплуатации ЛД. Эта зависимость представлена на рис.4.



Рис 4. Зависимость параметра Т от значения параметра А в начальной стадии эксплуатации ЛД

Анализ зависимости T(A) позволил определить, что при $A \ge 0.855$, то есть при выполнении условия генерации ЛД на фундаментальной моде, значения параметра T и A связаны следующим соотношением:

$$T = A^{1/3}.$$
 (7)

Из (6) следует, что чем больше значение параметра T, тем больше срок службы конкретного ЛД, а значит, и более высокое качество его гетероструктуры. С другой стороны, из (7) видно, что значение параметра T, тем больше, чем больше значение параметра A в начальной стадии эксплуатации ЛД. Таким образом, качество гетероструктуры ЛД можно определить по значению параметра A, измеренному не более чем через несколько десятков часов работы ЛД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Опытным путем найдена зависимость срока службы нескольких партий ЛД, каждая из которых была изготовлена в едином технологическом цикле, от параметра *A* в начальной стадии эксплуатации приборов. Установлено, что чем больше значение параметра *A*, тем больше срок службы ЛД, а значит, и выше качество гетероструктуры ЛД. Найденная в аналитической форме записи зависимость срока службы ЛД от значения параметра *A* позволила провести быструю диагностику ЛД, используемых в составе нескольких ЛИС с замкнутым циклом работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т.2. Материалы. Рабочие характеристики. М.: Мир, 1981. 364 с.

2. Лютецкий А.В., Пихтин Н.А. [и др]. 1.7-1.8 мкм лазерные диоды на основе кванто-размерных InGaAs/InP – гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 2003. Том 37. Вып. 11. С. 1394-1400.

3. Давыдова Е.И., Ладугин М.А. [и др]. Мощные одномодовые лазерные диоды на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaAs/AlGaAs, легированных углеродом // Квантовая электроника. 2009. Том 39. №1. С. 18-20.

4. **Некоркин С.М., Звонков Б.Н., [и др].** Модовая структура в дальнем поле излучения многоямного лазера с выходом излучения через подложку // Квантовая электроника. 2012. Том 49. №10. С. 931-933.

5. **Bliznyuk V.V., Berezovskaya N.V. [et al.].** Spectral, Space-Energy and Polarization Characteristics of Laser Diodes with Lasing Wavelengths of 530 nm // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. Allerton Press Inc. (United States). 2015. V.79. N.12. P. 1453–1457.

6. **Bliznyuk V.V., Koval O.I. [et al.].** Determining the refractive index of a laser diode waveguide from the measured radiation pattern // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. Allerton Press Inc. (United States). 2018. V.82. N.1. P. 6–8.

7. **Bliznyuk V.V., Berezovskaya N.V. [et al.].** A way of analyzing pattern of a laser diode operating in the fundamental mode // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. Allerton Press Inc. (United States). 2017. V.81. N.1. P. 1–4.

8. **Bliznyuk V.V., Berezovskaya N.V. [et al.].** Analysis of the radiation of laser diode radiation based on experimental data // Physics of Wave Phenomena. 2017. V. 25, N.3. P. 214–218.

V.V. Bliznyuk*, V.S. Grigoriev, V.A. Parshin, O.I. Semenova, A.E. Tarasov

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Krasnokazarmennaya, 14, Moscow, 111250, Russia *E-mail: 4059541@mail.ru, BlizniukVV@mpei.ru

EXPRESS DIAGNOSTICS OF LASER DIODES HETEROSTRUCTURE CONDITION USED IN LASER MEASURING SYSTEMS WITH CLOSED WORK CYCLE

A technique for the rapid determination of single-mode laser diodes (LD) degradation degree by its spectral characteristics is considered. The technique is based on comparing the function describing the shape of the envelope LD radiation spectrum at different pump currents with the Gaussian function. Parameter that allows one to quantify how these functions differ within the width of the spectral line has been introduced. It has been established that as the degree of difference in functions decreases, the time period when the normal mode of LD operation will be maintained increases.

SINGLE-MODE LASER DIODE, RADIATION PATTERN, FUNDAMENTAL MODE, ENVE-LOPE LD RADIATION SPECTRUM, LIFESPAN OF LASER DIODES



УДК 535.314

*Ведяшкина А.В., Ринкевичюс Б.С., Павлов И.Н., Расковская И.Л., Толкачев А.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, *E-mail: an.vedyashkina@gmail.com

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена разработке и созданию оптико-электронного комплекса для определения параметров неоднородных конденсированных сред, принцип действия которого основан на методе каустик структурированного лазерного излучения. Описана методика определения параметров диффузионного слоя жидкости по положению каустических поверхностей при продольном зондировании плоским лазерным пучком. Представлено специальное программное обеспечение, позволяющее определять распределение показателя преломления в диффузионном слое жидкости путем сопоставления теоретически рассчитанных и экспериментальных рефрактограмм. Показаны результаты работы комплекса для различных характеристик неоднородностей. Представлен новый метод определения температуры поверхности холодного тела, помещенного в прозрачную жидкость, основанный на определении местоположения особых точек каустических поверхностей, возникающих при зондировании пограничного слоя горизонтальным элементом структурированного пучка.

ДИФФУЗИОННЫЙ СЛОЙ ЖИДКОСТИ, РЕФРАКЦИЯ, КАУСТИКА, ЛАЗЕРНАЯ РЕФРАК-ТОГРАФИЯ

введение

Для невозмущающей дистанционной диагностики процессов тепло- и массообмена в настоящее время хорошо себя зарекомендовали оптические рефракционные методы. Это обусловлено рядом преимуществ, прежде всего, оптические измерения не искажают исследуемую неоднородность, поскольку в большинстве случаев энергия, поглощаемая средой, достаточно мала. Лазерные методы малоинерционны, что позволяет выполнять точные измерения быстропротекающих процессов. Лазерные рефракционные методы позволяют исследовать поле показателя преломления, которое потом посредством косвенных измерений пересчитывается в искомое поле другой физической величины [1].

На основе применения лазеров были разработаны новые методы для диагностики течений жидкости и газа, а именно, метод лазерной доплеровской анемометрии, анемометрия по изображениям частиц, фотолюминесцентные методы, а также ряд других [2]. В настоящее время инструменты, использующие такие методы, широко используются в аэрогидродинамических и теплофизических экспериментах.

В работах [3, 4] было отмечено, что для диагностики стратифицированных сред в условиях существенной рефракции оптического излучения целесообразно использовать метод ла-

зерной рефрактографии, который основан на регистрации рефракционного смещения структурированного лазерного излучения (СЛИ), зондирующего оптическую неоднородность. В данном методе используется СЛИ, формируемое с помощью специальных оптических элементов непосредственно на выходе источника излучения [5]. Такой способ формирования СЛИ дает возможность сохранить его высокую когерентность и обеспечить малую расходимость пучков, что позволяет применять для описания СЛИ понятия геометрической оптики. Структурированные пучки визуализируются в сечении как семейство геометрических фигур, например, окружностей, отрезков или как матрица точек. Возникающее в результате рефракции искажение элементов структурированных пучков является информативным параметром для решения обратной задачи.

Продольное зондирование стратификаций при проведении измерений из-за естественных ограничений в натурном эксперименте используется реже по сравнению с традиционными нормальным или наклонным зондированием, поэтому в литературе преимущественно описываются каустики, возникающие в последних случаях. Тем не менее, при изучении и мониторинге теплофизических, гидродинамических и химических процессов в лабораторных условиях на границах раздела сред часто имеют место условия возникновения стратификаций различной природы [6, 7], сопровождающихся существенными градиентами показателя преломления. В этом случае продольное зондирование оказывается весьма информативным и позволяет осуществлять восстановление параметров среды, в том числе и при использовании геометрических характеристик образующихся при этом каустик.

Исследование стратифицированных сред, а также переходных (диффузионных) слоев – одни из важных задач современной гидрофизики и океанографии. Устойчивая плотностная стратификация типична для природных водоемов, включая Мировой океан [8]. Часто она вызвана неоднородным прогревом толщи воды, а также распределением солености по глубине. Изучение гидрофизических течений в основном базируется на лабораторном моделировании и связано с созданием плотностной стратификации, измерением и контролем ее характеристик. Обычно в модельных лабораторных экспериментах используют солевую стратификацию [9]. Уменьшая концентрацию соли по вертикали, добиваются необходимого распределения плотности. Однако на уникальных установках возможно создание и поддержание достаточно долговременной температурной стратификации [10].

В дальнейшем изложении под стратифицированной средой в общем случае будем понимать двумерно-неоднородную среду, в которой составляющая градиента показателя преломления по одной из координат существенно превышает составляющие по другим координатам. При рефракции СЛИ в стратифицированной среде каустики могут наблюдаться как внутри, так И на выходе ИЗ среды, гле лучи являются уже прямыми линиями [11].

В работах [12, 13] была описана возможность применения метода каустик лазерного излучения для определения параметров стратифицированных сред. В данном подходе при решении обратной задачи восстановления свойств оптических неоднородностей информативными параметрами являются координаты возникающих в результате рефракции каустических поверхностей.

На данном этапе развития науки и техники метод каустик широко применяется для диагностики напряжений и деформаций и остановки трещин в твердых телах [14-16].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИФФУЗИОННОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ

Для диагностики диффузионного слоя жидкости могут использоваться различные виды СЛИ, в работе [17] показана компьютерная и экспериментальная 3D-визуализация распространения цилиндрического лазерного пучка в диффузионном слое и формируемые при этом каустики.

С целью наблюдения и регистрации каустик, возникающих при распространении плоского лазерного пучка в диффузионном слое жидкости, был разработан и создан оптико-электронный комплекс, схема и внешний вид которого изображены на рис. 1a и 1б соответственно.



a)

б)

Рис. 1. Оптико-электронный комплекс для регистрации каустик плоского лазерного пучка в диффузионном слое жидкости (а – схема, б – внешний вид): 1 – лазер, 2 – оптическая система, 3 – кювета, 4 – диффузионный слой, 5 – цифровая фотокамера, 6 – ПК, 7 – 2D-рефрактограма, 8 – программное обеспечение

В качестве источника излучения используется компактный лазерный модуль 1 с длиной волны $\lambda = 532$ нм. На выходе лазера установлена оптическая система формирования структурированного лазерного излучения 2, состоящая из двух цилиндрических линз, взаимное расположение которых подобрано таким образом, что на выходе получен коллимированный плоский лазерный пучок с шириной 48 мм. Пучок направляется на кювету параллельно диффузионному слою жидкости 4, который находится в стеклянной кювете 3. Регистрация рефракции лазерного пучка осуществляется с помощью цифровой фотокамеры 5. Это позволяет производить количественную оценку рефракции лазерного пучка после обработки полученной рефрактограммы 7 с помощью разработанного программного обеспечения 8 на персональном компьютере 6. Разработанное специальное программное обеспечение позволяет производить моделирование распространения в диффузионном слое жидкости плоского лазерного пучка, визуализировать каустики, возникающие при рефракции лазерного пучка внутри неоднородной среды, и совмещать их с экспериментально полученными рефракционными картинами, определяя тем самым толщину диффузионного слоя жидкости в режиме реального времени. Также программа позволяет производить аналогичные измерения толщины диффузионного слоя в различные моменты времени в ходе эксперимента и строить зависимость толщины диффузионного слоя от времени с последующей интерполяцией.

Для создания диффузионного слоя использовалась дистиллированная вода и раствор NaCl. Параметры среды: показатель преломления соленой воды $n_1 = 1,3446$ и дистиллированной $n_2 = 1,3310$. Для описания распределения показателя использовалась параметрическая модель (1) [18]:

$$n(x) = \frac{n_1 + n_2}{2} - \frac{n_1 - n_2}{2} \operatorname{th}\left(\frac{x - x_s}{h}\right),\tag{1}$$

где h – характеристическая полуширина слоя, x_s – середина слоя. Распределение показателя преломления согласно параметрической модели показано на рис. 2. Результаты компьютерного моделирования рефракции плоского лазерного пучка в диффузионном слое представлены на рис. 3, также на рисунке отмечены каустические поверхности и место их слияния, которые являются информативными параметрами для определения свойств оптических неоднородностей.



Рис. 2. График распределения показателя преломления в диффузионном слое жидкости





Динамика экспериментальных рефрактограмм, полученных в ходе эксперимента в различные моменты времени, представлена на рис. 4.

Были проведены экспериментальные исследования зависимости толщины диффузионного слоя жидкости от времени при различных значениях концентрации соли (различных показателях преломления соленой воды). На рис. 5 представлены экспериментальные графики зависимости толщины слоя d от времени для различных $\Delta n = n_1 - n_2$.



Рис. 4. Экспериментальные 2D-рефрактограммы плоского лазерного пучка в диффузионном слое жидкости в различные моменты времени ($\Delta t = 10$ мин)

Аналогичные графики зависимости толщины диффузионного слоя жидкости от времени были построены для двух видов диффундирующих жидкостей: водный раствор соли – вода, водный раствор сахара – вода. Графики полученных зависимостей представлены на рис. 6. Показатели преломления водного раствора соли и водного раствора сахара подбирались одинаковыми $n_1 = 1,3410$.



Рис. 5. Графики зависимости толщины диффузионного слоя жидкости от времени для различных степеней солености



Рис. 6. Графики зависимости толщины диффузионного слоя жидкости для двух видов диффундирующих жидкостей: водный раствор соли – вода, водный раствор сахара – вода

Анализ рис. 5, 6 показывает, что на характер изменения толщины диффузионного слоя во времени влияет не только градиент показателя преломления, но и тип исследуемой среды.

БЕСКОНТАКТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА ПО ПОЛОЖЕНИЮ ОСОБЫХ ТОЧЕК КАУСТИКИ

При исследовании конвективных процессов у поверхности нагретых или охлажденных тел в жидкости корреляционная обработка рефракционных изображений структурированных пучков позволяет восстанавливать распределение температуры в пограничном слое. Однако в ряде практических приложений требуется только знание собственно температуры поверхности тела. В этом случае для проведения бесконтактного контроля теплофизических характеристик процесса целесообразно использовать эмпирические зависимости температуры поверхности от положения особых точек наблюдаемых каустик [3]. Для определения положения особых точек каустики используется структурированное лазерное излучение.

В работе [11] было показано, что вид рефрактограммы зависит от разности температур шара и воды. При зондировании пограничного слоя около охлажденного шара горизонтальным элементом структурированного пучка, на дистанции, где располагается «клюв» каустики, на рефрактограмме возникает особая точка (рис. 7). На рис. 8 показаны теоретические зависимости положения особой точки каустики от температуры поверхности шара при различных значениях температуры воды.



Рис. 7. Вид рефрактограммы, характеризующий положение «клюва» каустики



Рис. 8. Теоретические зависимости положения особой точки каустики от температуры поверхности тела при различных значениях температуры воды: 1 – T₀ = 50°C, 2 – T₀ = 60°C, 3 – T₀ = 90°C

Для регистрации каустик и получения зависимости положения «клюва» от температуры поверхности была создана экспериментальная установка, схема которой изображена на рис. 9.



Рис. 9. Схема экспериментальной установки для получения зависимости положения «клюва» каустики от температуры поверхности объекта:

1 – лазер; 2 – оптическая система формирования плоского лазерного пучка;

3 – штатив; 4 – лазерная плоскость, 5 – прозрачная кювета с водой,

6 - металлический шар с впаянной внутрь термопарой, 7 - лазерный дальномер,

8 – экран, 9 – цифровая видеокамера, 10 – оптические рельсы, 11– линейный транслятор

В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер 1 с длиной волны $\lambda = 650$ нм. На выходе лазера установлена оптическая система 2, формирующая лазерную плоскость 4. Штатив 3 обеспечивает прецизионное двухкоординатное позиционирование лазерной плоскости по отношению к поверхности шара 6, находящегося в прозрачной кювете с водой 5. Лазерный пучок должен идти в непосредственной близости над шаром, куда фокусировалась лазерная плоскость. На экран 8 был закреплен лазерный дальномер с уголковым отражателем, измеряющим расстояние от экрана до центра шара 8. Регистрация «клюва» каустики производилась с помощью цифровой видеокамеры 9. Помимо рефрактограмм записывались на видео показания лазерного дальномера. Видеокамера и экран были установлены на оптический рельс 10, расстояние между ними оставалось постоянным на протяжении всего

эксперимента. Оптический рельс плавно перемещался помощью линейного транслятора 11. Скорость вращения винта подбиралась таким образом, чтобы в каждый момент времени на экране отображался «клюв» каустики.

На рис. 10 представлены характерные виды экспериментальных рефрактограмм.



Рис. 10. Характерные виды экспериментальных рефррактограмм лазерной плоскости над охлажденным шаром: а) петля, б) «клюв» каустики, в) отсутствие каустики

Критерием выбора рефрактограмм для расчета являлось наличие яркой точки на экране. Эксперименты проводились для трех различных значений температуры воды и стенок кюветы: 50 °C, 60 °C, 70 °C. Контроль температуры поверхности шара в точке, где лазерная плоскость проходит в непосредственной близости от него, производился с помощью термопары. Контроль показал, что относительная погрешность измерения разности температур поверхности и жидкости не превышает 7% (при минимальной разности температур 25 °C).

Полученные зависимости положения «клюва» каустики от температуры поверхности холодного шара для трех значений температуры воды представлены на рис. 11.



Рис. 11. Графики зависимости положения особой точки каустики от температуры поверхности холодного шара 1 – T₀ = 50°C, 2 – T₀ = 60°C, 3 – T₀ = 70°C

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было показано, что информация о локализации каустик и их геометрических параметрах дает дополнительные возможности для решения обратной задачи восстановления свойств исследуемой среды. Сопоставление экспериментальной и теоретически рассчитанной каустической поверхности позволяет подобрать параметры модели, описывающей распределение показателя преломления в диффузионном слое жидкости. Таким образом, можно сделать вывод о том, что разработанный метод для диагностики диффузионного слоя жидкости позволяет не только наглядно визуализировать характер оптической неоднородности, но и определять ее количественные характеристики.

Применение метода каустик в лазерной рефрактографии для диагностики неоднородности в жидкостях показало возможность определения параметров неоднородной среды бесконтактным способом.

Представлен новый метод определения температуры поверхности холодного тела, помещенного в прозрачную жидкость, основанный на определении местоположения особых точек каустических поверхностей, возникающих при зондировании пограничного слоя горизонтальным элементом структурированного пучка. Положение особой точки каустики зависит от разности температуры поверхности тела и жидкости. Дополнительным достоинством указанного подхода определения температуры поверхности при практических измерениях является отсутствие необходимости задания параметрической модели среды. Результаты работы могут быть использованы при экспериментальном изучении и мониторинге неоднородных конденсированных сред, когда требуется обеспечить невозмущающий контроль полей концентрации, давления, температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Лазерная рефрактография. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 176 с.

2. Settles G.S. Schlieren and Shadowgraph Techniques, Visualizing Phenomena in Transparent Media, Springer, New York, 2001, P. 387

3. Расковская И.Л. Рефрактометрия оптически неоднородных сред на основе регистрации положения каустик при использовании структурированного лазерного излучения // Автометрия, 2014, 50(5), С. 92-98.

4. **Raskovskaya I.L.** Specific Imaging of Caustics upon Refraction of Structured Laser Radiation in Stratified Media // Technical Physics, 2015, 60(6), P. 911–916.

5. Дифракционная компьютерная оптика / Под ред. В.А.Сойфера. М.: Физматлит, 2007. 736 с.

6. Vedyashkina A.V., Rinkevichyus B.S. 3D-visualization of Caustics' Formation in Laser Refractography Problems // Physics Procedia, 2015, Vol. 73, P. 205–210.

7. **Ринкевичюс Б.С., [и др.]** Визуализация динамических тепловых процессов в прозрачных средах с помощью структурированного лазерного излучения // Научная визуализация, 2016, Т. 8, № 4, С. 50-66.

8. Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Лазерный рефракционный метод визуализации и количественной диагностики диффузионного слоя жидкости при наличии внутренних волн // Научная визуализация, 2015, Т. 7, № 4, С. 76-86.

9. Крикунов А.В., Расковская И.Л. Ринкевичюс Б.С. Рефракция астигматического лазерного пучка в переходном слое стратифицированной жидкости, Оптика и спектроскопия, 2011, Т. 111, № 6, С. 1020-1026.

10. **Raskovskaya I.L., Rinkevichyus B.S., Tolkachev A.V.** Laser refraction thermometry of transparent solids with inhomogeneous heating // Measurement Techniques, 2017, Vol. 59. No 10. P. 1084-1087.

11. Расковская И.Л., Ведяшкина А.В., Зелепукина Е.В. Определение параметров стратифицированных сред с помощью регистрации каустик при рефракции структурированного лазерного излучения // Оптические методы исследования потоков: XIII МНТК: труды конференции, 2015, С.78–86.

12. Vedyashkina A.V., [et al.] Experimental and computer 3D-visualization's dynamics of optical caustics in inhomogeneous mediums // Proceedings of 16 ISFV, 2014, report ISFV16-1178.

13. Vedyashkina A.V., [et al.]Laser radiation caustics method for quantitative diagnostic of transparent inhomogeneous media // Progress in Electromagnetics Research Symposium 2017, P. 754-758.

14. Gdoutos E.E. The optical method of caustics for the solution of fracture mechanics problems //15thInternationalConferenceonExperimentalMechanics,2012,Paper 3819.

15. Gao G., Li Z., Negahbanb M. Dynamic fracture analysis of polycarbonate by the optical method of caustics // Procedia Materials Science, 2014, No 3, P. 165-176.

16. **Markides C., Kourkoulis S.** Revisiting the Reflected Caustics Method: the Accurate Shape of the "Initial Curve" // Engineering transactions, 2013, 61(4, P. 265-287.

17. **Vedyashkina A.V., Rinkevichyus B.S.** 3D-visualization of caustics' formation in laser refractography problems // Physics Procedia "4th International Conference of Photonics and Information Optics, PhIO 2015", 2015, P. 205-210.

18. Крикунов А.В., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. Рефракция астигматического лазерного пучка в переходном слое стратифицированной жидкости // Оптика и спектроскопия, 2011, Т. 111, № 6. С. 1001-1006.

A.V. Vedyashkina*, B.S. Rinkevichyus, I.N. Pavlov, I.L. Raskovskaya, A.V. Tolkachev

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, *E-mail: an.vedyashkina@gmail.com

OPTICAL AND ELECTRONIC COMPLEX FOR QUANTITATIVE DIAGNOSTICS OF HEAT AND MASS TRANSFER PROCESSES

The work is devoted to design and creation of an optoelectronic complex for determining the parameters of inhomogeneous condensed media, the principle of which is based on the method of structured laser radiation caustics. This method is described for determining parameters of a diffusion layer of liquid according to the position of caustic surfaces during longitudinal probing by a flat laser beam. Special software is presented that allows determining the distribution of the refractive index in the diffusion layer of liquid by comparing theoretically calculated and experimental refractograms. The results of complex operation for various characteristics of inhomogeneities are shown. A new method for determining the surface temperature of a cold body placed in a transparent liquid is presented. This method is based on determining location of the singular points of caustic surfaces arising when the boundary layer is probed by a horizontal element of the structured beam.

DIFFUSION LAYER OF LIQUID, REFRACTION, CAUSTICS, FONT, LASER REFRACTOG-RAPHY



УДК : 535.243.25, 681.785.573

¹Великовский Д.Ю., ²Купрейчик М.И.

¹ Научно-технологический центр Уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: velikovskii@ntcup.ru ² Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, 119991 Москва Ленинские горы МГV имени М.В.Ломоносова, 1-2, Физический Факультет

119991, Москва, Ленинские горы, МГУ имени М.В.Ломоносова, 1-2, Физический Факультет., E-mail: maxim10111992@gmail.com

ДВУОСНЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ДЕФЛЕКТОР НА КРИСТАЛЛЕ KGW

АННОТАЦИЯ

Рассматривается задача создания акустооптического двухкоординатного дефлектора для мощного лазерного излучения. Двухкоординатный дефлектор является нужным для лазерной техники устройством, способным заменить сканирующий модуль на подвижных зеркалах. Сканирующий модуль необходим для контролируемого отклонения лазерного пучка, например, при лазерной гравировке. Также может найти применение для аддитивных технологий 3D печати.

АКУСТО-ОПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, KGW, АО ДЕФЛЕКТОР

введение

Акустооптические (AO) фильтры, дефлекторы и модуляторы являются эффективными устройствами управления лазерным излучением методами брэгговской дифракции света на звуковой волне. Двухкоординатный дефлектор является нужным для лазерной техники устройством, способным заменить сканирующий модуль на подвижных зеркалах. Сканирующий модуль необходим для контролируемого отклонения лазерного пучка, например, при лазерной гравировке. Также может найти применение для аддитивных технологий 3D печати. АО дефлектор позволяет перестраиваться от одного положения к другому без сканирования пространства между положениями. Что принципиально невозможно реализовать при использовании традиционных устройств на зеркалах. Создание двухкоординатного дефлектора требует разработки принципиальной схемы АО взаимодействия, создания функционального макета и его апробации. Также будет необходимо провести испытания на стойкость к мощному оптическому излучению для подтверждения имеющихся литературных данных о рекордно высокой лучевой стойкости КGW, которая достигает 180 ГВт/см² при длительности импульсов $\tau = 20$ нс [1], что более чем на порядок превышает показатели для любых используемых в акустооптике материалов.

ОПИСАНИЕ РАБОТЫ

Акустооптические (AO) устройства широко используются в технике для управления характеристиками оптического излучения, в частности, фильтрации, модуляции или отклонения. Поиск новых материалов для акустооптики необходим как для улучшения технических характеристик и расширения возможностей существующих устройств, так и для создания новых с уникальными характеристиками. Один из возможных подходов – исследование применимости кристаллических материалов, применяемых в современной лазерной технике, для акустооптики. Сочетание лазерных и акустооптических свойств в одном материале открывает возможность объединить функции генерации излучения и управления им в одном функциональном элементе.

Для применения материала в акустооптике необходимо знать его характеристики, в том числе оптические, акустические и фотоупругие свойства. Кристаллы семейства калий-редкоземельных вольфраматов $KRE(WO_4)_2$ (далее: KREW), в особенности калий-гадолиниевый вольфрамат $KGd(WO_4)_2$, являются известными лазерными материалами. Ранее были впервые определены их упругие и фотоупругие свойства и показано, что кристаллы семейства калий-редкоземельных вольфраматов $KRE(WO_4)_2$, где RE = Gd, Yb и Lu, могут быть эффективно применены в областях, использующих акустооптические эффекты [2, 3] и требующих высокой лучевой стойкости. Материалы прозрачны в диапазоне длин волн 0.4-5.5 мкм света, от УФ до ближнего ИК.

В настоящее время мощность доступных лазерных источников растет, и традиционные АО материалы не полностью удовлетворяют требованиям для управления таким излучением. При высокой лучевой мощности невозможно применять кристаллы парателлурита TeO_2 , ставшие стандартом в акустооптике, потому что с АО ячейкой происходят необратимые изменения, например, соляризация кристалла. Для решения этой задачи применяется кристаллический кварц α -SiO₂, что требует высокой мощности управляющего сигнала, из-за чего необходимо охлаждать пъезопреобразователь и АО ячейку [4, 5].

Выбранные кристаллические материалы семейства KRE(WO₄)₂ (далее: KREW), и самый распространенный из них, калий-гадолиниевый вольфрамат KGd(WO₄)₂ (кратко: KGW), обладают элементарной ячейкой низкой симметрии – моноклинной, и имеют кристаллографический класс 2/m. Среды с подобной кристаллической структурой характеризуются заметной анизотропией оптических и акустических свойств, и являются оптически двуосными. Известно, что АО взаимодействие в таких средах имеет существенные особенности.



Рис. 1. Блок-схема двуосного акустооптического дефлектора на кристалле KGW

Интересным для исследования и нужным для лазерной техники устройством является двухкоординатный дефлектор. Такое устройство способно заменить сканирующий модуль на подвижных зеркалах, необходимый для контролируемого отклонения лазерного пучка, например, при лазерной гравировке. Также может найти применение для аддитивных технологий

3D печати. АО дефлектор позволяет осуществлять произвольную пространственную адресацию – перестраиваться от одного положения к другому без сканирования пространства между положениями, что принципиально невозможно реализовать при использовании традиционных устройств на зеркалах. Теоретически возможно осуществить работу АО дефлектора в режиме затвора. Отсутствие подвижных оптических элементов также является особенностью и преимуществом относительно традиционных сканирующих модулей.

Создание двухкоординатного АО дефлектора требует разработки принципиальной схемы взаимодействия, создания функционального макета и его апробации. Такое устройство необходимо для контролируемого отклонения лазерного пучка и способно заменить сканирующий модуль на подвижных зеркалах.

выводы

Рассмотрен вопрос создания акустооптического двухкоординатного дефлектора. Запланировано обсуждение результатов предварительного рассмотрения задачи и будет представлена принципиальная схема АО взаимодействия такого устройства на кристалле KGW.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. **I.V. Mochalov**. Laser and nonlinear properties of the potassium gadolinium tungstate laser crystal KGd(WO₄)₂:Nd³⁺-(KGW:Nd) // Opt. Eng. 36(6). Pp. 1660–1669 (1997).
- 2. **M.M. Mazur, D.Yu. Velikovskiy, L.I. Mazur, A.A. Pavluk, V.E. Pozhar, V.I. Pustovoit.** Elastic and photo-elastic characteristics of laser crystals Potassium Rear-Earth Tungstates KRE(WO4)2, where RE = Y, Yb, Gd and Lu. // Ulrasonics. 54 (5). Pp. 1311–1317 (2014)
- 3. M.M. Mazur, L.I. Mazur, V.E. Pozhar. Specific directions of ultrasound propagation in double potassium tungstates for light modulation. // Ulrasonics, (73) Pp. 231–235 (2016).
- 4. Acousto-optic modulators made by Brimrose. URL: http://www.brimrose.com/pdfandword-files/AO_Modulators.pdf
- 5. Acousto-optic modulator MZ-321M, URL: http://www.polyus.info/products-and-ser-vices/acousto-optic-devices/867366/.

D.Yu. Velikovskii¹, M.I. Kupreychik²

 ¹ Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, Russia, 117342, Moscow, Butlerova str., 15, E-mail: velikovskii@ntcup.ru
 ² M.V.Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Russia, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1-2, Faculty of Physics, E-mail: maxim10111992@gmail.com

TWO-AXES ACOUSTO-OPTICAL DEFLECTOR ON KGW CRYSTAL

The problem of creating an acousto-optic two-axes deflector for a high-power laser radiation is considered. The two-axes deflector is a suitable device for laser technology, capable to replace the scanning module based on agile mirrors. The scanning module convenient to control a laser beam, for example, in laser engraving. It can also be used for 3D printing additive technologies.

ACOUSTO-OPTICS INTERACTION, KGW, AO DEFLECTOR



УДК 536.4

*Войтков И.С., Волков Р.С., Высокоморная О.В., Кралинова С.С.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, 30, *E-mail: vojtkov12@mail.ru

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И СКОРОСТИ ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ ЗА ИСПАРЯЮЩИМИСЯ КАПЛЯМИ ВОДЫ

АННОТАЦИЯ

С применением бесконтактных оптических методов Particle Image Velocimetry, Laser Induced Phosphorescence и Planar Laser Induced Fluorescence выделены особенности проиесса формирования существенно нестационарных и неоднородных полей температуры и скорости парогазовой смеси в непосредственной близости от поверхности интенсивно испаряющихся капель воды. Эксперименты проведены для разных схем расположения нескольких (две, три, пять) капель воды относительно друг друга в потоке нагретого до высоких (500 °C) температур воздуха. Установлены зависимости перепадов температуры и скорости парогазовой смеси в следе каждой из капель от времени нагрева, скорости и температуры воздушного потока, начальных размеров и схемы расположения капель. Выделены специфические особенности совместного влияния группы капель на характеристики их температурных и аэродинамических следов. Установлены геометрические (продольные и поперечные) размеры аэродинамических и температурных следов группы испаряющихся капель. Показано, что протяженность температурного следа одной капли достигает значений 10–12 радиусов, а ширина температурного и аэродинамического следа капли не больше ее диаметра. Получены аппроксимационные выражения для всех установленных зависимостей с целью использования при математическом моделировании высокотемпературного испарения капель воды в газовой среде.

КАПЛЯ ВОДЫ, ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ГАЗЫ, ТЕМПЕРАТУРНЫЙ И АЭРОДИНА-МИЧЕСКИЙ СЛЕД

введение

Процессы конвективного теплообмена при движении капель жидкостей, растворов, эмульсий и суспензий в газовой среде интенсивно исследуются на протяжении многих лет [1-4]. Значительный интерес к выделенным процессам обусловлен их реализацией в большой группе приложений с однородными, двухфазными и даже гетерогенными системами, характеризующимися наличием многочисленных межфазных границ жидкость – газ. Особенно сложными, но в то же время, скорее всего, наиболее интересными представляются высокотемпературные (300–1200 °C) газопарокапельные приложения, в частности: термическая или огневая очистка воды от нерегламентированных твердых и жидких примесей, получение водорода или синтез-газа с требуемым компонентным составом при специализированном нагреве увлажненных конденсированных веществ, создание теплоносителей на основе воды, дымовых газов и

водяного пара (полезная утилизация тепла уходящих газов), обработка с целью очистки теплонагруженных поверхностей энергетического оборудования, размораживание сыпучих сред газопарокапельными потоками, тушение пожаров водными аэрозолями и полидисперсными потоками водных суспензий и эмульсий. Традиционно в экспериментальных и теоретических исследованиях (например, [1-4]) при изучении процессов тепломассопереноса вблизи границы раздела жидкость – газ одной из ключевых задач является анализ доминирования конвективного теплообмена или фазовых превращений. Исследование таких закономерностей очень важно для определения энергоэффективных условий тепломассопереноса в перечисленных выше приложениях. При больших температурах газов (более 300 °C) провести достоверные экспериментальные измерения чрезвычайно сложно вследствие высоких скоростей прогрева капель и парообразования (времена полного испарения могут составлять лишь несколько секунд). При реализации таких процессов происходят существенные трансформации поверхности капель и даже возможно в определенных условиях их вскипание и дробление [5]. Этим можно объяснить отсутствие до настоящего времени адекватных моделей высокотемпературного тепломассопереноса, позволяющих в полной мере выполнять оценку доминирования конвективного теплообмена или фазовых превращений в определении теплового баланса на межфазной границе. Рациональным решением данной проблемы может стать применение бесконтактных оптических методов и средств высокоскоростной видеорегистрации.

Для изучения полей скорости и температуры внешней по отношению к капле воды парогазовой среды целесообразно применение оптических методов Particle Image Velocimetry (PIV) [6] и Laser Induced Phosphorescence (LIP) [7]. Для адекватного анализа тепловых условий взаимодействия газового потока с испаряющейся каплей необходимо изучение нестационарного температурного поля последней. Для решения этой задачи можно применить оптический метод Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) [8]. При комбинированном применении PIV, LIP и PLIF становится возможным определить вклад процессов конвективного теплообмена и парообразования в формирование температурного и аэродинамического следов испаряющихся капель.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис. 1 приведены схемы использованных при проведении исследований экспериментальных стендов.



Рис. 1. Схемы экспериментального стенда с применения метода LIP (а) с применения метода PIV и PLIF (б)

Методика определения температурного следа капель с использованием LIP

В качестве рабочего канала для генерации потока разогретого воздуха использовался полый керамический цилиндр (рис. 1а). Внешний контур последнего снабжен шестью независимыми обмотками (из нихромовой проволокой диаметром 0,3 мм). Воздушный поток в экспериментах нагнетался вентилятором, соединенным с нижним входным отверстием нагревателя (керамической трубки) алюминиевой гофрированной трубой. Скорость движения (U_a) воздушного потока варьировалась в диапазоне 0,5–6,0 м/с при помощи регулятора скорости вращения вентилятора. Температура воздушного потока (T_a) на выходе нагревателя (верхней части керамической трубки) изменялась в диапазоне 20–500 °С посредством регулировки напряжения ~50–250 В на нихромовых обмотках. Для генерации капель воды фиксированного объема использовался электронный одноканальный дозатор Finnpipette Novus (шаг варьирования объема 0,1 мкл). Начальный объем (V_d) генерируемых капель варьировался от 5 мкл до 25 мкл. После подвешивания капли на держатель последний перемещался в область потока горячего воздуха. Число капель (n), одновременно вводимых в

разогретый воздушный поток, в проводимых экспериментах составляло от одной до пяти. В случае исследования характеристик обтекания одновременно нескольких капель число держателей, вводимых в канал, соответствовало количеству капель.

Для определения температурных распределений парогазового и воздушного потоков использовался метод Laser Induced Phosphorescence (LIP) [7]. Метод LIP относится к классу бесконтактных методов лазерной термографии для диагностики температуры газов. Метод предусматривает регистрацию температурной эмиссии фосфорисцирующих частиц, возбуждаемой лазерным излучением с длиной волны 355 нм. Для подсветки потока в экспериментах использовался одноимпульсный Nd: YAG лазер Quantel Q-smart 450, работающий на третьей гармонике (длина волны 355 нм, частота повторения 10 Гц, энергия в импульсе 130 мДж). Применялась специализированная оптика, преобразующая луч лазера в световой "нож" с углом раскрытия 10°, толщина лазерного ножа в регистрационной области составляла около 0,6 мм, средняя ширина 120 мм. В качестве частиц для засева потока применялись специализированные фосфорисцирующие частицы порошка BaMgAl₁₀O₁₇:Eu (BAM:Eu) [8], размеры частиц составляли 6-8 мкм. Верхний диапазон температур эксплуатации данных частиц (порог термической деградации) составляет 550-600 °С [8]. Во избежание комкования частицы предварительно помещались в муфельную печь (при 100 °C) на 120 мин (в соответствии с рекомендациями [8]). При регистрации температуры воздушного потока использовалась схема, состоящая из двух высокочувствительных CCD видеокамер Imager M-lite 2M и оптического делителя, оснащенного дихроичным зеркалом (как показано на рис. 1а). Использовались два объектива Sigma DG 105 мм f/2,8 EX Macro, которые снабжались двумя интерференционными фильтрами нулевого порядка: 420±10 нм и 465±10 нм. Использование двух разночастотных светофильтров позволяло отслеживать сдвиг спектров эмиссии частиц ВАМ:Еи при изменении их температуры (левая часть спектра – 420 нм), а также вводить автоматическую корректировку светимости частиц, связанную с их концентрацией в регистрационной области (правая часть спектра – 455 нм). Спектры эмиссии использованных частиц ВАМ:Еи приведены и подробно описаны в [8].

Методика определения аэродинамического следа испаряющихся капель с использованием PIV

Для идентификации аэродинамического следа капли (рис. 1б) и оценки параметров последнего в данной работе использован метод Particle Image Velocimetry (PIV) [6]. В качестве источника излучения (для освещения потока) использовался двойной импульсный твердотельный Nd:YAG лазер Quantel EverGreen 70 (длина волны 532 нм, частота повторения 15 Гц, максимальная энергия в импульсе 74 мДж). Для формирования лазерного "ножа" использовалась лазерная оптика (на базе цилиндрических линз) с углом раскрытия 15° (ширина и толщина "ножа" в измерительной области составляли 130 мм и 0,3 мм). Для засева воздушного потока использовались частицы порошка TiO₂ (размерами 100–500 нм). Перед началом экспериментов трассирующие частицы предварительно просушивались в муфельной печи при температуре 100 °C в течение 120 мин. Такой подход позволял предотвратить слипание (комкование) частиц в агломераты и обеспечивал более равномерный засев воздушного потока. Образы трассирующих частиц регистрировались двухкадровой CCD видеокамерой ImperX IGV-B2020M (разрешение кадра 2048×2048 пикселей, частота съемки 20 кадров в секунду, разрядность 8 бит), задержка между кадрами в паре зависела от скорости воздушного потока и в экспериментах составляла 50–70 мкс. Использовался объектив Sigma DG 105 мм f/2,8 EX Масго. Размер регистрационной области изменялся от 30×30 мм до 60×60 мм. Погрешность определения скоростей U_a и U_t не превышала 2%.

Методика определения температурного поля испаряющейся капли методом PLIF

Для изучения динамики прогрева капли воды (определения внутреннего температурного поля) в потоке горячего воздуха использовался метод Planar Laser Induced Fluorescence PLIF [8], основанный на естественной флуоресценции молекул флуорофора (органического красителя), возбуждаемой лазерным излучением (532 нм). При проведении экспериментов применялась экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 16. Использованное оборудование аналогично применяемому при проведении экспериментов с методом PIV, за исключением светофильтра. Дополнительно на объектив устанавливался интерференционный светофильтр 600±10 нм (для регистрации эмитированного красителем света вблизи максимума спектра эмиссии).

В качестве флуорофора в экспериментах использовался Rhodamine B. Преимущества и недостатки основных флуорофоров изучены в [9–11]. Выбранный флуорофор достаточно стабилен под действием лазера. К тому же интенсивность флуоресцентной эмиссии данного красителя имеет ярко выраженную зависимость от температуры: убывание интенсивности флуоресценции составляет около 2% на 1 °C в диапазоне 10–70 °C. Для создания капель в экспериментах применялся водный раствор данного флуорофора в массовой концентрации 1000 мкг/л. Раствор приготавливался непосредственно перед началом экспериментов и выдерживался в течение 20–30 мин до полного растворения Rhodamine B в воде.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведены двухкомпонентные поля скорости при обтекании разогретым ($T_a \approx 300$ °C) воздушным потоком капель воды для нескольких исследованных схем их взаимного расположения, полученные с использованием метода PIV. Целесообразно отметить важные особенности исследованных процессов, установленных вследствие анализа полученных полей скорости трассирующих частиц. Рис. 2 достаточно наглядно иллюстрирует существенную нестационарность и неоднородность поля скорости парогазовой смеси в следе капли. Установленные эффекты неоднородности обусловлены достаточно сложным совместным влиянием группы разнонаправленных тепломассобменных процессов на границе капля – парогазовая смесь. В частности, процесс испарения воды приводит к вдуву относительно холодных паров воды. Скорость их движения по сравнению с разогретым воздухом ниже. За каплей регистрировалась область пониженных скоростей движения парогазовой смеси. Процессы конвективного теплообмена приводят к интенсивному прогреву капель воды. Как следствие, температурное поле капли становится существенно однородным.



Рис. 2. Нестационарные и существенно неоднородные поля скорости газового потока при обтекании капель ($R_{\rm d} \approx 1,81$ мм, $U_{\rm a} \approx 4,7$ м/с и $T_{\rm a} \approx 300$ °C)

На рис. 3 представлены типичные температурные поля вокруг и в следе испаряющихся капель воды. Наглядно показан зарегистрированный температурный след, его продольные и поперечные размеры. В отличие от термопарных измерений [10] в настоящей работе удалось определить существенно нестационарный характер формирования температурного поля вокруг испаряющихся капель воды. Кроме того на рис. 4. показано время испарения (t_e) капель для всех исследованных схем.



Рис. 3. Нестационарные и существенно неоднородные поля температуры газового потока при обтекании капель ($R_{\rm d} \approx 1.81$ мм, $U_{\rm a} \approx 4.7$ м/с и $T_{\rm a} \approx 300$ °C)





На рис. 5 показаны размеры (протяженность) температурного следа испаряющейся капли воды для нескольких рассмотренных в экспериментах схем расположения капель. Хорошо видно, что чем больше капель, тем заметнее вклад их числа в формирование температурного следа. Этот результат обусловлен ростом площади испарения и конвективного охлаждения газового потока при контакте с группой капель воды.



Рис. 5. Протяженности температурного следа исследованных групп капель воды (при $R_{\rm d} \approx 1,53$ мм, $U_{\rm a} \approx 4,7$ м/с, расстояние между каплями составляло: a = 5 мм, b = 5 мм)

Анализ рис. 3 позволяет говорить, что вокруг испаряющейся капли воды зарегистрировать достоверно температурное поле затруднительно за счет эффектов бликования (за счет налипания частиц ВАМ:Еи на каплю). Однако при сопоставлении результатов измерений методами LIP и PLIF установлено, что можно контролировать формирование температурных полей капель и в малом приповерхностном слое. Так, например, на рис. 6 приведены результаты измерений температуры капель воды в те же интервалы времени, что и результаты измерений температуры в следе последних. При сравнительном анализе установлены времена перехода от существенно неоднородного температурного поля капли к практически однородному. Так, например, измерения показали, что капли с начальным радиусом около 1 мм прогреваются до практически однородного поля за время в несколько раз меньшее, чем капли радиусом около 2 мм.



Рис. 6. Поля температуры испаряющейся капли воды в разные моменты времени при $U_a \approx 4,7$ м/с, $T_a \approx 300$ °C: (a) – $R_d \approx 1,06$ мм; (б) – $R_d \approx 1,53$ мм; (в) – $R_d \approx 1,81$ мм

Эта нелинейная зависимость обусловлена тем, что вместе с прогревом капли реализуются интенсивные процессы испарения, сопровождающиеся разнознаковыми (разнонаправленными) эффектами. Например, уменьшение размеров капель вследствие испарения приводит к ускорению прогрева оставшегося объема капли воды. Но сформировавшийся вокруг капли слой относительно холодных паров воды приводит к уменьшению теплового потока, подводимого от внешней газовой среды к поверхности капли. Поэтому прогрев последней ослабляется буферным паровым слоем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Проведенные эксперименты с применением оптических методов бесконтактной регистрации позволили впервые в комплексе определить геометрические размеры существенно нестационарных и неоднородных аэродинамических и температурных следов. Показано, что эти размеры нелинейно изменяются (в 3–4 раза) во времени. Установлены нелинейные масштабы влияния основных исходных параметров натекающего газового потока и испаряющихся капель воды на геометрические размеры аэродинамических и температурных следов последних.
- 2. В результате анализа полученных данных и обработки соответствующих полей температуры и скорости газов установлено, что процесс испарения капель воды может приводить к сохранению в следе последних парогазовой смеси с пониженной температурой довольно длительное время, несмотря на существенное уменьшение размеров капель с течением времени. Можно заключить, что даже в следе мелкодисперсного капельного водного аэрозоля может быть существенное падение температуры.
- 3. При сравнении результатов проведенных измерений в случае двух, трех и пяти капель воды установлены масштабы совместного влияния процессов испарения жидкости с поверхности соседних капель на условия формирования и основные характеристики нестационарных и неоднородных аэродинамических и температурных следов. Выделен так называемый синергетический эффект, заключающийся в нелинейном вкладе каждой последующей капли в процесс понижения температуры и скорости в их следе.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- а расстояние между каплями по горизонтали, мм;
- *b* расстояние между каплями по горизонтали, мм;
- $l_{\rm tt}$ протяженность температурного следа, мм;
- *R*_d начальный радиус капли воды, мм;
- *t* время, с;
- T температура, °C;
- $T_{\rm a}$ температура воздушного потока, °C;
- *t*_e время испарение капли, с;
- $U_{\rm a}$ скорость воздушного потока, м/с;
- Аббревиатуры:
- PIV Particle Image Velocimetry;
- LIP Laser Induced Phosphorescence;
- PLIF Planar Laser Induced Fluorescence.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (№18-79-00096, №18-19-00056).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ranz W.E., Marshall W.R. Evaporation from drops // Chem. Eng. Progr. 1952. V. 48. P. 141–146.

2. Yuen M.C., Chen L.W. Heat-transfer measurements of evaporating liquid droplets // Int. J. Heat Mass Transfer. 1978. V. 21. P. 537–542.

3. **Renksizbulut M., Yuen M.C.** Numerical study of droplet evaporation in a high-temperature stream // J. Heat Transfer. 1983. V. 105. P. 389–397.

4. **Terekhov V.I., [et. al.]** Heat and mass transfer in disperse and porous media experimental and numerical investigations of nonstationary evaporation of liquid droplets // J. Eng. Phys. Thermophys. 2010. V. 83. P. 883–890.

5. **Kuznetsov G.V., Piskunov M.V., Strizhak P.A.** Evaporation, boiling and explosive breakup of heterogeneous droplet in a high-temperature gas // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016. V. 92. P. 360–369.

6. **Yan F., Rinoshika A.** High-speed PIV measurement of particle velocity near the minimum air velocity in a horizontal self-excited pneumatic conveying of using soft fins // Exp. Therm. Fluid Sci. 2013. V. 44. P. 534–543.

7. Lemoine F., Castanet G. Temperature and chemical composition of droplets by optical measurement techniques: A state-of-the-art review // Exp. Fluids. 2013. V. 54.

8. Akhmetbekov Y.K., [et. al.] Planar fluorescence for round bubble imaging and its application for the study of an axisymmetric two-phase jet // Exp. Fluids 2010. V. 48. P. 615–629.

9. Charogiannis A., Beyrau. F. Laser induced phosphorescence imaging for the investigation of evaporating liquid flows // Exp. Fluids. 2013.V. 54. P. 1518.

10. **Volkov R.S., [et. al.]** Gas temperature in the trace of water droplets streamlined by hot air flow // International Journal of Multiphase Flow. 2017. V. 91. P. 184–193.

I.S. Voytkov*, R.S. Volkov, O.V. Vysokomornaya, S.S. Kralinova

National Research Tomsk Polytechnic University, Russia, 634050, Tomsk, Lenin Avenue, 30, *E-mail: vojtkov12@mail.ru

EXPERIMENTAL STUDY OF THE TEMPERATURE AND SPEED OF A GAS-VAPOR MIXTURE BEHIND EVAPORATING WATER DROPLETS

The features of the formation of unsteady and inhomogeneous temperature and velocity fields of the gas-vapor mixture located on the surface of intensely evaporating water droplets are studied. The optical techniques (particle image velocimetry, laser-induced phosphorescence and planar laserinduced fluorescence (PLIF)) are used. The experiments were carried out with different arrangements of several (two, three, five) water droplets relative to each other in a heated air flow/ The dependences of the temperature drops and the gas-vapor mixture velocity in the trace of each droplets on the heating time, velocity and temperature of the air flow, initial dimensions and droplet arrangement scheme are established. The specific features of the joint influence of a droplet group on their temperature and aerodynamic traces are identified. The geometric (longitudinal and transverse) dimensions of the aerodynamic and temperature traces of a group of evaporating droplets are established. It is shown that the length of the temperature trace of one droplet reaches 10–12 radii, and the width of the temperature and aerodynamic trace of a droplet is not larger than its diameter. Approximation equations are obtained for all the established dependences in order to use in mathematical modeling of high-temperature evaporation of water droplets in a gaseous medium.

WATER DROPLET, HIGH TEMPERATURE GASES, TEMPERATURE AND AERODY-NAMIC TRACE



УДК 532.5.07

Гузеев А.С.

ФГУП Крыловский Государственный научный центр, Россия, 196158, г. Санкт-Петербург, Московское шоссе, 44, E-mail: guzas52@mail.ru

ВИХРЕОБРАЗОВАНИЕ ВБЛИЗИ ПАЛУБ МОРСКИХ СУДОВ И ИНЖЕНЕРНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследования структуры течений вблизи моделей судов и инженерных конструкций. Выявлены отрывные течения и зоны вихреобразования оказывающие неблагоприятное воздействие на экипаж судов и судовое оборудование. Показано вихревое взаимодействие некоторых инженерных конструкций.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОТОКА, ОТРЫВ ПОТОКА, ВИХРИ, ПАЛУБА.

введение

Представлен обзор результатов экспериментальных исследований вихревых структур и отрывных течений возникающих над палубами морских судов и вблизи инженерных конструкций. Исследования проводились в аэродинамической лаборатории ФГУП Крыловский Государственный научный центр. Большая часть исследований выполнена на моделях в вертикальной гидродинамической трубе с использованием традиционных, хорошо известных методов визуализации течений [1, 2]. Рабочий участок гидродинамической трубы имеет сечение 150×150 мм и длину 600 мм [3].

Отрывное обтекание конструкций сопровождается образованием вихревых течений в зоне отрыва потока и в следе за ней. Вихри, возникающие в отрывной зоне, создают возвратные течения, неблагоприятно влияющие на человека и технические средства. На морских судах дым часто начинает циркулировать в отрывных зонах и попадает через воздухозаборные шахты в жилые помещения и энергетические установки [4]. В районе взлетно-посадочных площадок судов ледового плавания вихревые потоки создают неблагоприятные условия для эксплуатации авиационной техники [5].

За отрывной зоной часто возникает вихревая дорожка с периодическими вихрями противоположного направления вращения, что вызывает переменные силы и вибрацию, как самой конструкции, так и объектов, попавших в зону следа. Периодические вихри могут вызвать поломку палубных конструкций и выступающих частей корпуса судна. Для наземных сооружений разрушение высотных зданий, мостов и других объектов.

Предложены технические решения, позволяющие управлять течениями в отрывных зонах и следе, улучшающие обитаемость и условия эксплуатации морской техники.

СОПОСТАВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ В НАТУРЕ И НА МОДЕ-ЛЯХ СУДНА

Вопрос о соответствии результатов модельных испытаний натурным условиям исследовался в аэродинамической лаборатории «Крыловского государственного научного центра» в период 1980–1988 годов. Проведена серия исследований, в результате которых было показано совпадение результатов исследования вихревых систем в натурных условиях, модельным испытаниям в аэродинамической трубе и модельным испытаниям в гидродинамической трубе. Так продольный вихрь вдоль полетной палубы корабля при встречном ветре имеет одинаковую структуру и габаритные размеры (относительные) в натуре и на моделях (рис. 1, 2). В натурных условиях продольный вихрь фиксировался большой сеткой, которая устанавливалась в различных местах на палубе судна, (рис. 1). На рис. 2 показан вид сверху на палубу схематизированной модели корабля в вертикальной гидродинамической трубе. Сплошные прямые линии проведены по границе линии палубы, пунктирная линия показывает взлетнопосадочную полосу, волнистые линии над палубой, скрученные в жгут, показывают траекторию подкрашенных линий тока продольного вихря над палубой.



Рис. 1. Продольный вихрь вдоль полетной палубы авианесущего корабля в натурных условиях и в аэродинамической трубе



Рис. 2. Продольный вихрь над полетной палубой модели в вертикальной гидродинамической трубе
КОНСТРУКТИВНЫЕ РЕШЕНИЯ ПО БОРЬБЕ С ЗАДЫМЛЕНИЕМ МОРСКИХ СУ-ДОВ

Проведены исследования задымленности кормовой надстройки т/х Маршал Гречко с низкой трубой. На рис. 3-6 показаны технические решения, позволяющие уменьшить высоту отрывной зоны за судовой надстройкой и уменьшить задымление судовых помещений. Это установка козырька (дефлектора) в районе отрыва потока и размещение палуб в форме ступеньки.



Рис. 3. Отрыв потока над ходовой рубкой т/х Маршал Гречко, захват дыма вихрем и распространение дыма над рубкой



Рис. 4. Прижатие потока к палубе при установке дефлектора. Дым не попадает на ходовой мостик



Рис. 5. Наличие дефлектора уменьшает высоту отрывной зоны в 2 раза



Рис. 6. Использование ступеньки в верхней части ходовой рубки значительно уменьшает высоту зоны отрыва потока: а) - ступенька отсутствует, б) – ступенька установлена

ВИХРЕОБРАЗОВАНИЕ ВБЛИЗИ МОСТОВ, ВЫСОТНЫХ ЗДАНИЙ И ИНЖЕНЕР-НЫХ КОНСТРУКЦИЙ

Выполнена серия исследований структуры вихревого следа за моделями мостов. На рис. 7а показан следа за моделью волгоградского моста с поперечными вихрями. Использование вихрегенераторов продольных вихрей позволило уменьшение интенсивность поперечных вихрей рис. 7б.

Обтекание высотных зданий ветровым потоком сопровождается интенсивным вихреобразованием, которое необходимо учитывать для обеспечения безопасности и комфортных условий пребывания человека в них. Серия рисунков 8 – 11 демонстрирует вихреобразование вблизи высотных зданий.

Картина структуры вихревого следа за одиночным цилиндром показана на рис. 12. Проведена серия опытов с парой круговых цилиндров расположенных один в следе другого, при свободном закреплении второго цилиндра в поперечной плоскости. При близком расположении второго цилиндра, на расстоянии один, два диаметра, он остается неподвижным в диапазоне скоростей набегающего потока, $V = 0,01 \div 0,2$ м/с, рис 13. При расположении второго цилиндра на расстоянии трех диаметров и более он начинает колебаться при скорости потока 10 см/с, и более (рис. 14).



Рис. 7. Уменьшение интенсивности поперечных вихрей за моделью волгоградского моста при использовании вихрегенераторов продольных вихрей: а) - без вихрегенераторов, б) – с установленными вихрегенераторами



Рис. 8. Вертикальный вихрь между колоннами высотного здания



Рис. 9. Поперечное сечение вертикального вихря между колоннами высотного здания



Рис. 10. Вихреобразование на крыше высотного здания



Рис. 11. Вихревой след за высотным зданием, вид сверху



Рис. 12. Вихревой след за круговым цилиндром, $Re \approx 4000$



Рис. 13. Внутренние течения между парой близко расположенных цилиндров, l = d. Колебания второго цилиндра отсутствуют (свободное закрепление 2-го цилиндра)



Рис. 14. Колебания второго цилиндра захваченного вихрями, сходящими с первого цилиндра при расстоянии между цилиндрами 3d, *Re* = 12000:

а) и б) – различные положения второго цилиндра при свободном его закреплении

РЕЗУЛЬТАТЫ, ПРИМЕНЕННЫЕ НА МОРСКИХ СУДАХ

Если судно имеет надстройки с открытыми пространствами, в них возникают циркуляционные, возвратные течения и дым распространяется в них и задымляет палубы и судовые помещения. На рис. 15, 16 показаны картины обтекания модели ледокола Москва.

На рис. 17 показана картина обтекания надводной части модели ледокола Владивосток (исходный вариант). Хорошо видны три зоны вихреобразования: перед основной надстройкой, перед надстройкой на верхней палубе и между дымовой трубой и верхней надстройкой. На рис. 18 хорошо просматривается зона вихревого течения между трубой и верхней надстройкой, в которую затягивается дым. Улучшенный вариант обустройства верхних палуб ледокола Владивосток показан на рис. 19.



Рис. 15. Вихреобразование перед судовыми надстройками и между трубой и ходовой рубкой модели ледокола Москва (исходный вариант): а) поток направлен со стороны носа, б) поток со стороны кормы



Рис. 16. Затягивание дыма в отрывные зоны модели ледокола Москва



Рис. 17. Вихреобразование в трех отрывных зонах модели ледокола Владивосток



Рис. 18. Затягивание дыма вихрем между дымовой трубой и надстройкой на верхней палубе



Рис. 19. Общий вид ледокола Владивосток после изменения первоначальной конфигурации надстроек

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование вихревых и отрывных течений вблизи моделей судовых надстроек в гидродинамической трубе позволило внести конструктивные изменения, улучшающие эксплуатационные качества и обитаемость судов. Для некоторых инженерных сооружений высотных зданий и мостов предложены технические решения, улучшающие условия их эксплуатации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Werle H. Le tunnel hudrodynamique au service de la recherhe aerospatiale. ONERA. Publication No 156, 1974 Γ .

2. Альбом течений жидкости и газа./ Сост. М. Ван-Дайк. - М.: Мир, 1986.

3. Пономарёв А.В., Гузеев А.С., Тюшкевич В.А. Методы визуализации обтекания тел в судостроительном эксперименте. ЦНИИ "Румб", 1987.

4. **Гузеев А.С.** Исследования отрывного обтекания судовых конструкций методами визуализации течений. Труды 2-й Международной конференции по морским интеллектуальным технологиям "МОРИНТЕХ-97", - СПб, 1997.

5. **Гузеев А.С., [и др.]** О задымляемости транспортных судов. Труды Х юбилейной международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков» г. Москва, МЭИ 2009 г. стр. 234-237.

A.S. Guzeev

Krylov State Research Centre 196158, St. Petersburg, Russia E-mail: guzas52@mail.ru,

THE VORTEX FORMATION NEAR THE DECKS OF SHIPS AND ENGINEERING DESIGNS

The results of flow structure research and aerodynamic characteristics of the sports paddle blade are presented. Some patterns between the blade resistance and the flow structure in the separation zone of flow are received.

FLOW VISUALIZATION, SEPARATION FLOW, DECK, VORTICES



УДК 531.715: 621.3.049.77

Журавель Ф.А., Косцов Э.Г., Скурлатов А.И., Щербаченко А.М.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук (ИАиЭ СО РАН), 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, д.1, E-mail: sham@iae.nsk.su

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ НАНОПЕРЕМЕЩЕНИЙ ПОДВИЖНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ MEMS

АННОТАЦИЯ

Представлено описание и результаты экспериментального исследования гетеродинного доплеровского измерителя наноперемещений подвижного элемента MEMS, реализованного с использованием акустооптического модулятора лазерного излучения. Рассмотрены алгоритмы обнаружения, измерения и коррекции значений выходных сигналов квадратурного детектора, полученные на основе экспериментальных данных.

ГЕТЕРОДИННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР, АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯ-ТОР ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, КВАДРАТУРНАЯ ДИСКРЕТИЗАЦИЯ, ПОДВИЖНЫЙ ЭЛЕМЕНТ MEMS

введение

В ряде физико-технических экспериментов возникает необходимость в одновременном измерении малых вибраций с амплитудой колебания менее одной длины волны света и абсолютного смещения исследуемого объекта с разрешением по перемещению менее одного нанометра. К таким объектам относятся подвижные элементы микро-электромеханических элементов MEMS.

В настоящее время для измерения небольших перемещений объектов используются различные типы лазерных интерферометров. Среди них можно отметить интерферометры, построенные на основе одночастотного лазера [1-4], двухчастотного лазера [5] или одночастотного лазера с акустооптическим модулятором лазерного излучения [6-8].

Что касается детекторных схем обработки интерференционного сигнала, то чаще всего используются схемы квадратурных детекторов [9], которые предполагают, что сигналы, подлежащие обработке, должны быть одинаковой амплитуды, сдвинуты по фазе на 90^0 и не должны иметь постоянной составляющей. Эти схемы реализуют алгоритм аналогового формирования квадратурных составляющих измеряемого сигнала. Выходные сигналы квадратурных детекторов, вводимые в память компьютера, не являются строго квадратурными, так как в них присутствует постоянная составляющая, амплитуды сигналов не равны, а сдвиг сигналов по фазе отличается от 90^0 .

В докладе рассматриваются оптическая и электронная части гетеродинного интерферометра, обеспечивающего измерение малых перемещений, а также алгоритмы выявления ошибок в оцифрованных значениях сигналов квадратурных детекторов, полученных на основе экспериментальных данных, их измерение с помощью АЦП и последующей корректировки этих значений.

Описание оптической части гетеродинного интерферометра

В созданном образце интерферометра используется стабилизированный по частоте Не-Ne лазер мощностью 1 мВт с длиной волны 0,63 мкм. Поляризованный в горизонтальной плоскости луч лазера коллимируется линзой и проходит через бегущее ультразвуковое поле акустооптической ячейки, расщепляясь на два горизонтально поляризованных луча. Причем дифрагированный луч смещается ячейкой на 80 МГц по частоте. Не дифрагированный луч (без сдвига по частоте) проходит на уголковую призму и отклоняется в горизонтальной плоскости на 90 градусов. Дифрагированный луч проходит на вторую призму и также отклоняется на 90 градусов. Этим достигается большой пространственный разнос между лучами, позволяющий для каждого из лучей строить свою оптическую систему. Не сдвинутый по частоте луч (имеющий на порядок большую мощность, чем дифрагированный) проходит полуволновую пластинку и приобретает вертикальную поляризацию. Затем этот луч проходит сквозь поляризационный кубик и четвертьволновую пластинку, приобретает круговую поляризацию и поступает на поверхность испытуемого вибрирующего объекта. Отраженный или рассеянный объектом пучок света, пройдя обратно через четвертьволновую пластинку, приобретает горизонтальную поляризацию. Далее этот пучок отклоняется разделительным поляризационным кубиком на 90 градусов и через фокусирующий объектив, имеющий 3 степени свободы для юстировки, попадает на вход интерферометра. На второй вход этого интерферометра поступает опорный луч с горизонтальной поляризацией. Вследствие интерференции этих пучков на выходном лавинном фотодиоде интерферометра появляется сигнал с частотой 80 МГц плюс доплеровская частота, пропорциональная виброскорости исследуемого объекта. Функциональная схема оптической части устройства представлена на рис.1.



Рис. 1. Функциональная схема гетеродинного интерферометра: 1 - Не-Ne лазер, 2 – коллиматор, 3 – акустооптическая ячейка, 4 – поворотная призма, 5-8 –полуволновая пластинка, 9-поляризационный расщепитель, 10-четвертьволновая пластинка, 11-линза, 12- ПЗ МЕМЅ, 13- суммирующий кубик, 14- фотодиод (ФД)

Оба луча интерферируют на фотоприемнике 12. После интерференции фотодиоде сигнальной и опорной световых волн измеряемый сигнал описывается выражением

$$E_{_{\rm H3M}} = E_{_{\rm c}} \exp\left[-j\left(2\pi\nu t\right) + 4\pi L/\lambda + \varphi_{_{\rm l}}\right] + E_{_{\rm OII}} \exp\left\{-j\left[2\pi\left(\nu + f_{_{\rm r}}\right)t + \varphi_{_{\rm l}}\right]\right\},\tag{1}$$

где E_c и E_{on} – соответственно амплитуды сигнальной и опорной волн, ϕ_1 и ϕ_2 - фазы лучей, соответствующие постоянным частям их оптических путей, L – амплитуда перемещения, v – частота излучения лазера.

В результате смешения этих волн на фотодиоде формируется гармонический измерительный сигнал $I_{\phi}(t)$, который содержит постоянную и переменную составляющие, последняя из которых несет информацию о величине перемещения подвижного элемента MEMS,

$$I_{\Phi}(t) = I_{c} + I_{on} + 2\left(I_{c} \cdot I_{on}\right)^{1/2} \cos\left[\Omega t - \varphi(t) + \Delta\varphi\right],$$
⁽²⁾

где I_c и I_{on} – постоянные составляющие, Ω – несущая частота электрического сигнала, $\phi(t) = 4\pi L/\lambda$, $\Delta \phi = \phi_2 - \phi_1$ – постоянная фаза, t – время.

Описание электронной части гетеродинного интерферометра

Постоянные составляющие электрического сигнала I_c и I_{on} не проходят на выход резонансного усилителя, а переменная составляющая этого сигнала $X(t) = A\cos[\Omega t + \varphi(t) + \Delta \varphi]$ поступает на вход двухканальной аналоговой электронной системы квадратурной дискретизации этого сигнала [9]. Функциональная схема квадратурной дискретизации измерительного сигнала X(t) изображена на рис. 2.



Рис. 2. Функциональная схема электронной части гетеродинного интерферометра: 1 – генератор опорной (несущей) частоты 80 МГц, 2 – блок формирования квадратурных сигналов опорной частоты, 3,4 – умножители, 5 – усилитель высокой частоты, 6, 7 – фильтры нижних частот, 9,10 – 10-ти разрядные аналого-цифровые преобразователи АЦП, 11 – микропроцессор и 12 – цифро-аналоговый преобразователь ЦАП

С выходов этих умножителей сигналы проходят через два фильтра низких частот 6, 7 с полосой пропускания 50 кГц. Измерительный сигнал X(t) с фотоприемника интерферометра поступает на вход усилителя 5 и далее на два умножителя 3 и 4. Вторые входы умножителей подключены к выходам блока 2 формирования квадратурных сигналов опорной частоты. Блок 2 подключен к генератору 1, который питает акустооптическую ячейку. Частота генератора $\Omega = 80$ МГц. Выходные сигналы умножителей 3 и 4 каждого канала проходят через два фильтра низких частот 6, 7 с полосой пропускания 50 кГц. На выходе умножителей 3, 4 первого и второго каналов измерения соответственно имеем

$$X(t)\cos\Omega t = A(t)\cos\left[\Omega t + \varphi(t)\right] \cdot \cos\left[\Omega t\right] = \frac{1}{2}A(t)\cos\varphi(t) + \frac{1}{2}A(t)\cos\left[2\Omega t + \varphi(t)\right], \quad (3)$$

$$X(t)\sin\Omega t = A(t)\cos\left[\Omega t + \varphi(t)\right] \cdot \sin\left[\Omega t\right] = \frac{1}{2}A(t)\sin\varphi(t) + \frac{1}{2}A(t)\sin\left[2\Omega t + \varphi(t)\right].$$
(4)

После фильтров низких частот (ФНЧ) в каждом канале будут подавлены высокочастотные гармоники с частотой 2 Ω и останутся только низкочастотные квадратурные сигналы $U(t) = 0.5 \cdot A(t) \cdot \cos[\varphi(t)]$ и $V(t) = 0.5 \cdot A(t) \sin[\varphi(t)]$, несущие информацию о величине перемещения ПЭ.

Корректировка значений сигналов квадратурного детектора

Квадратурные сигналы поступают на входы аналого-цифровых преобразователей 9, 10 и далее в память микропроцессора 11. Микропроцессор связан также с цифроаналоговым преобразователем 12, формирующим сигналы синусоидальной или прямоугольной форм. Эти сигналы используются для управления перемещением подвижного элемента MEMS при настройке оптико-электронной системы и при измерении параметров MEMS. Амплитуда управляющего сигнала на выходе ЦАП выбирается такой, чтобы перемещение ПЭ превышало $\lambda/2$.

Сигналы, формируемые в квадратурных смесителях, как правило, содержат: а) постоянные составляющие, b) имеют разные амплитуды и c) сдвиг фаз этих сигналов не строго соответствует 90⁰.

Процесс измерения величины перемещения подвижных элементов ПЭ состоит из двух этапов: предварительной корректировки полученных цифровых значений квадратурных электрических сигналов V(t) и U(t) и последующего измерения перемещения. Суть предварительной корректировки данных, введенных в память микропроцессора, сводится к устранению указанных (a-c) дефектов.

На этапе корректировки значений сигналов квадратурных детекторов на исследуемую структуру подается с помощью АЦП синусоидальный электрический сигнал, который вызывает возвратно поступательные движения ПЭ. Амплитуда сигнала выбирается такой, чтобы колебания ПЭ незначительно превышали половину длины волны излучения $\lambda/2$. Микропроцессор осуществляет одновременный запуск АЦП 9 и 10 и вводит в память оцифрованные значения сигналов

$$U(t) = A_1 \cos \varphi(t) + z_1, \qquad (5)$$

$$V(t) = A_2 \sin \varphi(t) + z_2. \tag{6}$$

Амплитуды сигналов V(t) и U(t) не равны и, кроме того, них присутствуют постоянные составляющие z_1 , и z_2 которые изменяются во времени и требуют постоянной корректировки. В каждой выборке данных программа определяет максимальные и минимальные значения электрических сигналов V(t) и U(t), а также вычисляет значения амплитуд A_1 и A_2 в соответствии с выражениями

$$A_{\rm l} = \left[\max U(t) - \min U(t)\right]/2,\tag{7}$$

$$A_2 = \left[\max V(t) - \min V(t) \right] / 2.$$
(8)

Коэффициент неравенства амплитуд квадратурных сигналов равен

$$K_{\rm H} = A_{\rm l}/A_{\rm 2} \,, \tag{9}$$

а величина смещения сигналов относительно нулевого уровня определяется из выражений

$$z_1 = \left[\max U(t) - A_1\right]/2, \quad z_2 = \left[\max V(t) - A_2\right]/2.$$
 (10)

Микропроцессор вычисляет и устраняет постоянные смещения в электрических сигналах и выравнивает значения амплитуд A_1 и A_2 сигналов с помощью коэффициента неравенства $K_{\rm H}$. После устранения постоянных составляющих и выравнивания амплитуд сигналов скорректированные значения отсчетов V_i и U_i можно описать выражениями

$$U_i = \cos(\omega t_i), \tag{11}$$

$$V_i = \sin(\omega t_i + \alpha). \tag{12}$$

Воспользовавшись известным тригонометрическим преобразованием выражения (12) имеем:

$$V_i = \sin(\omega t_i + \alpha) = \sin(\omega t_i) \cos \alpha + \cos(\omega t_i) \sin \alpha.$$
(13)

Из выражения (13) следует

$$\sin(\omega t_i) = [V_i - U_i \sin \alpha] / \cos \alpha.$$
⁽¹⁴⁾

Известно, что для строго квадратурных сигналов с единичной амплитудой сумма квадратов обоих сигналов равна единице

$$\sin^2(\omega t_i) + \cos^2(\omega t_i) = 1, \tag{15}$$

т.е. постоянной величине, дисперсия которой равна нулю. Для сигналов с нестрогой квадратурой, где сдвиг фаз между сигналами отличается от 90⁰ на угол α , функция $f(\alpha)$, как следует из выражения (14), является величиной переменной

$$f(\alpha) = U_i^2 + \left[V_i - U_i \sin\alpha\right]^2 / \cos^2 \alpha.$$
(16)

Минимизация дисперсии этой функции по параметру α позволяет найти его значение, которое и равно угловой ошибке квадратуры. Зная величину α, по формуле (14) микропроцессор пересчитывает значение синусного сигнала на полную квадратуру. Этот способ существенно проще предлагаемого в [10].

На втором этапе по скорректированным значениям квадратурных сигналов процессор производит вычисление значений величины перемещения подвижного элемента MEMS.

В комплексном представлении эти два квадратурных сигнала описываются вектором с амплитудой $M_i = \left[U_i^2 + V_i^2\right]^{1/2}$ и фазой $\varphi_i = \operatorname{arctg}[V_i/U_i]$.

Микропроцессор 11 формирует из двух пар отсчетов синусной V_i и косинусной U_i составляющих, взятых с заданным интервалом квантования, два комплексных числа

$$Z_i = \cos \varphi_i + j \sin \varphi_i, \tag{17}$$

$$Z_{i+1} = \cos \varphi_{i+1} + j \sin \varphi_{i+1}, \tag{18}$$

где *i* – номер оцифрованного отсчета квадратурных значений сигнала.

В комплексной плоскости разность фаз двух полученных векторов ZS_i и Z_{i+1} соответствует перемещению подвижного элемента за время между двумя отсчетами АЦП.

Первое число Z_i микропроцессор преобразует в комплексно сопряженное SZ_i , после чего он производит умножение двух комплексных чисел ZS_i и Z_{i+1} и вычисление разности фаз векторов Z_i и Z_{i+1} в соответствии с выражением (11)

$$\Delta \varphi = \operatorname{arctg}\left[\frac{\operatorname{Im}\left(SZ_{i} \cdot Z_{i+1}\right)}{\operatorname{Re}\left(SZ_{i} \cdot Z_{i+1}\right)}\right].$$
(19)

Далее осуществляется ввод в память микропроцессора новых значений квадратурных сигналов. Они образуют очередной вектор Z_{i+2} . Комплексное число, соответствующее предыдущему отсчету квадратурных сигналов, преобразуется в комплексно сопряженное, после чего микропроцессор вычисляет очередное значение разности фаз. Разность фаз $\Delta \phi$ двух исходных векторов, полученная за временной интервал между двумя отсчетами, может изменяться в диапазоне $0 \pm \pi$.

Непрерывное накопление в сумматоре микропроцессора 11 этой разности фаз позволяет измерять величину перемещения ПЭ. При использовании 8-разрядных АЦП разрешающая способность рассматриваемой оптико-электронной системы равна $\lambda/1024$, что в абсолютных величинах составляет 0,6 нм.

Примеры экспериментальных исследований особенностей нанометровых перемещений подвижного электрода в mems структуре

Объектом исследования служили тонкопленочные структуры MEMS балочного типа (рис. 3). Они содержат электрод ITO, расположенный под сегнетоэлектрической пленкой, (СП) с высоким значением диэлектрической проницаемости и подвижный электрод ПЭ, между которыми существует воздушный зазор протяженностью d_z .



Рис.3. Схема исследуемой структуры

В качестве подвижного электрода использовалась свободная тонкая пленка бериллиевой бронзы с высокой отражательной способностью и высокой упругостью, ее толщина менее 1 мкм. Материалом СП служила тонкая пленка ниобат-бария стронция, $Ba_{0.5}Sr_{0.5}Nb_2O_6$, (NBS), – материала с высокими значениями диэлектрической проницаемости, более 1000 – 3000. Толщины пленок ITO и сегнетоэлектрической пленки d_z , составляли, соответственно, 0,1 – 0,5

мкм и 0,3 – 1 мкм, площадь исследуемого элемента 10^{-7} м². Технология получения пленок NBS и основные их электрофизические свойства описаны в [12]. До приложения к структуре импульса напряжения V_p , исходная величина d_z определяется прикладываемым к образцу постоянным напряжением, V_{cm} и составляет 0,2 - 2 мкм.

Основными характеристиками исследуемых элементов являются чувствительность величины перемещения от управляющего напряжения V_p и скорость перехода ПЭ из одного состояния в другое. Для определения этих параметров исследуемый образец закрепляется неподвижно в измерительном плече интерферометра. Лазерный луч фокусировался на поверхность ПЭ, его диаметр составлял 5 - 7 мкм. Исходное положение ПЭ задавалось постоянным смещением V_{cm} . Оно выбиралось в пределах 10 - 50 В.

На рис. 4 представлена зависимость амплитуды перемещения ПЭ от величины V_p при возбуждении синусоидальных колебаний с частотой 700 Гц, величине напряжения смещения $V_{cm} = 25$ В. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значению $V_p = 0,05$; 0,5; 0,75 В соответственно.

Установлено, что амплитуда перемещений ПЭ линейно зависит от величины V_p.



Рис. 4. Зависимость амплитуды перемещения ПЭ от величины V_p при возбуждении синусоидальных колебаний с частотой 700 Гц, величине напряжения смещения V_{cm} = 25 В

На кривой (рис. 5) показана зависимость положения подвижного элемента (ПЭ) от управляющего напряжения V_p .

Установлено также, что в исследуемой структуре не наблюдается эффект гистерезиса, характерный для элементов известных управляемых полем дифракционных решеток, в которых петля гистерезиса может достигать до 30 % прикладываемого напряжения.



Рис.5. Гистерезис местоположения при изменении амплитуды V_p

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что использование гетеродинного лазерного интерферометра со стабилизированным по частоте He-Ne лазером и предварительной корректировки выходных сигналов квадратурного детектора лазерного интерферометра дают возможность свести погрешность измерения местоположения ПЭ MEMS до величины менее 0,6 нм.

Установлено, что в исследуемой тонкопленочной структуре амплитуда перемещения ПЭ практически линейно зависит от амплитуды импульса напряжения и величины d_z , а максимальная чувствительность ПЭ к импульсному воздействию, при длительности импульса в несколько мкс, составляет 100 – 200 нм/В, диапазон перемещений ПЭ в исследуемой структуре находится в пределах от 0,01 до 0,5 световой волны.

Использование описанной прецизионной оптико-электронной системы возможно как при измерении перемещений подвижного элемента под действием нестационарных сил электростатики, так и других внешних воздействий, например сил гравитации, микроколебаний поверхности, в генераторах тактовой частоты, при определении относительного местоположения двух заданных поверхностей, например при проведении фотолитографических работ с нанометровыми проектными нормами и т.п.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Hosoe S. Laser interferometric system for displacement measurement with high precision // Nanotechnology, 1991. № 2. P. 88-93.
- 2. Кирьянов В.П., Кокарев С.А. Лазерно-интерферометрический преобразователь перемещений с субнанометрическим разрешением // Автометрия, 1997. № 2. С. 3-7.
- 3. Соболев В.С. Щербаченко А.М. Устройство преобразования сигналов интерферометра для высокоточных измерителей перемещений // Патент на полезную модель № 151073. Бюллетень РОСПАТЕНТА, 2015. № 8.
- 4. Коронкевич В.П., Ханов В.А. Современные лазерные интерферометры. Новосибирск: Наука, 1982. 184 с.
- 5. Бессмельцев В.П., Бурнашов В.Н., Воробьев В.В. Измерение перемещений зеркально и диффузно отражающих объектов и вибраций // Автометрия, 1978. № 3. С. 95-96.
- 6. **ЛевитесА.Ф., ТелешевскийВ.И..** Гетеродинный лазерный интерферометр с акустооптическим модулятором. // ПТЭ, 1974. № 6, С. 139, 140.
- 7. Титов А.А. Измерение перемещений микрообъектов гетеродинным методом // Измерительная техника, 2017. № 2. С. 39-42.
- 8. Дарзнек С.А., Желкобаев Ж., Календини В.В., Новиков Ю.А. Лазерный интерферометрический измеритель наноперемещений // Труды института общей физики им А.М. Прохорова, 2006. Т. 62. С. 14-37.
- 9. Маркович И.И., Цифровая обработка сигналов в системах и устройствах. Ростов-на-Дону: Издательство Южного федерального университета, 2012. 192с.
- 10. Peter L.M. Heydemann. Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers // Applied optics, 1981. V. 20. № 19.
- 11. Косцов Э.Г., Скурлатов А.И., Щербаченко А.М. Оптико-электронная система для исследования наноперемещений подвижных элементов MEMS // Автометрия, 2018. Т. 54. С. 92-100.
- 12. Kostsov E.G. Ferroelectric barium-strontium niobate films and multi-layer structures // Ferroelectrics, 2005. № 3. C. 169-187.

F.A. Zhuravel, E.G. Kostsov, A.I. Skurlatov, A.M. Shcherbachenko

Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of the RAS, Russia 630090, Novosibirsk, Koptyuga st., 1, E-mail: sham@iae.nsk.su

METHOD OF MEASURING NANO- DISPLACEMENTS OF'MOVING MEMS ELE-MENTS

A description and results of an experimental study of a heterodyne Doppler measuring device for nano-displacements of MEMS moving element, implemented using an acousto-optic modulator of laser radiation, are presented. Algorithms for the detection, measurement and correction of the quadrature detector output signals values obtained on the basis of experimental data, are considered.

HETERODYNE LASER INTERFEROMETRY, ACOUSTO-OPTIC MODULATOR LASER RADIATION, THE QUADRATURE SAMPLING, MOVING MEMS ELEMENT



УДК 533.9, 533.5, 535.015

Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Дорощенко И.А.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, 119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1. E-mail: znamen@phys.msu.ru.

ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТЕЧЕНИЯХ С РАЗРЫВАМИ

АННОТАЦИЯ

Обсуждаются результаты визуализациидинамических процессов, реализующихся при локализации импульсного объемного разряда (ИОР) в прямоугольном канале с движущейся плоской ударной волной. Панорамная визуализация быстропротекающих процессов проведена с высоким временным разрешением – в наносекундном диапазоне – на основе высокоскоростной регистрации свечения разряда электронно-оптическими камерами, а также в микросекундном диапазоне - с помощью высокоскоростной теневой съемки. Получены изображения и развертки оптического свечения разряда при протекании электрического тока разряда и в режиме послесвечения. Экспозиция кадров – от 100 нс; время регистрации разверток свечения – до 10 мкс. Анализируется процесс распада газодинамического разрыва на фронте ударной волны при ее импульсной ионизации высоковольтным ИОР. Динамика возникающих при локализованном импульсном энерговкладе плоских разрывов визуализирована на основе высокоскоростной теневой съемкой со скоростью съемки от 100 до 525 тысяч кадров в секунду. Проведена цифровая обработка и анализ изображений потока. Собраны и проанализированы цифровые видеофильмы процесса и построены пространственно-временные диаграммы плазмодинамических и газодинамических параметров разрывного течения вплоть до 20 микросекунд. Данные, полученные с помощью различного оборудования в нано- и микросекундном диапазонах были сопоставлены друг с другом и проанализированы. Результаты экспериментов сравниваются с результатами численного моделирования на основе уравнений нестационарной газодинамики (уравнений Эйлера) в одномерной постановке.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОТОКОВ, ПАНОРАМНЫЕ МЕТОДЫ, ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ТЕНЕ-ВАЯ СЪЕМКА, УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, КОНТАКТНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ, КОМБИНИРОВАН-НЫЙ НАНОСЕКУНДНЫЙ РАЗРЯД

введение

Взаимодействие импульсных или импульсно-периодическихгазовых разрядов с ударными волнами часто исследуется в связи с возможностью применения полученных результатов в плазменных актуаторах и при решении практических задач. Например, оптическими методами было показано [1], что создание газоразрядной плазмы перед обтекаемым сверхзвуковым потоком объекта, имеющим форму конуса, приводит к отдалению ударной волны от модели, что можно использовать для ослабления негативного воздействия ударной волны на окружающую среду при проектировании сверхзвуковых летательных аппаратов. При исследованиях взаимодействия неравновесной плазменной среды (газоразрядной плазмы объемных и поверхностных разрядов) с ударными волнами (числа Маха от 2 до 7) теневыми методами был зарегистрирован эффект уширения ударной волны, его расщепления на несколько газодинамических разрывов [2-3]. Теоретически было показано, что с помощью локального быстрого (t < 1мкс) нагрева потока можно разрушить ударную волну, если превысить пороговую величину энерговклада для данной интенсивности ударной волны и параметров потока [4]. Такой быстрый энерговклад в поток можно реализовать, применяя газовые разряды.

Для визуализации потоков с ударными волнами используются, как правило, шлирен или теневой методы [5-7]. В настоящей работе применялся теневой метод. Регистрируемое теневым методом распределение интенсивности соответствует пространственной производной второго порядка (Лапласиану) показателя преломления *n*, таким образом, данный метод позволяет визуализировать газодинамические разрывы, такие как, например, ударные волны и контактные поверхности. В последние десятилетия на смену пленочным высокоскоростным камерам пришли цифровые, скорость съемки которых достигает 10 миллионов кадров в секунду [8]. Переход на цифровой формат позволяет значительно ускорить обработку и систематизацию полученных результатов. В настоящей работе для высокоскоростной теневой съемки течений в микросекундном диапазоне применялась высокоскоростная камера. Максимальная скорость съемки составляла 525 000 кадров/с. Процессы, связанные со свечением импульсного разряда, происходят, как правило, в наносекундном диапазоне [9]. Для регистрации свечения разряда использовались электронно-оптические камеры. Распределение свечения разряда по пространству разрядной камеры зависит отпараметров течения внутри нее, так как электрическая проводимость воздуха зависит от плотности, которая различна в разных точках течения. Таким образом, сам разряд позволяет визуализировать некоторые особенности течения, например, положения газодинамических разрывов [10].

В данной работе оптическими панорамными методами исследовался процесс распада разрыва на фронте плоской ударной волны при ее импульсной ионизации объемным разрядом. Самолокализация разряда происходит перед фронтом ударной волны, в связи со скачком плотности за ним и невозможностью протекания в этой области тока разряд, и реализует быстрый (t < 1мкс) нагрев газа перед ним. В результате по обе стороны от фронта ударной волны возникают области газа с различными значениями газодинамических параметров, и ударная волна распадается на несколько разрывов: две ударные волны и контактную поверхность. Данное явление известно как «задача Римана о распаде разрыва» [11]. Одиночные изображения потока после распада разрыва на фронте проходящей ударной волны в канале были впервые получены теневыми методами в работах Знаменской и др. [12-14]. В данной работе анализируются теневые последовательные кадры рассматриваемого теченияи сопоставляются с соответствующими кадрами свечения разряда в наносекундном диапазоне.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки, а также системы визуализации течения панорамными методами и синхронизации потока и разряда приведены на рис. 1. Использовалась та же установка, что и в работе [12]. Основной частью установки является разрядная камера, встроенная в камеру низкого давления ударной трубы. Разрядный промежуток имеет прямоугольное сечение размером 24х48 мм². Длина разрядного промежутка 100 мм. Напряжение поджига разряда 25 кВ. Амплитуда тока ~1 кА, продолжительность 200-300 нс. Использовался комбинированный импульсный объемный разряд с предионизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов, расположенных на верхней и нижней стенках разрядной камеры. Разряд инициировался в режиме единичного импульса. Боковые стенки разрядной камеры выполнены из кварцевого стекла для оптического доступа. В качестве рабочего газа во всех экспериментах использовался воздух. Система управления установкой и синхронизации позволяет регулировать давление перед фронтом ударной волны, задавать ее скорость и запускать разряд при любом положении ударной волны внутри разрядного промежутка. Число Маха создаваемой в ударной трубе прямоугольной ударной волны составляло от 2,2 до 4,8, давление перед фронтом задавалось равным p = 2-25 торр. В качестве источника света в теневой схеме использовался стационарный лазер, длина волны 532 нм. Регистрация изображений проводилась высокоскоростной камерой со скоростью съемки от 100 000 до 525 000 кадров в секунду.



Рис. 1. Экспериментальная установка, система регистрации течения оптическими панорамными методами и синхронизации. 1 – поворотная призма, 2 – собирающая линза, 3,4,5 – рассеивающие линзы, 6 – стационарный лазер, 7 – осциллограф, 8, 9 – генераторы импульсов (задержки),10 – устройство запуска разряда, 11 – высокоскоростная камера, 12 – ПК

С помощью цифрового фотоаппарата регистрировались интегральные кадры свечения разряда (рис. 2). Фотоизображения разряда содержат информацию об интегральном по времени распределении свечения в исследуемой области. С помощью высокоскоростной электронно-оптической камеры BIFO K011 регистрировались 9-кадровые изображения излучения плазмы разряда с наносекундным разрешением (минимальный интервал времени между кадрами 100 нс, экспозиция кадра 100 нс). Это дало возможность зарегистрировать начальную стадию распада разрыва на фронте исходной ударной волны. При регистрации излучения разряда теневое зондирование не проводилось, электронно-оптическая камера размещалась в положении 11 (см. рис. 1). Спектральный диапазон, регистрируемый фотокамерами и электронно-оптической камерой, 400-800 нм.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА

Конфигурация комбинированного разряда зависит от параметров потока внутри разрядной камеры. Если воздух внутри нее неподвижен и давление не превышает 100 торр, то свечение разряда равномерно распределено по объему разрядного промежутка (рис. 2а). При наличии в момент инициирования разряда внутри разрядной камеры фронта ударной волны разряд локализуется перед ее фронтом (рис. 2б-в). Это связано с различиями в скорости ионизации газа по обеим сторонам от фронта ударной волны из-за скачка плотности, описываемого соотношениями Ренкина-Гюгонио [15]. В связи с этим протекание тока разряда и джоулев нагрев происходят только перед фронтом ударной волны [13, 14], в результате чего по обе стороны от фронта возникают две области газа с различными значениями газодинамических параметров, то есть возникают условия для формирования распада разрыва (задача Римана) [11].



Рис. 2. Интегральные фотоизображения свечения разряда (а) в неподвижном воздухе при давлении *p* < 100 торр, (б) при локализации перед фронтом ударной волны с числом Маха 4,7 и расстоянием от фронта ударной волны до конца разрядного промежутка в момент запуска разряда 1,3 см, (в) при локализации перед фронтом ударной волны с числом Маха 4,8 и расстоянием от фронта ударной волны до конца разрядного промежутка в момент запуска разряда 0,6 см. Стрелка обозначает направление движения фронта ударной волны и потока за ней: 1 – свечение поверхностных разрядов (плазменных листов), 2 – свечение объемного разряда

ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ТЕНЕВАЯ СЪЕМКА

С целью исследования газодинамического течения с разрывами была использована оптическая схема для теневой регистрации быстропротекающих процессов. Проведена визуализация течения, возникающего после наносекундной ионизации фронта ударной волны S_0 , на временном интервале от 1,5 до 63 мкс с помощью высокоскоростной теневой съемки. Последовательные наборы кадров теневой съемки, полученные через равные промежутки времени, приведены на рис. 3. Экспозиция каждого кадра составляла 1 мкс. На кадрах видно, как начальный разрыв S_0 (исходная ударная волна) разделяется на три разрыва, соответствующих решению задачи о распаде разрыва (задача Римана): ударные волны S_1 и S_2 и контактную поверхность C.



Рис. 3. Серии кадров теневой съемки при распаде разрыва на фронте плоской ударной волны с числом Маха 2,3 при расстоянии от фронта исходной ударной волны до конца разрядного промежутка 2 см в начальный момент времени. Скорость съемки: а – 150 000 кадров/с, б – 525 000 кадров/с

Каждый визуализированный разрыв представляет собой локальный скачок плотности газа, визуализируемый с помощью теневой техники [5]. Кадры на рис. За получены через равные последовательные промежутки времени в 6,7 мкс и обладают наибольшим пространственным разрешением. На них отчетливо видны ударные волны, распространяющиеся от поверхностных разрядов (плазменных листов) [12,13]. Через 10 – 15 мкс они доходят до оси симметрии течения. До этого момента течение вдоль оси *X* можно считать одномерным. На рис. 36 показан набор теневых изображений, полученных при максимальной скорости съемки 525 000 кадров/с, то есть интервал времени между кадрами равен 1,9 мкс. На втором кадре данной серии присутствует свечение разряда, после чего видно, как фронт ударной волны распадается на 3 разрыва.

Построенная по показанной на рис. За последовательности изображений *x-t* диаграмма движения разрывов приведена на рис. 4. Измерения проводились относительно неподвижной системы координат, жестко связанной с установкой. Расстояние по оси OX отсчитывается от положения фронта ударной волны в момент разряда. По *x-t* диаграмме видно, что скорость ударной волны S_1 максимальна. Она, как и контактная поверхность C, движется в положительном направлении оси x. Ударная волна S_2 , двигаясь против набегающего потока, может относительно лабораторной системы координат двигаться в положительном, отрицательном направлении оси x или оставаться неподвижной в зависимости от числа Маха исходной ударной волны S_0 .



Рис. 4. х-tдиаграмма движения поверхностей разрыва, образовавшихся при распаде разрыва на фронте плоской ударной волны с числом Маха 2,3 при расстоянии от фронта исходной ударной волны до конца разрядного промежутка 2 см в начальный момент времени.

На рис. 5 приведены кадры развития течения на больших временах (до 63 мкс). Камера была передвинут на 3 см по ходу движения ударной волны. В результате было визуализировано формирование неустойчивостей и вихревых структур у стенок канала в спутном потоке за фронтом ударной волны S_1 . В эксперименте, в котором была получена данная серия кадров, число Маха исходной ударной волны S_0 составляло M = 2,2, расстояние от ее фронта до конца разрядного промежутка в начальный момент времени 2 см, скорость съемки 150 000 кадров/с. Черным треугольником обозначено положение репера для удобства измерений динамики разрывов.



Рис. 5. Серия кадров теневой съемки при распаде разрыва на фронте плоской ударной волны с числом Маха 2,2 при скорости съемки 150 000 кадров/с.

РЕГИСТРАЦИЯ СВЕЧЕНИЯ РАЗРЯДА С НАНОСЕКУНДНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Регистрация свечения разряда на малых временах проводилась с помощью электроннооптической камеры BIFO K011. Экспозиция кадра составляла 100 нс, промежуток времени между кадрами – от 100 нс. Одна из полученных последовательностей кадров приведена на рис. 6. Три первых кадра приведенной последовательности соответствуют излучению при протекании тока разряда.





Рис. 6. Девятикадровые изображения эволюции свечения разряда перед фронтом ударной волны с числом Маха 4,7 при начальном давлении 2 торр. Расстояние от фронта ударной волны до конца разрядного промежутка в момент запуска разряда 1,3 см. Экспозиция/пауза – 100/100 нс. Треугольник на переднем плане является репером для исследования динамики разрывов.

На последующих изображения наблюдается послесвечение релаксирующей газоразрядной плазмы, которое может продолжаться более 2 мкс. Полученные исходные изображения монохромные. Для наглядности интенсивность была преобразована в цветовую шкалу. По полученным сериям кадров измерялась скорость движения левой границы области свечения разряда. Строилась *x-t* диаграмма ее движения и сопоставлялась с *x-t* диаграммами движения разрывов, полученными с помощью высокоскоростной теневой съемки при тех же условиях. Сравнение большего количества экспериментальных данных в нано- и микросекундном диапазонах показывает, что левая граница области свечения газоразрядной плазмы соответствует контактной поверхности C. Анализ кадров свечения показывает, что вблизи контактной поверхности C существует тонкая область газа размером до 1,5 мм, интенсивность свечения которой в 1,5–2,5 раза превышает интенсивность свечения релаксирующей плазмы разряда справа от нее. Геометрия светящейся области определялась по среднему распределению интенсивности свечения вдоль прямой, проведенной горизонтально через центр изображения. Для объяснения усиления интенсивности свечения в данной области было проведено одномерно численное моделирование течения.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ПОСЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РАЗ-РЯДА С ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Анализ полученных двумя методами изображений потока показал, что течение в центре канала – вдали от плазменных листов – в первые 5-7 микросекунд после разряда близко в одномерному. Для анализа эволюции газодинамических параметров в течении с энерговкладом в центральной области канала было проведено одномерное численное моделирование течения при помощи метода Годунова второго порядка точности. Метод в применении к данной задаче описан в работе [13]. На рис. 7 приведено распределение плотности газа вдоль горизонтальной оси В начальный момент времени И через 1,5 мкс после



Рис. 7. Расчетные профили плотности при *t* = 0 (слева), *t* = 1,5 мкс (справа). Число Маха ударной волны *S*₀ в начальный момент времени *M* = 4,3.

зажигания разряда. На полученных графиках можно выделить 4 существенные области: 1 – область скачка газодинамических параметров за фронтом ударной волны S_0 , 2 – область энерговклада (нагретого газа в области локализации разряда), 3 – область между ударной волной S_2 и контактной поверхностью C, 4 – между контактной поверхностью C и ударной волной S_1 .

Области 1 и 2 задаются в начальный момент времени, 3 и 4 формируются после распаде разрыва на фронте исходной ударной волны S_0 . Важно отметить, что на расчетных профилях распад разрыва наблюдается как на левой, так и на правой границе области энерговклада. В действительности распад разрыва происходит только слева (на фронте ударной волны S_0), справа газоразрядная плазме не имеет резкой границы и условия, необходимые для распада разрыва не реализуются.

Наличие области интенсивного свечения вблизи контактной поверхности можно объяснить дополнительным скачком плотности газа между ударной волной S_1 и контактной поверхностью C в результате ударно-волнового сжатия газа в этой области ударной волной S_1 .Увеличение плотности ведет к увеличению концентрации и частоты столкновений молекул азота в метастабильных возбужденных состояниях. При этом изменяется скорость заселения излучающих состояний и, соответственно, интенсивность излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена визуализация процесса взаимодействия газодинамического течения с разрывом (ударной волной) с областью наносекундной ионизации, вызванной ИОР с предионизацией от плазменных листов, локализующейся перед движущимся разрывом. Использованы панорамные методы: высокоскоростная теневая съемка в микросекундном временном масштабе (скорость съемки от 100 000 до 525 000 кадров/с), высокоскоростная регистрация свечения разряда в наносекундном временном масштабе (интервал между кадрами/экспозиция – 100/100 нс). Числа Маха визуализированных разрывов достигали 4,8. Полученные цифровые последовательные кадры были обработаны, динамика разрывов сопоставлена с результатами одномерного численного моделирования визуализированного течения. Сопоставление расчета и экспериментальных изображений позволило объяснить распределение интенсивности свечения разряда в наносекундном временном масштабе на основе динамики образовавшихся разрывов.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда РНФ № 18-19-00672.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kuo S.P.** Shock Wave Mitigation by Air Plasma Deflector// Advances in Aerospace Science and Technology. Vol. 3. 2018. pp.71-88.

2. **Лапушкина Т.А., Ерофеев А.В.** Особенности воздействия слаботочного газового разряда на сильную ударную волну //Письма в ЖТФ.Т. 43. № 5. 2017.С. 17-23.

3. Matsuda A., Kondo Y., Aoyama N. Shock wave modulation due to discharged plasma using a shock tube //Mechanical Engineering Journal. Vol. $3.N_{2}$ 6. 2016. pp. 1-12.

4. Анненков В.А., Левин В.А., Трифонов Е.В. Разрушение ударных волн при их взаимодействии с локальным источником энерговыделения //Прикладная механика и теоретическая физика. Т. 47. № 2. 2006.

5. Settles G.S., Hargather M.J. A review of recent developments in schlieren and shadowgraph techniques //Measurement Science and Technology. Vol. 28, №4, 2017.

6. **Krehl P., Engemann S.** August Toepler—the first who visualized shock waves //Shock Waves. Vol. 5, № 1-2. 1995. pp. 1-18.

7. Герасимов С.И., Зубанков А.В., Кикеев В.А., Смирнов И.Ю., Трепалов Н.А., Герасимова Р.В. Исследование характера отражения в модельных опытах прямотеневым методом визуализации // Научная визуализация. Т. 10. № 5. 2018.С. 160-171.

8. **Versluis M.** High-speed imaging in fluids //Experiments in fluids.Vol. 54. No. 1458. 2013. pp. 1-35.

9. **Кузнецов А.Ю., Мурсенкова И.В.** Особенности излучения объемного наносекундного разряда в воздухе при взаимодействии с плоской ударной волной //Прикладная физика. № 5. 2016, С. 16-21.

10. Алферов В.П., Дмитриев Л.М. Электрический разряд в потоке газа при наличии градиентов плотности//Теплофизика высоких температур. Т. 23. № 4.1985.

11. **Rosini M.D.** The Riemann Problem. In: Macroscopic Models for Vehicular Flows and Crowd Dynamics: Theory and Applications. UnderstandingComplexSystems.Springer, Heidelberg.2013. pp. 43-50.

12. Znamenskaya I. A., Koroteev D. A., Lutsky A. E. Discontinuity breakdown on shock wave interaction with nanosecond discharge // Physics of Fluids. Vol. 20. 2008.

13. **Doroshchenko I., Znamenskaya I., Koroteev D., Kuli-zade T.** When shock is shocked: Riemann problem dynamics at pulse ionization of a shock wave // Physics of Fluids. Vol. 24. № 10. 2017.

14. **И. Знаменская, А. Луцкий, Я. Ханхасаева, Ц. Цзинь.** Взаимодействие численной и экспериментальной визуализации при исследовании свойств разрядов методом анализа ударноволновых конфигураций // Научная визуализация. Т. 5, № 3. 2013. С. 40–51.

15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. — Издание 4-е, стереотипное. // М.: Наука. 1988. 736 с.

I.A. Znamenskaya, I.V. Mursenkova, I.A. Doroshchenko

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Russia, 119991, Moscow, GSP-1, 1-2 Leninskiye Gory

HIGH-SPEED IMAGING OF PULSE PLASMODYNAMIC PROCESSES IN GAS FLOWS WITH DISCONTINUITIES

We discuss the results of the visualization of dynamic processes that occur when a pulsed volume dischargeconcentrates in front of the shock wave in the rectangular channel. Panoramic visualization of the high-speed processes was carried out with a high temporal resolution - in the nanosecond range - based on high-speed recording of the discharge glow by electron-optical cameras, as well as in the microsecond range - using high-speed shadow imaging. We obtained discharge glow images in optical range during the discharge electric current flow and in the afterglow mode. The electron-opticalcamera exposure was 100 ns. The flow pattern after pulse ionization of the plane shock wave corresponds to the 1D Riemann problem solution. The flow was visualized by the highspeed shadowgraphy with frame rates from 100 000 to 525 000. We made digital processing and analysis of the obtained frames. We compared data obtained with different cameras in nanosecond and microsecond time range and plotted space-time curves of the discontinuities movement. 1D CFD profiles were compared with the experimental data.

FLOW VISUALIZATION, PANORAMIC IMAGING TECHNIQUES, HIGH-SPEED SHADOW-GRAPHY, SHOCK WAVES, CONTACT DISCONTINUITIES, COMBINED NANOSECOND DISCHARGE



УДК 535.33-311.34

Иванова Е.П.

Институт спектроскопии РАН, Россия, Московская обл., 108840 г. Троицк, ул. Физическая, 5., E-mail: eivanova@isan.troitsk.ru

УЛЬТРАКОРОТКИЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 41,8 НМ В ПЛАЗМЕ, ОБРАЗОВАННОЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА НАКАЧКИ С ПОТОКОМ КЛАСТЕРОВ КСЕНОНА – КАК АЛЬТЕРНАТИВА ЛАЗЕРУ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

АННОТАЦИЯ

Выполнен краткий обзор экспериментальных работ, посвященных исследованиям рентгеновских лазеров с $\lambda = 41,8$ нм в Xe^{8+} в газообразных мишенях и в потоках кластеров ксенона. Предлагается модельный расчет коэффициента усиления спонтанного излучения с длительностью ~ 300 фс на переходе $4d^95d$ [J=0] – $4d^95p$ [J=1] с $\lambda = 41,8$ нм в Pd-подобном ксеноне (Xe^{8+}) в плазме, образованной при взаимодействии фемтосекундного лазера накачки с потоком кластеров ксенона. Обсуждаются условия создания ультракороткого рентгеновского лазера. Показано, что фемтосекундный рентгеновский лазер с $\lambda = 41,8$ нм, образованный в потоке кластеров ксенона, может служить альтернативой рентгеновскому лазеру на свободных электронах нового поколения.

ПОТОКИ КЛАСТЕРОВ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ, ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА, УЛЬТРАКОРОТКИЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР, АТОМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

введение

R настояшее время ведутся интенсивные исследования голографических/дифракционных изображений с высоким пространственно-временным разрешением быстро изменяющихся объектов с размерами нано-масштаба. Так, современные рентгеновские лазеры (РЛ) на свободных электронах с $\lambda = 1-10$ нм и длительностью $t_{las} = 15$ фс позволяют регистрировать голографические изображения промежуточных состояний нанообъектов на временах, сопоставимых с временами атомных движений [1-2]. Эти работы демонстрируют возможность наблюдения динамики фазовых переходов в твердых телах образования трещин, зарождение фаз и их разделение, быстрые флуктуации в жидких телах и в биологических клетках. Интенсивные РЛ с субпикосекундной длительностью могут эффективно использоваться для диагностики очень быстро изменяющейся лазерной плазмы в области критической поверхностной плотности.

Для многих применений возможно использование компактных РЛ с достаточно малыми длинами волн и с длительностью импульса менее 1 пс. Принципиальным требованием к РЛ

является возможность получения изображения в одиночном импульсе, что подразумевает количество выходящих фотонов $\geq 10^{12}$ в импульсе РЛ.

Фундаментальные предпосылки для создания ультра коротких РЛ были разработаны в [3-8], где использовался предварительный лазерный импульс для создания плазмы, за которым следовал ультракороткий импульс, создающий высокую инверсию населенностей рабочих уровней. В качестве ультракороткого может быть импульс другого лазера; однако наиболее эффективным оказалось использование импульса высокой гармоники (ВГ) с длиной волны близкой к длине волны РЛ (ВГ может быть образована при нелинейном взаимодействии фемтосекундного лазера на переходе специально подобранного атомарного газа). Длительность выходящего излучения определяется параметрами накачки и плотностью плазмы.

В 2002 г. был продемонстрирован РЛ с самой короткой длительностью усиления, достигнутой к тому времени [3]. Здесь, с использованием сверхбыстрой «стрик-камеры», были выполнены измерения разрешенного во времени энергетического выхода излучения РЛ с $\lambda = 13,9$ нм на переходе $3d^94d$ [J = 0] – $3d^94p$ [J = 1] Ni- подобного серебра (Ag¹⁹⁺). При оптимальных условиях накачки временная ширина импульса РЛ на середине высоты составила $1,9\pm0,7$ пс, его энергия находилась в пределах 2–6 мкДж. Задержка между продолжительным пред импульсом (300 пс, ~ 10^{12} BT/см²) и основным импульсом (1,3 пс $1,1\times10^{15}$ BT/см2) составила 200 пс. В [3] было установлено, что максимум энергетического выхода РЛ (E_{out}) достигался ранее, чем достигалась максимальная температура электронов в плазме. Из этого факта, а также из временных спектроскопических измерений, был сделан вывод, что затухание усиления происходило за счет ионизации рабочего иона Ag¹⁹⁺ в более высокие стадии ионизации Ag²⁰⁺, Ag²¹⁺ и т.д.

В 2009 г. с использованием сверхбыстрой «стрик-камеры» была измерена временная ширина РЛ импульса, величина которой составила 1,13±0,47 пс [9]. В [9] исследовался РЛ с λ = 32,6 нм в Ne- подобном титане, где рабочая среда создавалась тремя последовательными импульсами накачки: предварительным импульсом с энергией 10 мДж, с длительностью 120 пс, через 5 нс следовал второй предварительный импульс с энергией ~350 мДж. Оба предварительных импульса практически перпендикулярно направлению титановой мишени, третий разогревающий импульс с энергией 0,9 Дж, длительностью 6,7 пс был направлен под углом скользящего падения 23°. В результате формировалась рабочая плазма с условиями для генерации усиления с $\lambda = 32,6$ нм в Ne- подобном титане, плотность которой составляла ~ 10^{20} cm^{-3} (электронная плотность $n_e \sim 8 \times 10^{21} cm^{-3}$). Оставшаяся часть энергии Ті- сапфирового лазера использовалась для генерации 25-й гармоники этого лазера, которая направлялась в активную среду под углом 9°. 25-я гармоника Ті-сапфирового лазера, генерированная в газообразном неоне, практически совпадает с рабочей длиной волны $\lambda = 32,6$ нм. Ее взаимодействие с излучением РЛ значительно повысила когерентность РЛ в [9]. Аналогичная схема использовалась в [6], где было достигнуто насыщение по длине РЛ в Ni- подобных ионах молибдена с $\lambda = 18,9$ нм и серебра с $\lambda = 13,9$ нм. Оба РЛ индуцировались ВГ соответствующих длин волн; были продемонстрированы интенсивные импульсы РЛ с чрезвычайно высокой пространственной когерентностью, малой дивергенцией выходящего луча и короткой длительностью. Кроме того, благодаря малой спектральной ширине импульса РЛ, достигалось также сужение импульса ВГ, т.е. улучшение его временной когерентности.

В последние десятилетия исследуется взаимодействие потоков кластеров с интенсивным лазерным излучением инфракрасного диапазона с целью создания горячей плотной плазмы, которая служит источником излучения в области дальнего ультрафиолета. Механизм образования такой кластерной плазмы – ионизация оптическим полем (ИОП) кластеров в потоке. Одно из направлений таких исследований – создание РЛ с $\lambda = 1-40$ нм. К настоящему времени в потоке кластеров криптона уже создан компактный недорогой РЛ с

 $\lambda = 32,8$ нм с квантовым выходом 10^{12} фотон/импульс, пригодный для многих типов исследований [10]. Коэффициент конверсии в [10] составил ~5 $\cdot 10^{-6}$.

РЛ в потоке кластеров является этапом на пути создания РЛ в твердых наноструктурированных мишенях при условии достаточной интенсивности лазера накачки. Очевидным преимуществом плазмы, образованной в потоке кластеров, является относительная простота изменения параметров плазмы посредством варьирования давления газа в резервуаре, соединенном с соплом. Экспериментальные исследования РЛ в потоках кластеров [10-12] продемонстрировали фундаментальные преимущества использования наноструктурированных/кластерных мишеней для создания высокотемпературной плотной лазерной плазмы. Перечислим основные из них: i) малое отражение луча накачки от кластеров; ii) возможно поглощение более чем 90% энергии накачки; iii) возможно достижение чрезвычайно высокой (~10 кэВ) температуры электронов; iv) отсутствие осколков в плазме; v) энерговклад, а также ионная и электронная температуры в плазме контролируются размером кластеров, а также контрастностью импульса накачки; vi) плотность плазмы контролируется плотностью кластеров и их размером; vii) плазма характеризуется высокой чистотой и отсутствием оксидов. Для реализации механизма ИОП необходима высокая интенсивность импульса накачки, т.е. его продольное распространение.

Высокоэффективные РЛ возможны в потоках кластеров и в наноструктурированных мишенях с использованием одного импульса накачки. В потоках кластеров повторяемость импульсов может достигать более 10⁵. Проблема является многопараметрической; создание РЛ с одноимпульсной накачкой предполагает предварительную детальную разработку теоретической модели, в которой рассчитываются оптимальные параметры плазмы для достижения максимального энергетического выхода излучения РЛ. В радиационностолкновительной модели РЛ коэффициенты усиления рассчитываются по известной формуле

$$g = A_{ul}\lambda^2 [N_{\rm up} - (g_{\rm up}/g_{\rm low})N_{\rm low}]/8\pi\Delta\nu_0, \qquad (1)$$

где A_{ul} – вероятность радиационного перехода с верхнего (up) на нижний (low) рабочий уровень; λ – длина волны перехода РЛ; $N_{up} = n_i P_{up}$ и $N_{low} = n_i P_{low}$ – концентрации рабочих ионов, находящихся в верхнем и нижнем состояниях, т.е. плотность рабочих ионов, P_{up} , P_{low} - населенности уровней; g_{up}, g_{low} - статистические веса верхнего и нижнего уровней. Профиль линии РЛ определяется сверткой доплеровского профиля и профиля, обусловленного радиационными и столкновительными переходами. Ширина в центре линии Δv_0 . Профиль Фойгхта определяется упрощенным методом, предложенным в [13]. Населенности уровней рабочего иона определяются решением кинетических уравнений с заданными скоростными коэффициентами – вероятностями радиационных переходов и переходов, обусловленных электрон-ионными столкновениями. В кинетических уравнениях учтены уровни ионов соседних стадий ионизации (Ад-подобной и Rh-подобной). Учитываются все элементарные процессы, связывающие уровни рабочего иона с энергетическими уровнями соседних ионов [14]. Учет этих процессов в кинетических уравнениях позволяет рассчитать эволюцию ионизации рабочего иона Xe⁸⁺ в состояния иона с более высокой степенью ионизации. Значения населенностей верхнего и нижнего рабочих уровней являются величинами одного порядка; в результате вычитания в уравнении (1) первые значащие цифры сокращаются. Очевидно, что для достижения хорошей точности значений g(t) необходимы высокоточные значения скоростных коэффициентов в кинетических уравнениях. В нашей модели расчет уровней энергий и скоростных коэффициентов выполняется методом релятивистской теории возмущений с модельным потенциалом нулевого приближения (РТВМП) [15,16].

Сокращение продолжительности РЛ за счет увеличения плотности плазмы изучалось нами в [17–19]. Идея создания ультракороткого РЛ заключается в том, что с увеличением электронной плотности продолжительность его импульса уменьшается до величины < 1 пс,

при этом среднее значение коэффициента усиления может составлять несколько сот см⁻¹, так что произведение gL будет достаточно большим, чтобы обеспечить высокий квантовый выход фотонов РЛ; (g – усредненное по времени значение коэффициента усиления, L – длина мишени) Увеличение плотности электронов приводит к увеличению скорости возбуждения верхнего рабочего уровня, инверсии и коэффициента усиления, при этом увеличивается скорость ионизации рабочего иона. С другой стороны, с увеличением плотности плазмы усиливается реабсорбция фотонов на нижний рабочий уровень, поэтому скорость его опустошения уменьшается, что приводит к уменьшению (исчезновению) инверсии. Задача состоит в поиске оптимальных параметров плазмы и условий накачки. В настоящей работе рассчитывается энергетический выход РЛ в потоке кластеров ксенона на переходе 4d⁹5d [J = 0] ${}^{1}S_{0} - 4d^{9}5p$ [J = 1] ${}^{1}P_{1}$ в Рd-подобном ионе ксенона (Xe⁸⁺) с целью определения оптимальных схем РЛ ультракороткой длительности. Предлагаемая схема основана на одном импульсе накачки с использованием ВГ и оптических затворов. Проводится сопоставление технических характеристик предлагаемой модели РЛ и Гамбургского РЛ на свободных электронах.

УЛЬТРАКОРОТКИЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР С λ = 41,8 нм В ПОТОКЕ КЛАСТЕРОВ КСЕНОНА

На рис. 1 представлены три аналогичных схемы РЛ на переходах ${}^{1}S_{0} - {}^{1}P_{1}$ ионов благородных газов: Ar⁸⁺, Kr⁸⁺, Xe⁸⁺. В каждом из указанных ионов возможна реализация трехуровневой схемы за счет сильной монопольной накачки электронным ударом верхнего рабочего уровня ${}^{1}S_{0}$, быстрого радиационного опустошения нижнего рабочего уровня ${}^{1}P_{1}$, и достаточно сильного радиационного перехода из верхнего рабочего уровня в нижний. На рис. 1 указаны скорости радиационных переходов, полученные в настоящем расчете, а также длины волн основного лазерного перехода.



Рис. 1. Три схемы РЛ на переходе ${}^{1}S_{0} - {}^{1}P_{1}$ в ионах благородных газов Ar⁸, Kr⁸⁺, Xe⁸⁺

Перспектива создания РЛ субпикосекундной длительности обусловлена аномально большим сечением возбуждения верхнего рабочего уровня $4d^95d$ [J = 0] из основного состояния $4d^{10}$ в Xe⁸⁺. На Рис. 2 для этих ионов показаны графики скоростей возбуждения верхних и нижних рабочих уровней электронным ударом в зависимости от температуры.

Скорость возбуждения в Xe⁸⁺ на ~2 порядка превышает скорость возбуждения верхнего рабочего уровня $2p^53p$ [J = 0] в Ne- подобном аргоне и в несколько раз больше аналогичной величины в Ni- подобном криптоне.



Рис. 2. Скорости возбуждения электронным ударом верхних и нижних рабочих уровней в ионах: а) Ar⁸⁺, б) Kr⁸⁺, в) Xe⁸⁺, 1-верхний уровень, 2 –нижний уровень. Расчет настоящей работы

Рентгеновские лазеры с λ=41,8 нм в газообразном ксеноне. Проверка достоверности расчета.

Первый эксперимент по генерации РЛ в Xe⁸⁺ продемонстрировал высокие значения произведения коэффициента возбуждения на длину мишени $gL \sim 10$, продолжительность излучения РЛ $t_{las} \ge 20$ пс [20] Здесь накачка плазмы производилась ИОП газообразного ксенона в кювете. Более высокие значения gL были достигнуты в последующих аналогичных экспериментах [21]. В газообразном ксеноне в [22] было выполнено первое экспериментальное измерение временной зависимости коэффициента усиления g(t) для РЛ на переходе Xe⁸⁺.

Модель расчета РЛ использовалась в наших предыдущих работах [17-19], в которых приведены ссылки на детальное описание теоретического подхода. Ниже выполним проверку достоверности нашего расчета путем сопоставления квантового выхода РЛ в зависимости от длины плазмы L с соответствующим результатом эксперимента [21]. Также выполним сопоставление эволюции коэффициента усиления g(t) нашего расчета с результатом эксперимента [22]. В нижеприведенных расчетах мы полагаем, что плазма – однородный цилиндр с диаметром d = 25 мкм; T_e и T_i постоянны в течение усиления. Плотность Рдподобного ксенона [Xe⁸⁺] составляет 0.9 от полного числа ионов n_i . ИОП газообразной мишени обеспечивает низкую температуру ионов (T_i), так что ее влияние на доплеровскую ширину линии лазерного перехода ничтожно мало; в этом случае T_e может составлять 100 – 300 эВ [21, 22]. При использовании потока кластеров в качестве мишени нагрев плазмы происходит в результате взрыва ионизованного кластера; в начальный момент после взрыва $T_i >> T_e$, однако термолизация (выравнивание) электрон-ионных температур при высокой плотности плазмы

 $(n_i \ge 10^{19} \text{ см}^{-3})$ происходит на временном интервале $\le 100 \text{ фс.}$ Поэтому в настоящем расчете РЛ в потоке кластеров мы используем $T_e = T_i$; это условие существенно отражается на доплеровской ширине линий переходов, тем не менее, при высоких плотностях $(n_i \ge 10^{20} \text{ см}^{-3})$ уширение линий, обусловленное электрон-ионным столкновением, превышает доплеровское.

Первый РЛ с $\lambda = 41,8$ нм, продемонстрировавший насыщение по длине плазменного шнура *L*, представлен в [21]. Накачка производилась Ті-сапфировой системой: 35 фс, 330 мДж, 10 Гц. Циркулярно поляризованный луч накачки фокусировался в газовую ячейку с газом ксенона при давлении 15 тор. Фокусировка производилась сферическим зеркалом нормального падения с *f* = 1 м. Центральное пятно в фокальной плоскости имело диаметр *d*~40 мкм, в которое попадало ~40% энергии импульса накачки. Результирующая средняя интенсивность накачки составила 3×10^{17} BT/см². Контраст импульса накачки $\geq 10^6$. Зарегистрирован квантовый выход $N^{ph}_{out} = 5 \times 10^9$ фотон/импульс.





б

В

Рис.3. (а) Настоящий расчет РЛ с λ =41,8 нм: эволюция коэффициента усиления g(t) в плазме с параметрами эксперимента [21] $n_e = 4,8 \times 10^{18}$ см⁻³, $T_e = 140$ эВ, d = 16 мкм, фракция ионов [Xe⁸⁺] = 0,85; (б) зависимость квантового выхода от длины плазменного шнура L нм для параметров плазмы эксперимента [21]; (в) квантовый выход РЛ в зависимости от длины L в эксперименте [21]

Рис. 4 представлен для сопоставления нашего расчета g(t) с соответствующими экспериментальными функциями из [22], где плазма создавалась методом ИОП атомарного

ксенона в кювете. На рис. 4а показаны рассчитанные нами зависимости от времени коэффициентов усиления g(t). Расчет, как и эксперимент, выполнены для $T_e = 300$ эВ и различных значений плотности атомарного газа ксенона: 5, 10, 15, 20, 25 тор, что соответствует атомной плотности $n_i = (1,75, 3,5, 5,25, 7,0, 8,75) \times 10^{17}$ см⁻³; $T_i \ll T_e$. В нашем расчете диаметр плазмы d = 25 мкм; вариация диаметра в пределах 20–50 мкм не влияет существенно на результат. Сопоставление рис. 4а настоящей работы с рис. 4б из эксперимента [22] демонстрирует очень близкое совпадение продолжительности импульсов, максимальных значений величин g(t), а также формы кривых. Заметим, что предварительные расчеты кривых g(t) были представлены нами в [23] до выполнения эксперимента [22]. Приведенные результаты позволяют сделать вывод о продолжительности излучения РЛ (t_{las}): t_{las} уменьшается с увеличением плотности плазмы по закону немного более медленному, чем $1/n_i$.



Рис. 4. Сопоставление эволюции коэффициента усиления *g*(*t*) настоящего расчета с экспериментальными измерениями: а – настоящий расчет; б – эксперимент [22]

Рентгеновский лазер с λ=41.8 нм в потоке кластеров ксенона

Размер кластера имеет важнейшее значение для образования высокотемпературной плазмы при взаимодействии ультракороткого импульса накачки с потоком кластеров. Пьедестал импульса обычно составляет несколько наносекунд; в течение взаимодействия пьедестала импульса с кластером происходит разогревание кластера, вылет электронов с поверхности и расширение. Наибольшее значение T_e достигается, когда n_e в наноплазме кластера составляет $3 \times n_{crit}$ ($n_{crit} = \pi c^2 m e/e^2 \lambda^2$): частота лазера равна плазменной частоте; при этом происходит резонансный вклад энергии лазера в энергию плазмы [24]. Для достижения максимального энерговклада продолжительность и интенсивность пьедестала должны соответствовать размеру кластера: если кластер слишком маленький (быстро расширяется, достигая $3 \times n_{crit}$) – развал кластера происходит слишком быстро (до прихода основного интенсивного импульса), T_e плазмы невысокая. Если кластер слишком большой (расширяется слишком долго) – развал кластера происходит после прохождения интенсивного импульса накачки, T_e плазмы также невысокая.

Кластер правильного размера достигает $n_e = 3 \times n_{crit}$ в момент прихода основного фсимпульса накачки, в этом случае T_e плазмы имеет максимально возможное значение.



Рис. 5. Зависимость температуры электронов в плазме от плотности $Xe^{8+}(n_i)$. Начальная часть кривой, до $n_i \sim 6 \times 10^{18}$ см⁻¹, рассчитана в [18], остальная часть определена с использованием экспериментальных и теоретических данных работы [24]. Вставка – зависимость температуры электронов в плазме от количества атомов в кластере (от размера кластера) получена с использованием [24]

Рентгеновский лазер с $\lambda = 41,8$ нм в потоке кластеров ксенона был впервые продемонстрирован в [12]. Накачка плазменного шнура производилась Ті-сапфировой лазерной системой: 10-TW, 55-fs, 810-nm, 10-Hz. Луч накачки фокусировался в поток кластеров посредством вогнутого зеркала с длиной фокусировки 1 м. В фокальное пятно с Гауссовым профилем шириной 25 мкм на полувысоте вкладывалось 85% энергии импульса накачки. Пиковая интенсивность составляла 7×10¹⁷ Вт/см² с энергией импульса 350 мДж. Исследования проводились для конусообразного сопла и для щелевого сопла. Эксперименты проводились с предварительным импульсам и без него. Наибольший выход РЛ наблюдался в случае одного импульса в щелевом сопле для плотности плазмы, варьирующейся в диапазоне более, чем два порядка: $1,1 \times 10^{17} - 3,3 \times 10^{19}$ см⁻³ при давлении в исходной камере с ксеноном 0,013 – 4 МПа (0,13 – 40 атм.). Размер кластера изменялся в диапазоне 15–50 нм. Методом Рэлеевского рассеяния было установлено, что наноплазма в кластере формировалась под влиянием пьедестала фемтосекундного импульса накачки. Длина пьедестала составляла 1,5 -3 нс. Максимальный энергетический выход РЛ с $\lambda = 41,8$ нм составил 95 нДж ($N^{ph}_{out}=2\times10^{10}$ фотон/импульс) при атомной плотности 7,5×10¹⁷ см⁻³, что в ~4 раза превышало квантовый выход в газообразном ксеноне [21].



Рис. 6. Сопоставление квантового выхода РЛ в потоке кластеров ксенона с экспериментальным результатом [12]: а – настоящий расчет, выполненный с подбором электронной температуры T_e ; цель: воспроизвести экспериментальные данные эксперимента [12]. Значения T_e показаны на правой оси; б – зависимость квантового выхода РЛ в эксперименте [12]

Столь низкий коэффициент конверсии в эксперименте [12] объясняется тем, что используемая интенсивность накачки (7×10¹⁷ Bт/см²) слишком высока, так что сразу после взаимодействия накачки с потоком кластеров образовывались ионы Xe⁹+, Xe¹⁰⁺, а T_e , повидимому, составляла несколько кэВ. Далее происходило охлаждение плазмы и рекомбинация ионов до состояния рабочего иона Xe⁸⁺; здесь возникала инверсия и излучение РЛ с $\lambda = 41.8$ нм. Таким образом, огромная часть энергии просто излучалась из плазмы при ее охлаждении.



Рис. 7. Временные характеристики коэффициентов усиления при плотности ионов $n_i = (6,25-43,75) \times 10^{18}$ см⁻³ и $T_e = (4-8)$ кэВ

На рис. 7 показаны результаты расчета величин g(t) в предположении, что плазма образована в результате ИОП потока кластеров ксенона. Здесь $T_i = T_e$. Изменения поведения графиков на рис. 7 по сравнению с рис. 4 обусловлены двумя факторами: 1) увеличение ширины линии за счет увеличения доплеровского эффекта; 2) увеличение инверсии и коэффициента усиления за счет увеличения T_e при увеличении n_i . При малых плотностях $(n_i \le 10^{18} \text{ cm}^{-3})$ и $T_e \le 1000$ эВ) превалирует эффект уширения линии, поэтому g(t) ниже, чем соответствующие кривые на рис. 4. При больших плотностях $(n_i \ge 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}, T_e \ge 5000 \text{ зB})$ превалирует эффект высокой скорости заселения верхнего рабочего уровня. Результаты, приведенные на Рис. 7, рассчитаны для плазмы с атомарной плотностью в диапазоне $(6,25 - 43,75) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}, T_e = 4-8 \text{ кэВ}$. Как видно из рисунка, при $n_i \ge 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ время достижения максимума $g(t) \sim 100 \text{ фс}$, а затухания $t_{las} \sim 1$ пс, длина мишени L может быть ~ 300 мкм; выбор длины обусловлен энергией и условиями накачки, а также желаемым t_{las} .

Квантовые выходы фотонов с $\lambda = 41,8$ нм (N_{out}^{ph}) в зависимости от длины мишени представлены на рис. 8 для оптимальных параметров плазмы. Величина $N_{out}^{ph} \approx 2 \times 10^{12}$ фотон/сек на длине плазменного шнура 120 µм, что соответствует продолжительности РЛ импульса ~ t_{las} ~ 300 фс. Параметры плазмы, соответствующие максимальному выходу при $t_{las} \approx 1$ пс: L = 300 µм, $n_i = 2,5 \times 10^{19}$ см⁻³, $T_e = 8$ КэВ; $N_{out}^{ph} \approx 1,7 \times 10^{13}$ /импульс. Насыщение РЛ по величине L происходит при $L \sim 300$ µм, что соответствует $t_{las} \sim 1$ пс.

Оптимальные условия для субпикосекундного лазера, при использовании метода ИОП кластеров ксенона, находятся в довольно узком диапазоне атомных плотностей: (2,25–2,35)×10¹⁹ см⁻³. Очевидно, что для отсечения послесвечения при заданном t_{las} после начала выхода импульса РЛ с $\lambda = 41,8$ нм, необходимо разработать систему оптического затвора на выходе из плазмы.



Рис. 8. Зависимость от длины плазмы квантового выхода фотонов РЛ с $\lambda = 41,8$ нм

Длина волны перехода РЛ в Xe⁸⁺ ($\lambda_{las} = 41,8$ нм) с высокой точностью совпадает с 19-ой гармоникой фемтосекундного лазера накачки ($\lambda_{pump} = 815$ нм), генерируемой в кювете с нейтральным ксеноном. Излучение высокой гармоники является пространственно когерентным. В эксперименте [22] разработана схема накачки, в которой распространение
луча РЛ в мишени и 19-ой гармоники совпадают по времени. С помощью такой суперпозиции лучей было достигнута высокая степень когерентности выходящего луча РЛ.

В таблице 1 выполнено сопоставление технических характеристик РЛ на свободных электронах нового поколения и предлагаемого выше РЛ в потоке кластеров ксенона.

Таблица 1. Сопоставление характеристик РЛ в потоке кластеров ксенона и РЛ на свободных электронах.

ХАРАКТЕРИСТИКИ	Рентгеновский лазер в потоке кластеров ксенона	Рентгеновский лазер нового поколения в Гамбурге		
РАЗМЕР	Table-top (небольшое помещение)	Длина ~3,5 км		
ДЛИНА ВОЛНЫ λ_{las}	41,8 нм	0,05 – 6 нм		
ЧАСТОТА ПОВТОРЕНИЯ ИМПУЛЬСА РЛ	10 ⁵ /сек	2,7×10 ⁴ /сек		
СТОИМОСТЬ	От 1-го миллиона евро, Обслуживание ~ несколько человек	 1.5 миллиардов евро + дорогостоящее обслуживание 		
РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ	Возможно создание множества установок	Уникальная установка в Европе		
НАИМЕНЬШАЯ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСА РЛ (<i>t_{las}</i>)	≤ 300 фc	~ 100 фс		

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание ультракороткого импульса накачки в потоке кластеров ксенона на переходе Xe^{8+} обусловлено тремя факторами. i) Сильное возбуждение верхнего рабочего уровня $4d_{5/2}5d_{5/2}$ [J = 0] из основного состояния $4d^{10}$. ii) Быстрая ионизация Xe^{8+} в состояния с более высокой стадией ионизации Xe^{9+} , Xe^{10} . iii) Большой коэффициент усиления, усредненный на временном интервале t_{las} . Для получения плазмы, в которой фракция ионов Xe^{8+} , составляет ~ 90%, интенсивность накачки должна быть ~ 3×10^{16} BT/см². Заметим, что для ионизации электронов из оболочки $4d^{10}$ методом ИОП потребуется на порядок более высокая интенсивность [20].

Экспериментальная установка для генерации ультракороткого импульса РЛ должна формировать три импульса излучения фемтосекундной накачки. Первый импульс предназначен для накачки плазменного шнура в потоке кластеров ксенона, второй должен проходить через линию задержки и использоваться для генерации 19-й гармоники в кювете с нейтральным ксеноном, а третий должен проходить через вторую линию задержки для создания ультрабыстрого затвора, поглощающего остаточное излучение через 0,3–1 пс после начала генерации РЛ. Вторая линия задержки обеспечивает импульс излучения для ультрабыстрой ионизации (взрыва) внешней части фольги-фильтра, превращая ее в низкотемпературную плазму, поглощающую оставшуюся часть излучения из активной области плазмы. Ультрабыстрый затвор с точностью до одной фс обеспечивает резкий обрыв импульса РЛ. В этой схеме возможно получение импульса РЛ с чрезвычайно крутыми передним и задним фронтами. Отсутствие пьедестала и послесвечения представляется перспективным для изучения сверхбыстрых процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Barty A., et.al**. Ultrafast single-shot diffraction imaging of nanoscale dynamics // Nat. Photonics. 2008. V. 2. N. 6. P. 415-419.

2. **Marchesini S**. Massively parallel X-ray holography // Nat. Photonics. 2008. V. 2. N. 9. P. 560-563..

3. Klisnick A. et. al. Demonstration of 2-ps transient x-ray laser // Phys. Rev. A. 2002. V. 65. N. 3. 033810-1-4.

4. **Zeitoun Ph. et.al.** A high-intensity highly coherent soft x-ray femtosecond laser seeded by high harmonic beam // Nature (London) 2004. V. 431. N. 9. P. 426-429.

5. **Wang Y., et.al**. High brightness injection-seeded soft X-ray laser amplifier using a solid target // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. N. 12.123901-1-4.

6. **Wang Y., et.al**. Direct measurement of the temporal profile of the amplification gain of the transient collisional excitation neonlike manganese x-ray laser medium // Nat. Photonics 2008. V. 2. N. 2. P.94-98.

7. **Hasegava N. et. al.** Direct measurement of the temporal profile of the amplification gain of the transient collisional excitation Ne-like manganese x-ray laser medium // Phys .Rev. A. 2007. V. 76. N. 4. 043805-1-5..

8. **Pedaci F., et.al**. Highly coherent injection seeded 13.2 nm tabletop soft x-ray laser // OPTICS LETTERS. 2008. V. 33. N. 5. P. 491-493.

9. **Wang Y., et.al**. Measurement of 1-ps soft-x-ray laser pulses from an injection-seeded plasma amplifier // Phys. Rev. A. 2009 V. 79. N. 2. 023810-1-4.

10. **Chen B.K.et al**, High-brightness optical-field-ionization collisional-excitation extreme-ultraviolet lasing pumped by a 100 TW laser system in an optically preformed plasma waveguide // Applied Phys. B. 2012. V. 106. P. 817-822.

11. **Chou M.-C.** et al, Dramatic Enhancement of Optical-Field-Ionization Collisional-Excitation X-Ray Lasing by an Optically Preformed Plasma Waveguide // Phys. Rev. Let. 2007. V. 99. N. 6. 063901-4.

12. Chu H.-H., et.al. Collisional excitation soft X-ray laser pumped by optical firld ionization in cluster jet // Phys. Rev. A. 2005. A. V. 71. N. 6. 061804-1-4.(R).

13. Whitney K.J., Dasgupta A., Pulsifer P.E. Transient ultrahigh gains as a diagnostic in short-pulse heated selenium plasma // Phys. Rev. E. 1994. V.50. N.1. P. 468-473.

14. **Ivanov L.N., et.al**. Spectrum of plasma containing Ne- and Na- like ions. Consistent account for Rydberg and autoionizing Rydberg series in balance equations // Physica Scripta. 1996. V.53. 653-667.

15. **Ivanov L.N., Ivanova E.P., Knight L.V.** Energy approach to consistent QED theory for calculation of electron-collision strengths // Phys. Rev. A 1993 V. 48. N. 6. P. 4365-4377.

16. **Иванова Е.П.** Уровни энергий и вероятности радиационных переходов в ионе Kr IX // Оптика и Спектроскопия. 2014. Т. 117. № 2. С. 179-187.

17. **Ivanova E.P.** X-ray laser near 13.5 and 11.3 nm in Xe^{26+} driven by intense pump laser interacting with xenon cluster jet as a promising radiation source for nanolithography // Laser Physics. 2017. V. 27. 055802-1-10.

18. **Ivanova E.P.** High efficient X-ray laser at λ =41.8 nm in Pd-like xenon pumped by optical field ionization in a cluster jet // Phys. Rev. A. 2011. V.84. N. 4. 3829-1-8.

19. **Ivanova E.P.** Capillary discharge X-ray laser on Pd-like Xenon // in X-Ray Laser 2002: 8th International Conference on X-ray Lasers, edited by J.J. Rocca et.al. (AIP, Melville, NY, 2002).

20. Lemoff B.E., et.al. Demonstration of 10-Hz femtosecond-pulse-driven XUV laser at 41.8 nm in Xe IX // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. N. 9. P. 1574-1577.

21. **Sebban S.** *et al.* Saturated Amplification of a Collisionally Pumped Optical-Field-Ionization Soft X-ray Laser at 41.8 nm // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. N.146. P. 3004 – 3007.

22. **Mocek T., et.al**. Absolute time resolved X-ray laser gain measurement // Phys.Rev.Lett. 2005. V. 95. N. 17. 173902-1-4.

23. **Иванова Е.П., Иванов А.Л.** Теоретический поиск оптимальных параметров накачки для наблюдения усиления спонтанного усиления с *λ*=41,8 нм Xe IX // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 11. С. 1013-1017..

24. **Springate E., et.al**. Explosion of atomic clusters irradiated by high-intensity laser pulses: scaling of ion energies with cluster and laser parameters // Phys. Rev. A 2000. V. 61. N. 7. 063201-1-7.

E.P. Ivanova

Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences (ISAN), Russia, 108840, Moscow, Troitsk, Fizicheskaya st., 5, E-mail: eivanova@isan.troitsk.ru

ULTRASHORT X-RAY LASER AT λ =41.8 NM IN PLASMA PRODUCED BY INTERACTION OF A FEMTOSECOND PUMPED LASER WITH XENON CLUSTER JET AS ALTERNATIVE TO THE FREE ELECTRON LASER

Brief review is performed of the experiments devoted to study of X-ray lasers at λ =41.8 nm in xenon gases and in xenon cluster jets. Model of X-ray laser at λ =41.8 nm with duration ~300 fs on the transition 4d⁹5d [J=0] -4d⁹5p [J=1] in Pd-like xenon is calculated. The conditions for an ultra short X-ray laser are discussed. Femtosecond X-ray laser at λ =41.8 nm in xenon cluster jets is shown to be an alternative to a free electron laser.

NOBLE GAS CLUSTER JETS, HIGH TEMPERATURE PLASMA, ULTRASHORT X-RAY LASER, ATOMIC SPECTROSCOPY



УДК 548.0:535.0.122

Иванова С.В.

Физический Институт им. П.Н. Лебедева, Россия, 119991 Москва, Ленинский проспект 53, E-mail: sviva37@gmail.com

РАССЕЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА В НЕЛИНЕЙНОМ КРИСТАЛЛЕ В ПРОЦЕССЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

АННОТАЦИЯ

Исследовано температурное поведение рассеяния лазерного излучения нелинейным кристаллом барий натриевого ниобата в широкой температурной области (20-750 °C). Ранее нами была обнаружена корреляция между температурными изменениями центральной компоненты комбинационного рассеяния со структурными данными от комнатной до температуры сегнетоэлектрического фазового перехода (Tc=550 °C). В настоящей работе обнаружены аномалии на температурной зависимости интенсивности центральной компоненты рассеяния выше температуры сегнетоэлектрического фазового перехода. В этой области наблюдалась сложная картина рассеяния с аномалиями при температурах 560 °C, 590 °C, 630 °C и 690 °C. Можно предположить, что эти аномалии связаны с перестройкой доменной структуры.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЫ, РАССЕЯНИЕ, СТРУКТУРА, ДОМЕНЫ, ФА-ЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, НЕСОРАЗМЕРНЫЕ ФАЗЫ.

введение

Барий натриевый ниобат (Ba₂NaNb₅O₁₅, BSN) – фоторефрактивный материал со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы [1] – имеет высокие нелинейно оптические коэффициенты [2]. Структура нестабильна и испытывает сложную последовательность фазовых превращений при изменении температуры. Структура кристалла была изучена методом рентгено-структурного анализа. В высшей температурной фазе – структурный фазовый переход T_C (550 °C) – BSN принадлежит к точечной группе симметрии 4/mmm. При охлаждении в интервале между T_C и T_1 (300 °C) появляется спонтанная поляризация вдоль кристаллографической с-оси. Ниже T_1 происходит структурный фазовый переход в несоразмерную фазу. Статистические и динамические характеристики несоразмерных фаз были изучены методами рентгеновской и нейтронной дифракции между комнатной температурой и 660 °C в работе [3]. Были обнаружены две несоразмерные фазы ниже 300 °C: почти несоразмерная фаза стабильная до T_{II} (250 °C) и несоразмерные фазы к выправлением модуляции. Волновой вектор модуляции, характеризующий несоразмерную фазу: $\mathbf{k} = [(\mathbf{a}^* + \mathbf{b}^*)/4](1+\delta) + \mathbf{c}^*/2$, где \mathbf{a}^* , \mathbf{b}^* и \mathbf{c}^* – базисные вектора обратной решетки, δ – параметр несоразмерной модуляции. Особенностью эволюции $\delta(T)$ является резкий скачок при температуре T_{II} (250 °C) при нагревании от комнатной температуры и линейной зависимостью до T_1 (288 °C).

При охлаждении от $T_{\rm I}$ скачка несоразмерной модуляции не наблюдалось. Выше $T_{\rm I}$ устанавливается фаза с тетрагональной симметрией.

В работе [4] была построена фазовая диаграмма кристалла от 20 до 300°С при исследовании методом рентгеновской дифракции. Было показано, что вблизи тетрагонального несоразмерного перехода (300 °С) сосуществует орторомбическая фаза с отдельным направлением модуляции (1q состоянии), тетрагональная фаза с двумя перпендикулярными направлениями модуляциимоду (2q состояние) и трансформация 2q/1q при охлаждении.

Орторомбическая соразмерная фаза 1q наблюдалась от комнатной температуры до (250 °C). При этой температуре 1q фаза трансформируется в 2q тетрагональную фазу. Параметр несоразмерности δ при этой температуре испытывает скачок. Сосуществование несоразмерных фаз 2q и 1q наблюдается между $T_{\rm II}$ и $T_{\rm I}$. Нормальная тетрагональная фаза восстанавливается выше $T_{\rm I}$.

Фаза 2q начинает трансформироваться при охлаждении в фазу 1q при температуре около $T_{\rm II}$ + 10 °C (260 °C) и полностью исчезает при *TF* (230 °C). Температурного скачка в δ при охлаждении не обнаружено в отличие от нагревания. Кристалл является однофазным (1q), но с высоким значением δ , которое непрерывно уменьшается при дальнейшем охлаждении и при температуре ниже *TH* (180 °C) восстанавливается квазисоразмерная фаза. Несоразмерный параметр δ изменяется при температурах *TH* = 180 °C, *TF* = 230 °C, *TL* = 260 °C и *T*_I = 300 °C.

В работе [5] представлено схематическое описание сегнетоэластической доменной структуры, полученной с помощью электронного микроскопа вблизи 260 °C, 270 °C и при комнатной температуре. Показано. что сегнетоэластическая доменная структура состоит из сложного набора двух типов 1q микродоменов с размером около 20 нм при 270 °C и 260 °C. При температуре около 230 °C доменная структура резко превращается в крупномасштабную доменную структуру с орторомбической симметрией.

В работах [4] и [5] показано, что структура BSN кристалла имеет квази-тетрагональную симметрию в области от 300 °C до 270 °C при охлаждении и состоит из двух типов сегнетоэластических микродоменов с орторомбической симметрией. Появление фазы 2q в ходе нагревания кристалла совпадает с преобразованием крупных сегнетоэластических домены в микро-домены. В работах [3-5] выше 300 °C несоразмерных структур обнаружено не было.

В работе [6] с помощью электронного микроскопа было показано, что несоразмерная модуляция в структуре BSN распространяется далеко в тетрагональную фазу 4mm и исчезает только при температуре около 600 °C, вблизи точки перехода сегнетоэлектрика в параэлектрическую фазу 4/mmm. Температуры несоразмерных фаз и детали фазовых переходов в этом диапазоне определены не были.

Ранее в наших работах [7, 8] исследование рассеяния кристаллом BSN было осуществлено различными методами в температурной области между 20 и 600 °C. Было обнаружено, что аномалии на температурных кривых интенсивности центральной компоненты в спектрах комбинационного рассеяния соответствуют структурным фазовым переходам при 300 и 550 °C. а также трансформации нанодоменных структур вблизи 200 °C и 240 °C при всех направлениях лазерного луча относительно кристаллографических осей и при разных длинах волн. На основании анализа структуры картин в дальнем поле выше и ниже 300 °C был сделан вывод о существовании несоразмерной фазы в интервале от 500 до 550 °C с квази-тетрагональной структурой. Был подтвержден результат работы [6] о существовании несоразмерной фазы в области выше 300 °C.

В настоящей работе представлены результаты исследования рассеянного кристаллом BSN излучения выше температуры сегнетоэлектрического фазового перехода.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В работе изучалось поведение центральной компоненты в спектрах комбинационного рассеяния и картин рассеяния в дальнем поле в температурной области 20–750 °C. Образцы $(3 \times 4 \times 5 \text{ мм}^3)$ были вырезаны перпендикулярно главным кристаллографическим осям **a**, **b**, **c**. Фокусированный луч аргонового лазера ($\lambda = 514,5$ нм, P = 30-300 мВт) распространялся

внутри ориентированного образца. Поперечный диаметр лазерного пятна на поверхности кристалла составлял около 20 мкм. Направление лазерного луча было перпендикулярно оптической сегнетоэлектрической с-оси, поляризация параллельна этой оси. Картина рассеянного излучения, прошедшего через кристалл, наблюдалась на экране в дальнем поле (200 см от образца). Спектры регистрировались спектрометром ДФС-12.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе проведено исследование рассеянного излучения в температурной области выше сегнетоэлектрического фазового перехода и обнаружены аномалии на температурной кривой рассеяния. Изменения на температурных кривых интенсивности рассеяния наблюдались в области температур $T_{\rm C}$ (550 °C), 560 °C, 590 °C, 640 °C и 690 °C (рис. 1). В этой области на экране в дальнем поле наблюдается сложная картина рассеяния, состоящая из колец и кругов.



Рис.1. Температурная зависимость интенсивности центральной моды в максимуме. Лазерный луч направлен перпендикулярно оптической с-оси, поляризация параллельна этой оси. Изменения интенсивности наблюдаются при температурах 550 °С (*T*_c), 560 °С (*T*₁), 590 °С (*T*₂), 630 °С (*T*₃) и 690 °С (*T*₄)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании соответствия температурного поведения интенсивности центральной компоненты в максимуме в работах [7,8] в температурной области 20–550 °C структурным данным [3–5] можно сделать вывод, что полученные в настоящей работе пики]на температурных кривых интенсивности центральной компоненты можно объяснить температурной трансформацией доменных структур в процессе фазового перехода от квази-тетрагональной несоразмерной структуры к полносимметричной 4/mmm

Автор выражает благодарность Н.В. Чернеге за поддержку и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ1

1. Jamieson P.B., Abrahams S.C., Berstein J.L. Ferroelectrics Tungsten Bronze Type Crystal Structures. 1. Barium Sodium Niobate. //J. Chem. Phys. 1969. 50. C. 4352

2. Singh S., Draegert D.A., and Geusic J.E. Optical and Ferroelectric Properties of Barium Sodium Niobate. // Phys. Rev. 1970, 2. 2709-2723

3. Schneck J., Toledano J.C., Joffrin C., Aubree J., Joukoff B., and Gabelotaud A. Neutron scattering study of the tetragonal-to-incommensurate ferroelastic transition in barium sodium niobate. // Phys. Rev. 1976. B. 25. P. 1766-1785.

4. Kiat J. M., Calvarin G., and Schneck J. Coexistence of the 1q incommensurate phases and memory effect in barium sodium niobate. // Phys. Rev. 1994. B 49. 776-785.

5. Mori S., Yamomoto N., Koyama Y., Uesu Y. Evolution of ferroelastic domain structure in an incommensurate phase of barium sodium niobate. // Phys. Rev. 1995. B 52. P. 6158-6161.

6. Xiao-qing Pan, Mei-shen Hu, Ming-hui Yao, Duan. Feng. TEM study of the incommensurate phase and related phase transitions in barium sodium niobate. // Phys. Stat. Sol. 1985, 91. P. 57-61.

7. **Ivanova S.V.** Investigation of thermal evolution of nanodomain structures in nonlinear bariu sodium niobate crystal. // Chinese Optics Letters, 2008. Vol.6. №2. P. 143-145.

8. Ivanova S.V. Central Peak in Raman-Scattering Spectra of Nanodomain Crystal. // AASCIT Journal of Nanoscience. 2015. № 4. P. 39-42.

S.V. Ivanova

P.N. Lebedev Physical Institute of RAS, Russia, 119991, Moscow, Leninskii Pr., 53, E-mail: sviva37@gmail.com

LASER BEAM SCATTERING IN NONLINEAR CRYSTAL IN THE PROCESS OF PHASE TRANSITIONS

The temperature behavior of laser radiation scattering by a non-linear crystal of barium sodium niobate in a wide temperature range (20–750 °C) is investigated. Earlier, we found a correlation between temperature changes of the central component of Raman scattering with structural data from room temperature to the ferroelectric phase transition temperature (Tc = 550 °C). In this work, anomalies were found in the temperature dependence of the intensity of the central scattering component above the temperature of the ferroelectric phase transition. A complex scattering pattern was observed in this region with anomalies at temperatures of 560 °C, 590 °C, 630 °C and 690 °C. It can be assumed that these anomalies are associated with the restructuring of the domain structure.

NONLINEAR OPTICAL CRYSTALS, LIGHT SCATTERING, STRUCTURE, DOMAINS, PHASE TRANSITIONS, INCOMMENSURATE PHASES



УДК 004.932

Ильина Н.С., Поройков А.Ю., Лапина Л.Г.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: nataliya48452@gmail.com

ПОЛУЧЕНИЕ И ОБРАБОТКА КАРТИН ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАЙКЕЛЬСОНА С ПОМОЩЬЮ ЦИФРОВЫХ АЛГОРИТМОВ ОБРАБОТКИ

АННОТАЦИЯ

Одним из основных методов оценки формы поверхности являются фотограмметрические методы, которые обладают следующими достоинствами: высокой точностью измерений, высокой степенью автоматизации процесса, быстродействием и возможностью производить измерения дистанционно. Для определения точности таких измерений предлагается проводить сравнение результатов, полученных фотограмметрическим методом, с результатами измерений, полученным другими методами. В данной работе будет представлен реализованный макет интерферометра Майкельсона для контроля формы поверхности и программное обеспечение для цифровой обработки его интерферограмм.

ЛАЗЕРНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ, ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ, ИЗМЕ-РЕНИЕ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ

введение

Одним из основных методов оценки формы поверхности являются фотограмметрические методы, которые обладают следующими достоинствами: высокой точностью измерений, высокой степенью автоматизации процесса, быстродействием и возможностью производить измерения дистанционно. Для определения точности таких измерений предлагается проводить сравнение результатов, полученных фотограмметрическим методом, с результатами измерений, полученным другими методами. В качестве такого метода была выбрана лазерная интерферометрия. К достоинствам такого метода относится проведение измерений с инструментальной погрешностью в нанометром диапазоне [1]. Однако имеются и недостатки – большая часть интерферометров предназначена для измерения оптических деталей, а не для поверхностей с большим перепадом высот и диффузно отражающей поверхностью. Для контроля формы диффузно отражающей поверхности необходимо внести изменения в схему классического интерферометра Майкельсона, а также применить методы дополнительной цифровой обработки. Программное обеспечение для этой цели было разработано на языке программирования Python с применением библиотеки OpenCV [2], что позволило производить обработку изображений различными алгоритмами цифровой фильтрации изображений.

СХЕМА ИНТЕРФЕРОМЕТРА И ЕЕ РЕАЛИЗАЦИЯ

Принцип действия интерферометра заключается в том, что излучение, проходя через светоделители, разделяется на два когерентных пучка. Один пучок является объектным, другой – опорным. Объектный пучок взаимодействует с исследуемой средой и меняет свои параметры. После прохождения исследуемой среды пучки интерферируют. Из-за прохождения пучками разного оптического пути, между ними возникает разность фаз. По зарегистрированной интерференционной картине определяются изменения, вызванные взаимодействием объектной волны с исследуемой средой.

За основу интерферометра была взята схема Майкельсона [3] с внесенными небольшими изменениями в ее конфигурации (рис. 1а).



Рис. 1. Реализация макета интерферометра Майкельсона: а) схема, б) установка. 1 – источник излучения, 2-5 – поворотные зеркала, 6 – светоделительный кубик, 7 – линза, 8 – экран

В установке в качестве источника излучения используется твердотельный лазер Nd:YAG с длинной волны излучения 527 нм, импульсным режимом работы, выходной мощностью 0,5 Вт. Сам интерферометр состоит из: четырех зеркал фирмы *Thorlabs* марки PF20-03-M01 с золотым напылением диаметром 50,8 мм, светоделительного кубика размером 5×5 мм с коэффициентом деления 50:50 и собирающей линзы для расширения интерференционной картины. С помощью данной установки были получены интерферограммы, пример которых представлен на рис.2.



Рис. 2. Пример полученной интерференционной картины

Как известно, регистрация изображения с помощью ПЗС и КМОП матриц влечет за собой появление шумов, вызванных переходными процессами при коммутации электронных цепей, параметрами съемки, шумом сенсора и т.д. Изображение такого вида несет в себе недостоверную информацию, поэтому необходимо применять цифровую обработку, после которой можно из отфильтрованной интерферограммы получить необходимые данные о форме поверхности. Алгоритм обработки приведен ниже.

ФИЛЬТРАЦИЯ ИНТЕРФЕРОГРАММ

Как можно видеть из рис. 2, полученное изображение сильно зашумлено. В целях устранения шума применяются сглаживающие пространственные фильтры. В нашем случае применяется фильтрация изображения с помощью свертки изображения с функцией Гаусса. Результат применения данной фильтрации приведен на рис. 3.





Рис. 3. Применение сглаживающего фильтра Гаусса: a) исходное изображение; б) отфильтрованное изображение

Для дальнейшей обработки изображений необходимо провести бинаризацию. Есть два подхода к бинаризации изображений. Первый – метод Оцу, заключающийся в автоматическом выборе порога бинаризации изображений по признаку минимальной дисперсии. У данного метода есть недостаток – пороговое значение бинаризации определяется по всей области изображения, поэтому полученное значение может быть не корректным для разных частей изображения в случае неравномерной засветки (рис. 4а). В таком случае следует использовать второй метод – адаптивную пороговую фильтрацию. В этом случае порог определяется для каждого пикселя на основе небольшой области вокруг него, в результате получаются разные значения для разных областей одного и того же изображения (рис. 4б).

Как можно видеть на изображении после бинаризации по методу Оцу интерференционные полосы трудноразличимы (рис. 4а), что не позволит получить какуюлибо информацию из интерфернеционной картины. На изображении после применения адаптивной бинаризации (рис. 4б) полосы на интерференционной картине хорошо различимы, но присутствуют мелкие объекты, которые можно расценивать как шум.

Поэтому следующим этапом обработки является применение морфологической фильтрации изображения. Морфологические преобразования – это математические преобразования, основанные на теории множеств [4]. Для обработки изображений были применены

две функции: размыкание (сглаживает контуры, разрывает узкие перешейки, убирает небольшие островки и острые выступы на объекте) и обратная ей – замыкание (сглаживает контуры, заполняет узкие перешейки, углубления и небольшие отверстия на объекте). Данные функции основаны на двух базовых морфологических операциях – эрозии, уменьшающей площадь объекта, и дилатации, увеличивающей ее (рис. 5).



Рис. 4. Применения бинаризации изображения: а) метод Оцу; б) адаптивная пороговая фильтрация



Рис. 5. Применения морфологической фильтрации: а) закрытие; б) открытие

ОПРЕДЕДЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН

Интерференционная картина несет в себе информацию и структуре исследуемой поверхности. Изменение формы поверхности повлечет изменения в расположении и виде интерференционных полос. Для определения характеристик интерференционных картин были выбраны три параметра: количество полос, угол их наклона и их период.

Для определения количества полос было применено преобразование Хафа, которое предназначено для поиска различных геометрических объектов. В нашей работе использовалось

преобразование Хафа для определения прямых линий. На рис. 6 приведен результат с найденными полосами с помощью данного преобразования.



Рис. 6. Результат применения преобразование Хафа

В результате преобразования Хафа получается набор найденных отрезков. Из-за большой толщины интерференционных полос, количество этих прямых будет в несколько раз больше, чем самих полос. Такой подход позволяет найти их угол наклона более точно, так как некорректно определенные отрезки вносят малый вклад в среднее значение угла наклона, который рассчитывается как

$$\alpha = \operatorname{arctg}\left(\frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}\right),\tag{1}$$

где x_1 , y_1 – начало найденного отрезка и x_2 , y_2 – конец отрезка.

Найденный угол используется для построения прямой (рис. 7а), перпендикулярно интерференционным полосам, вдоль который выполняется построение распределения яркости вдоль секущей (рис. 7б).



Рис. 7. Положение полос интерференционной картины: а) с секущей; б) распределение яркости вдоль секущей

Количество интерференционных полос определяется путем расчета переходов через 0. Алгоритм определения периода интерференционных полос заключается в определении разности положений на диаграмме (рис. 7б) полосы n-1 и полосы n. По представленному алгоритму получили следующие значения для приведенной интерференционной картины: количество интерференционных полос -12, период интерференционных полос 26,5 пикселей, угол их наклона -11,7 градусов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Для определения влияния параметров оптической схемы на работу интерферометра было проведено его моделирование в программном обеспечении *ZEMAX*. На рис. 8 представлены параметры реализованного макета, использованные при моделировании.

0	bject Type)	Comment	Ref Object	Inside Of	X Position	Y Position	Z Position	Tilt About X	Tilt About Y	Tilt About Z	Material
	1 Source G	LASER	0	0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	-
	2 Polygon	PRISM45.POB	0	0	0.000	0.000	730.000	0.000	0.000	0.000	BK7
	3 Polygon	PRISM45.POB	2	0	0.000	0.000	5.000	180.000	0.000	0.000	BK7
	4 Standard	TEST SURFACE	0	0	0.000	0.000	877.000	0.035	0.000	0.000	MIRROR
	5 Standard	REFERENCE FLAT	0	0	0.000	145.000	732.500 F	90.000	0.000	0.000	MIRROR
	6 Detector	DETECTOR	0	0	0.000	-300.000	732.500 F	90.000	0.000	0.000	ABSORB

Рис. 8. Параметры реализованного макета интерферометра

Данное программное обеспечение позволяет визуализировать вид интерференционной картины, который представлен на рис. 9.



Detector 6, NSCG Surface 1: DETECTOR Size 3.000 W X 3.000 H Millimeters, Pixels 100 W X 100 H, Total Hits = 37631 Peak Irradiance : 6.4107E+001 Watts/cm^2 Total Power : 3.5543E-001 Watts

Рис. 9. Вид интерференционной картины, полученный в ZEMAX

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения работы был реализован макет интерферометра по схеме Майкельсона и получены интерференционные картины. Была разработана программа для их обработки, которая была применена к полученным экспериментальным интерференционным картинам. Алгоритм обработки изображения заключается в следующих этапах: 1. Улучшение изображения путем устранения шума с помощью фильтра Гаусса;

2. Бинаризация методом адаптивного определения пороговых значений;

3. Морфологическая фильтрация путем поочередного применения базовых функций;

4. Выполнение преобразования Хафа для поиска параметров интерференционных полос;

5. Определение параметров полос: их количества, периода и угла наклона.

Также проведено моделирование макета интерферометра в программном обеспечении *ZEMAX* для дальнейшей разработки интерферометра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Поройков А. Ю. Комплекс определения погрешности измерения формы гибкой деформируемой поверхности методом корреляции фоновых изображений // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2017. №6. С. 28-39.
- 2. *OpenCV* Режим доступа: https://docs.opencv.org/4.1.0/ (дата обращения: 11.03.2019).
- 3. Гужов В. И., Ильиных С. П. Оптические измерения. Компьютерная интерферометрия. / 2-е изд. М.: Издательство Юрайт, 2018. 258 с.
- 4. Гонсалес Р., Вудс Р. Мир цифровой обработки / М.: Техносфера, 2005. 1072 с.

N.S. Ilina, A.Yu. Poroykov, L.G. Lapina

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: omfi@omfi-conf.ru

OBTAINING AND PROCESSING PICTURES OF THE INTERFEROMETER MICHELSON WITH THE HELP OF DIGITAL IMAGE PROCESSING

Photogrammetric method is one of the methods for evaluating the surface shape. It has the following advantages: high measurement accuracy, a high degree of measurement automation, speed and non-contact measurements. To determine the accuracy of photogrammetric measurements, it is proposed to compare the results obtained by the photogrammetric method with the results of measurements obtained by other methods. In this paper, we present a model of Michelson interferometer for controlling the surface shape and software for the processing its interferograms.

LASER INTERFEROMETRY, DIGITAL IMAGE PROCESSING, MEASURING SURFACE FORM



УДК 533.6.071.082.5

Иншаков С.И., Иншаков И.С., Рожков А.Ф.

Федеральное государственное предприятие «Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н. Е. Жуковского ФГУП «ЦАГИ» 140180, г. Жуковский, Моск. обл., ул. Жуковского, 1, E-mail: sergin55@mail.ru

СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА ПРИ ТЕНЕВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ОБТЕКАНИЯ МОДЕЛЕЙ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ СТЕНДАХ

В работе представлены сравнительные результаты использования различных непрерывных источников света в осветительной части теневого прибора ИАБ-455 при визуализации тестовой модели – электрической искры. В качестве источников света использовались лампа накаливания, точечный и протяжённый светодиодный источник и непрерывный лазер Регистрация изображения осуществлялась с помощью цифровой монохромной видеокамеры Photron FASTCAM SA1.1. Найдены границы применимости каждого источника света при визуализации оптических неоднородностей.

СДВИГОВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ, ТЕНЕВЫЕ МЕТОДЫ, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, ИСТОЧ-НИКИ СВЕТА, ЭКСПЕРИМЕНТ В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

введение

В рефрактометрических системах визуализации оптических неоднородностей в прозрачных потоках газа система освещения играет значительную роль. Для выделения оптических неоднородностей в потоке низкой плотности ($\rho \sim 0,3 \cdot 10^{-3}$ кг/м³, протяжённость неоднородности вдоль зондирующего луча ~ 10 см), который реализуется при числах М порядка 13-16, требуется максимальная чувствительность системы, достигаемая при малых зазорах щели (0,1-0,15 мм). В этих условиях значительно падает освещённость поля визуализации. Для изучения динамики быстропротекающих процессов яркость источника света также является важнейшим параметром. Известно большое количество различных источников света для теневых систем визуализации [1, 2]. В данной работе представлены результаты применения непрерывных источников света для визуализации поля течения в области электрического разряда. Энергия искры была порядка 100 Дж. Подобный тестовый объект был выбран по причине создания им ударных волн и температурной неоднородности. Непрерывные источники были выбраны из-за возможности обойтись без системы синхронизации, которая необходима при использовании импульсных источников света. Эксперименты проводились на теневом приборе ИАБ-455. Внешний вид теневого прибора ИАБ-455 с лазерным источником света приведён на рис. 1.



Рис. 1. Результаты регистрировались цифровой видеокамерой Photron FASTCAMSA 1.1, скорость съёмки от 1000 до 40000 кадров/с, экспозиция от 0,3 мс до 2 мкс

Протяжённый светодиодный источник

Внешний вид источника представлен на Рис. 2.



Рис. 2. Одиннадцать красных светодиодов с телом свечения 0,25 мм располагались в линию длиной 10 мм. Суммарная мощность осветителя была 0,8 Вт

Результаты визуализации электрического разряда с этим источником представлены на Рис. 3. Экспозиция 0,3 мс, нож вертикальный.



Рис. 3. Протяжённый светодиодный источник. Скорость съёмки 1000 к/с, экспозиция 300 мкс

Меньшее значение экспозиции данный источник не обеспечивал, визуализировалась лишь область повышенной температуры у электродов во время и после разряда.

Точечный светодиод

На Рис. 4 приведён общий вид светового источника на основе светодиода мощностью 3 Вт и с телом свечения 1,5 мм.



Рис. 4. Светодиод мощностью 3 Вт

Данный источник обеспечил уменьшение экспозиции до 50 мкс. На рис. 5 представлены результаты визуализации электрического разряда с помощью этого светодиода.



Рис. 5. Скорость съёмки 1000 к/с, экспозиция 50 мкс

Как и в случае предыдущего источника, визуализируется лишь область газа с повышенной температурой, хотя большая мощность позволила перейти к экспозиции 50 мкс.

Лампа накаливания

На рис. 6 представлен вид классической лампы накаливания мощностью 220 Вт, учитывая 5% эффективность, получим световую мощность более 10Вт.



Рис. 6 Классическая лампа накаливания

Применение этой лампы позволило перейти к экспозициям 2 мкс и зарегистрировать ударную волну от электрического разряда (Рис. 7)



Рис. 7. Скорость съёмки 40000 к/с, экспозиция 2 мкс

Лазерный источник

Другим перспективным световым источником являются лазеры. В данной работе был рассмотрен лазер LD-445 1000MG производства Австрии с телом свечении менее 0,2 мм, длиной волны 445 нм и мощностью 1 Вт (рис. 8). Его характеристики и внешний вид приведены на Рис. 8.

На Рис. 9 приведены результаты его применения. В последнем варианте общую картину сильно портят спеклы, что естественно для лазерного источника.

ROITHN		SER	Гесн	NIK G	пЬН	_				
WIEDNER HAUP TEL. +43 I 586	TSTRASSE 76 52 43 -0. FAX	44. OFFICE	WIENNA @ROITHNER	LASER.COM	A					
LD	-445-1	000	MG	0					Carlo Carl	and -
ECHNICAL DATA				-		-				1. The
Blue Laser Diode								BC	e la	
Features						1000				[]]
 Multi Transverse Mode Peak Wavelength: 445 nm Optical Ouput Power: 1W Package: 5.6 mm, dismounted 		Ç	CAUTION ELECTROSTATIC SENSITIVE DEVICES 30 NOT OPEN OR NAMELLE EXCEPT & A ATIC-FREE WORKSTATION							-
Electrical Connection	iguration			Potto	m Viow					
Pin Con	iguration			Botto		She har			E C	
10	1 LD Anode	iction		56	$a \rightarrow b$					
LD 10-0-3	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode			÷.			X			
Absolute Maximum Ratings (T	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol		Value	÷.	Junit Linit		1			
LD 1 0 0 3 Absolute Maximum Ratings (T D. Reverse Voltage	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Ve (LD)		Value 45	÷.	Unit V		ľ			
LD 1 0 0 3 Absolute Maximum Ratings (T Item D Reverse Voltage D Forward Current	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode		Value 4.5 1.4	÷.	Unit V		ľ			
LD LD Asimum Ratings (T LD Reverse Voltage .D Forward Current Deerating Case Temperature	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol V _R (LD) I _F Tc Tc		Value 4.5 1.4 0 +35	<u> </u>	Unit V A °C		Y			
LD Absolute Maximum Ratings (T LD Reverse Voltage LD Forward Current Operating Case Temperature Storage Temperature	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol V _R (LD) I _F T _C T _{en}		Value 4.5 1.4 0+35 -30+70	(R	Unit V A °C °C		Y			
Absolute Maximum Ratings (T I o o 3 Absolute Maximum Ratings (T Item D Reverse Voltage D Forward Current Operating Case Temperature Storage Temperature Specifications (Tc=25°C, Iop=1.	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol V _R (LD) 1 _F T _c T _{stg} .05A)		Value 4.5 1.4 0 +35 -30 +70		Unit V A °C °C					
LD 1 0 0 3 Absolute Maximum Ratings (T 10 Reverse Voltage LD Forward Current Operating Case Temperature Storage Temperature Specifications (T _C =25°C, I _{OP} =1. Item	1 D Anode 2 n.C. 3 LD Cathode c=25°C) Symbol V _R (LD) l _F T _C T _{stg} .05A) Symbol	Min.	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70	Max.	Unit V A °C °C					
Absolute Maximum Ratings (T Image: Image: I	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Vn (LD) ip T _{stg} .05A) Symbol	Min.	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70 Typ.	Max.	Unit V A °C °C °C					0
Absolute Maximum Ratings (T tem D Reverse Voltage D Forward Current Operating Case Temperature Storage Temperature Specifications (Tc=25°C, Iop=1. Item Optical Specifications Optical Specifications Optical Specifications	1 LD Anode 2 n.c. 3 LD Cathode c=25°C) Symbol V _R (LD) I _F T _c T _{stp} .05A) Symbol P ₀	<u>Min.</u> 0.9	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70 Typ. 1.00	Max. 1.10	Unit V A °C °C					
Absolute Maximum Ratings (T tem D Reverse Voltage D Forward Current Operating Case Temperature Storage Temperature Specifications (T _c =25°C, l _{op} =1. Item Optical Specifications Optical Output Power (CW) Dominant Wavelength	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Vg (LD) lp Tc Tc Tca Tca 0.05A) Symbol	Min. 0.9 442	Value 4.5 1.4 0 +35 -30 +70 Typ. 1.00 445	Max. 1.10 448	Unit V A °C °C °C					0
LD 10-0-03 Absolute Maximum Ratings (T Item D Reverse Voltage D Forward Current Operating Case Temperature Storage Temperature Specifications (T _C =25°C, I _{OP} =1. Item Optical Specifications Optical Output Power (CW) Dominant Wavelength Despecifications	1 LD Anode 2 n.c. 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Vn (LD) lp T _c T _{stp} .05A) Symbol P _O λ ₀ Θ _{ll} Θ _{ll}	Min. 0.9 442 5	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70 Typ. 1.00 445 12	Max. 1.10 448 25	Unit V *C *C *C					
Absolute Maximum Ratings (T Image: Image: I	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Vq.(D) lp T_c T_c T_sg 05A) Symbol 01 P _O λ ₀ Θ ₁₁ Θ ₁	Min. 0.9 442 5 30	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70 Typ. 1.00 445 12 40	Max. 1.10 448 25 50	Unit V A °C °C Unit W nm deg deg					
Absolute Maximum Ratings (T Image: Image: I	1 LD Anode 2 n.c. 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Vn (LD) lp Tc_ Tc_ Tsig	Min. 0.9 442 5 300 -5	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70 Typ. 1.00 445 12 40 Δθι.	Max. 1.10 448 25 50 5	Unit V A °C °C °C Unit W nm deg deg deg					0
Absolute Maximum Ratings (T tem LP everse Voltage D Forward Current Doperating Case Temperature Storage Temperature Specifications (T _C =25°C, I _{OP} =1. tem Optical Output Power (CW) Dominant Wavelength Beam Divergence Full Angle (1/e ²) Emission Point Accuracy Electrical Specifications	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Ver (LD) Ir Ir Tc Tsig O5A) Symbol On A _D O _H O _H O _H	Min. 0.9 442 5 30 -5	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70 Typ. 1.00 445 12 40 Δθ	Max. 1.10 448 25 50 5	Unit V A °C °C °C					0
LD Absolute Maximum Ratings (T Item LD Reverse Voltage LD Forward Current Operating Case Temperature Storage Temperature Specifications (Tc=25°C, Iop=1. Item Optical Specifications Optical Output Power (CW) Dominant Wavelength Beam Divergence Full Angle (1/e ²) Emission Point Accuracy Electrical Specifications Threshold Current	1 LD Anode 2 n.c. 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Vg (LD) Vg (LD) Vg (LD) Ip Tc. Tsig .05A) Symbol Po. Ao Og, Og, QB_L QB_L	Min. 0.9 442 5 300 -5	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70 Typ. 1.00 445 12 40.	Max. 1.10 448 25 50 5	Unit V A °C °C Unit W W deg deg deg deg					0
LD LD LD LD LO	1 LD Anode 2 n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Va (LD) Va (LD) Ic T _{sta} .05A) Symbol Po Ao Ao On On On Ab Im	Min. 0.9 442 5 30 -5 150	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70 Typ. 1.00 445 12 40 Δθ. - 1.05	Max. 1.10 448 50 5 5 200	Unit V A °C °C °C Unit W nm deg deg deg deg deg				S	
LD 10-0-0-3 Absolute Maximum Ratings (T Item LD Reverse Voltage LD Forward Current Operating Case Temperature Storage Temperature Storage Temperature Specifications (T _C =25°C, I _{OP} =1). Item Optical Specifications Optical Output Power (CW) Dominant Wavelength Beam Divergence Full Angle (1/e²) Emission Point Accuracy Electrical Specifications Threshold Current Dperating Voltage	1 LD Anode 2 n.c n.c 3 LD Cathode c=25°C) Symbol Vn (LD) 1p T _c T _{sig} .05A) P _O A _D Θ _{II} Θ _{II} In N _R Ο _I Ο _I	Min. 0.9 442 5 30 -5 150 - 4.0	Value 4.5 1.4 0+35 -30+70 Typ. 1.0 445 12 40 Δθ.	Max. 1.10 448 25 5 200 - 6.0	Unit V A °C °C °C Unit W M m deg deg deg deg deg					

Рис. 8. Характеристики лазера LD-445 1000МGи его внешний вид



Рис. 9. Лазер LD-445 1000MG и последовательные фазы развития ударной волны. Скорость съёмки 40000 к/с, экспозиция 2 мкс

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что классические лампы накаливания обеспечивают регистрацию процессов с экспозицией до 2 мкс, что позволяет определить положение ударной волны при электрическом разряде.

Лазерные источники также обеспечивают такую регистрацию, но с худшим качеством из-за наличия спеклов.

Светодиодные источники пока не могут обеспечить экспозицию процессов короче 50 мкс.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

 ρ – плотность, кг/м³ *М* – число Маха

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Герасимов С.И., Файков Ю.И.**, Теневое фотографирование в расходящемся пучке света, Саров, ФГУП «РФЦ-ВНИИЭФ», 2010

2. **Ильяшенко Л.А., [и др.]** Визуализация течений газа в аэродинамических трубах с помощью растрового теневого метода.// Сб. Оптические методы исследования потоков. - М.: МЭИ, 1991. - С.103-104.

Inshakov S.I., Inshakov I.S., Rozkov A.F.

State Research Center "The Central Aerohydrodynamic Institute" (TsAGI), 140180, Russia, Moscow region, Zhukovsky, Zhukovsky st., 1, Email: sergin55@mail.ru

COMPARATIVE ANALYSIS RESULTS OF USE DIFFERENT SOURCES OF LIGHT FOR REFRACTOMETRIC METHODS IN WIND-TUNNEL INVESTIGATIONS

Different types of light sources use in schlieren systems and shear interferometers are considered. Sources of light include such types as lasers of continuous emission with small coherent length with power up to 1Wt, light diodes, including special types, incandescent lamps. Comparative analysis results of utilization such sources for wind-tunnel investigations are presented. All sources of light are investigated by means of using standard model – an electric spark. Registration images carried out with the aid of digital monochrome video camera Photron FASTCAM SA1.1. Optimal areas of use each type source of light in dependence from solved problems are offered.

SHEAR INTERFEROMETRY, SCHLIEREN METHODS, VISUALIZATION, SOURCES OF LIGHT, WIND-TUNNEL EXPERIMENT



УДК 533.6.071.3

¹Иншаков С.И., ¹Кудрявцева Е.Д., ²Кормильцев М.Н.

¹Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского» ФГУП «ЦАГИ», Россия, 140181, Жуковский, Мос. обл., ул. Жуковского, д. 1, E-mail: mera@tsagi.ru ²Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: maxkor96@yandex.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЯ ПРЯМОГО КРЫЛА ТЕНЕВЫМ ФОНОВЫМ МЕТОДОМ ПРИ ИСПЫТАНИЯХ В ТРАНСЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты исследования обтекания профиля прямого крыла в трансзвуковой аэродинамической трубе (АДТ) T-128 с помощью теневого фонового метода (английская транскрипция BOS). Суть этого рефрактометрического метода состоит в компьютерном анализе искажений изображений фонового экрана, возникающих при обтекании модели. Проведена адаптация метода к условиям рабочей части АДТ: выбран оптимальный размер маркеров фонового экрана, фокусное расстояние объектива регистрирующей камеры, системы освещения. Проведено сравнение с другими авторами, использующими ТФМ метод. Данная модификация метода позволила обеспечить визуализацию локальных сверхзвуковых зон течения над крылом с хордой 500 мм в области визуализации порядка 1000 мм через одно малое оптическое окно диаметром 100 мм.

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ, ТЕНЕВОЙ ФОНОВЫЙ МЕТОД, АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ ЭКС-ПЕРИМЕНТ, ОБТЕКАНИЕ ПРОФИЛЯ, ТРАНСЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ

введение

Рефрактометрические методы исследования структуры прозрачных потоков к настоящему времени получили широкое распространение. Они основаны на том явлении, что неоднородность потока (изменение его плотности) приводит к изменению показателя преломления среды в месте локализации неоднородности. Многочисленные методы данного класса – теплеровский, прямотеневой, интерферометрический – различаются способами выделения этого изменения показателя преломления. Однако эти классические высокочувствительные методы имеют присущие им недостатки, главным из которых является ограниченное поле визуализации – теневой до 400 мм, интерферометрический – до 1000 мм и неприемлемые массогабаритные характеристики. Существует модификация теневого метода, когда для визуализации больших полей течения используется решётка световых источников – так называемый растр. Совместно с отсекающим растром, оптически сопряжённым с осветительным растром, данный метод позволяет визуализировать течения не только в большом поле, но даже сквозь перфорацию рабочей части трубы.

Если вместо аналоговой обработки изображения с помощью отсекающего растра применить в этом методе цифровую обработку изображения с помощью кросскорреляционного анализа, то получим теневой фоновый метод (ТФМ), в английской транскрипции BOS. Именно в этом своём варианте данный метод стал разрабатываться с начала XXI века [1]. Основой метода является поиск коллинеарных векторов с помощью перебора массива пикселей изображения. Методы, использующие цифровую обработку оптической информации, позволяют снизить требования к оптическим системам, выделяющим оптическую неоднородность аналоговым способом. Например, поле зрения системы, реализующей ТФМ метод, определяется исключительно полем зрения регистрирующей аппаратуры и может достигать десятков метров.

ПРИНЦИП ТЕНЕВОГО ФОНОВОГО МЕТОДА

Теневой фоновый метод (в англоязычной литературе – Background Oriented Shlieren (BOS)) был предложен Ж. Мейером в 1999 г. [2]. Данный метод использует искажение изображений структурированных фоновых экранов малыми градиентами показателя преломления при прохождении света через оптические неоднородности. Достоинством теневого фонового метода (ТФМ) является простота его реализации. Для проведения измерений необходим только фоновый экран (специально структурированный рисунок), цифровая видеокамера и персональный компьютер со специальным программным обеспечением для обработки полученных изображений. Обработка изображений также построена на хорошо известных и разработанных алгоритмах кросскорреляционной обработки. Одной из областей применения ТФМ, где данный метод демонстрирует себя наилучшим образом, является исследование крупномасштабных потоков в натурных экспериментах [3], возможность которого ограничена размерами оптических приборов для классических теневых или интерференционных методов. Для ТФМ такого ограничения нет. В качестве фонового экрана используется экран с нанесенным на него контрастным фоновым изображением. Изображение в зависимости от характеристик исследуемых потоков может состоять из точек или других объектов, которые могут быть нанесены как регулярно, так и хаотически. Также могут использоваться и естественные фоновые экраны, что очень актуально для натурных экспериментов. Изображения регистрируются с помощью цифровой видеокамеры. Между экраном и объективом располагается оптическая неоднородность, которая и вносит искажение в изображение фонового экрана. Неоднородность характеризуется зависимостью показателя преломления от координат. Если неоднородность отсутствует, то каждая точка фонового экрана даст идеальное изображение в плоскости матричного фотоприемника. Если она присутствует, то лучи, формирующие изображение точек, отклонятся и дадут изображение в отличном от первого случая месте, что показано на рисунке 1.



Рис. 1. Искажение изображения фонового экрана неоднородностью

В результате получаются два изображения: изображение фонового экрана без искажения оптической неоднородностью – опорное изображение, и изображение фонового экрана с искажением – измерительное. Обработка полученных изображений осуществляется с помощью нахождения корреляционной функции соответствующих окон опроса двух изображений. Схема обработки картин ТФМ представлена на рисунке 2. Каждое изображение делится на участки в соответствии с выбранным шагом, в общем случае прямоугольные, так называемые окна опроса. Причем окна опроса могут перекрываться, если шаг разбития меньше, чем размер окна опроса. Далее для соответствующих окон опроса рассчитывается кросскорреляционная функция по следующей формуле

$$f(x, y) \circ g(x, y) = \frac{1}{MN} \sum_{m=0}^{M} \sum_{n=0}^{N} f^{*}(m, n) \cdot g(x + m, y + n),$$
(1)

где f(x, y) и g(x, y) – двухмерные функции распределения яркости на соответствующих окнах опроса; * – операция комплексного сопряжения; M, N – размеры окна опроса по вертикали и горизонтали.

После расчета функции находится ее максимум, координаты которого и определяют смещение, которое произошло с находящимися в окне опроса точками.



Рис. 2. Схема обработки картин теневого фонового метода: 1 – опорное изображение; 2 – измерительное изображение; 3 – расчет корреляции для окон опроса; 4 – полученная функция корреляции; 5 – найденный вектор смещения; 6 – итоговое векторное поле [4]

Для увеличения точности нахождения величины и направления смещения применяют интерполяцию функции корреляции по нескольким точкам, которые соответствуют области нахождения максимума. Наиболее часто используют трехточечную интерполяцию с помощью функции Гаусса. Такой метод дает возможность нахождения максимума корреляционной функции с точностью до десятых или сотых долей пикселя.

ТЕНЕВОЙ ФОНОВЫЙ МЕТОД В Т-128

Прямое крыло со сверхкритическим профилем испытывалось в трансзвуковой аэродинамической трубе Т-128 в рабочей части квадратного сечения 2,75х2,75 м. Хорда крыла была 500 мм, размах – 2,75 м. Число М в рабочей части было от 0,7 до 0,8.



Рис. З Модель в рабочей части аэродинамической трубы Т-128, вид на переднюю кромку профиля

В качестве регистратора использовалась цифровая фотокамера Видеоскан-11002/Ц-2001 высокого разрешения (ПЗС матрица KAI-11002C, формат изображения 4008х2672 рх, размер пикселя 9х9 мкм). Съемка производилась с помощью двух объективов: $f_1 = 85$ мм, $f_2 = 50$ мм. Для обоих случаев значение диафрагменного числа составляло 16. Это было сделано с целью получения максимальной глубины резко изображаемого пространства (ГРИП) [5] вдоль исследуемого объекта при заданных значениях освещенности. Для первого объектива рассчитанное значение ГРИП составляет порядка 0,44 м от фонового экрана (противоположной стенки рабочей части), для второго – 0,96 м. Фоновый экран представлял собой апериодическую структуру из белых пятен на черном фоне. Размер маркерного пятна рассчитывался из параметров системы (расстояние от камеры до экрана, фокусное расстояние объектива) и составлял от 1,0 до 0,5 мм. В ходе пусков в автоматическом режиме производилась съемка серии из трех кадров с выдержкой 1 с. С помощью программы PIVView2C кросскорреляционным анализом рассчитывалась амплитуда смещения маркеров фонового экрана вследствие рефракции между двумя изображениями: опорным (без потока) и измерительным (во время пуска). Полученные результаты для большей наглядности визуализировались с помощью программного обеспечения Tecplot360, где выделялись смещения по оси Х. Съемка проводилась в расходящемся пучке лучей, полученная картина отображала вид воздушных неоднородностей из точки расположения камеры (рис. 3). На рисунке 4 приведены примеры обработки типичного обтекания профиля, угол атаки 0,250, число М = 0,7754



Модуль амплитуды смещения по сравнению с опорным кадром без потока после пуска



Амплитуда смещения по оси X по сравнению с опорным кадром без потока после пуска

Рис. 4. Обработка изображений программой PIVView2C (слева) и Tecplot360 (справа) с опорным кадром без потока

Наряду с ТФМ методом на профиле для определения места ламинарно-турбулентного перехода использовалось жидкокристаллическое покрытие. Как видно из рисунка 4, смещение жидкокристаллического покрытия (малиновый цвет) гораздо сильнее всех остальных смещений.

Дополнительно применялся альтернативный метод нахождения оптических неоднородностей – в математической среде MatLab была проведена операция вычитания по интенсивностям двух последовательных кадров с последующей фильтрацией для достижения наилучшего результата. Результат вычитания кадров представлен на рисунке 5.



Рис. 5. Вычитание последовательных кадров, пунктиром отмечен контур профиля

Скачки уплотнения были выделены и при использовании в качестве опорных соседних кадров на одном и том же режиме, что свидетельствует о нестационарности процесса обтекания профиля. На рисунке 6 представлен результат обработки соседних кадров с потоком.



Рис. 6. Результат обработка соседних кадров программой PIVView2C(слева) и той же программой с выделением смещения вдоль оси X (справа)

СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ ДРУГИХ АВТОРОВ

На рисунке 7 показано трансзвуковое обтекание прямого крыла с местными сверхзвуковыми зонами, полученное прямотеневым методом через коллиматор (то есть в параллельных лучах). Выделение скачков уплотнения существенно выше, чем ТФМ методом.



Рис. 7. Обтекание прямого крыла трансзвуковым потоком в параллельных лучах

На рисунке 8 (левая колонка, взято из работы [2]) представлено истечение сверхзвуковой недорасширенной струи из прямоугольного сопла размером 3x20 мм, верхний кадр – теневая картина с помощью прибора Теплера, нож горизонтальный, средний кадр – применение BOS метода, нижний – расчёт распределения плотности. В правой колонке изображены результаты из работы [7] по распространению ударной волны в плазме – сверху теневая картина, в середине BOS метод, снизу - численный расчёт. Приведенные результаты качественно совпадают с результатами на рисунках 4-7.





Истечение сверхзвуковой струи, сверху – теневая картина, в середине – ВОЅметод, снизу – расчёт распределения плотности Ударная волна в плазме, сверху – теневое изображение, в середине – ВОЅметод, снизу – расчёт распределения плотности

Рисунок 8 – Истечение недорасширенной сверхзвуковой струи [2] и ударная волна в плазме [7]

Из представленных результатов можно сделать вывод, что точность выделения границ оптических неоднородностей классическими теневыми методами по-прежнему выше, чем ТФМ методом. Данный факт, по-видимому, объясняется существенно меньшим числом маркеров по сравнению со всем полем неоднородности, вследствие чего в картине, сформированной классическим теневым методом участвует всё поле неоднородности, в то время как в ТФМ методе картина создаётся лишь по смещению дискретных маркеров. Таким образом, качество картины течения, полученное ТФМ методом остаётся ниже качества теневого метода и находится на уровне расчётных численных методов, что обуславливается дискретностью расчётной сетки и дискретностью маркеров. Тем не менее, ТФМ метод позволяет получать картины обтекания моделей при условиях невозможности использования теневых и интерференционных приборов – в данной рабочей части T-128 установить теневой прибор принципиально невозможно.

- С помощью ТФМ метода получены изображения местных сверхзвуковых зон на сверхкритическом профиле
- Проведено сравнение полученных результатов с данными других авторов, применявших расчётный, теневой и ТФМ методы для визуализации течений
- Получено достаточно хорошее соответствие полученных результатов с аналогичными

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 **Settles G.S.** Schlieren and Shadowgraph Imaging in the Great Outdoors, Proceedings of PSFVIP 2, May 16-19, 1999, Honolulu, USA.
- 2 **Meier G. E. A.** Computerized background-oriented schlieren // Experiments in Fluids. 33. 2002. P. 181–187.
- 3 **Weinstein L.M.** Large-field schlieren visualization from wind tunnel to flight // Proceedings of VSJ-SPIE98, December 6-9, 1998, Yokohama, Japan.
- 4 **Поройков А.Ю., Лапицкий К.М.** Оптико-электронный комплекс измерения деформации поверхности в режиме реального времени // Вестник МЭИ. 2019. № 2. С. 101-108.
- 5 Апенко М.И., Дубовик А.С., Дурейко Г.В. // Прикладная оптика, М, 1982.
- 6 **Rüdiger Beermann et al.** Background oriented schlieren measurement of the refractive index field of air induced by a hot, cylindrical measurement object // Applied Optics Vol. 56, № 14, May 10, 2017.
- 7 **Глазырин Ф.Н., Знаменская И.А. и др.** Исследования ударно-волнового течения в канале теневым и теневым фоновым методами // Автометрия, 2012, т 28, №3

S.I. Inshakov¹, E. D. Kudryavtseva¹, M.N. Kormiltsev²

¹Federal state unitary enterprise "Central Aerohydrodynamic Institute named after professor N.E. Zhukovsky" FGUP TSAGI, Russia, 140181, Zhukovskiy, Moscow. region., Zhukovsky str., 1, E-mail: mera@tsagi.ru

² Moscow power engineering Institute (technical University), Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya str., 14, E-mail: maxkor96@yandex.ru

INVESTIGATION OF FLOW AROUND THE AIRFOIL OF RECTANGULAR WING BY BOS METHOD UNDER TESTING IN TRANSONIC WIND TUNNEL

The results of the study of the flow around the profile of the rectangular wing in the transonic wind tunnel T-128 using the BOS method are presented. The essence of this refractometric method is a computer analysis of the background screen image distortion that occurs during the flow around the model. Carried out the adaptation of the method to the conditions of the test section of the wind tunnel: the selected optimal size of the markers background of the screen, the focal length of the lens recording camera, lighting system. A comparison with other authors using the BOS method is presented. This modification of the method made it possible to visualize local supersonic flow zones with a 500 mm chord airfoil in the field of visualization of the order of 1000 mm through one small optical window with a diameter of 100 mm.

OPTICAL METHODS, BACKGROUND-ORIENTED SCHLIEREN TECHNIQUE, AERODY-NAMIC EXPERIMENT, AIRFOIL FLOW, TRANSONIC STREAM



УДК 621.039.516: 532.574.7

Кандауров А.А., Сергеев Д.А., Вдовин М.И., Троицкая Ю.И.

Институт прикладной физики РАН, Россия 603950, Нижний Новгород, Ульянова ул. 46, E-mail: sergeev4758@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ ПРИ ЛАБОРАТОРНОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ВЕТРО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

АННОТАЦИЯ

В работе описана метод измерения характеристик пены разработанная для лабораторного моделирования ветро-волнового взаимодействия в широком диапазоне условий. Метод основан на съемке поверхности сверху и визуализации теневым способом с подсветкой из-под воды. Разработаны специальные алгоритмы анализа изображений, которые позволили определить площадь покрытия, а также найти распределения по размерам пузырьков. Продемонстрировано, что с ростом скорости ветра его средний размер уменьшается.

ПЕНА, ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, ТЕНЕВОЙ МЕТОД

введение

Пена практически всегда присутствует на морской поверхности, за исключением только очень слабого волнения и ветра. По своим характеристикам она сильно отличается как от воды, так и воздуха, что обуславливает ее особую роль в процессах обмена между атмосферой и морской поверхностью. Основным механизмом образования пены являются сильные обрушения волн (англоязычный термин macrobreaking). Они приводят к интенсивному вовлечению воздуха, образованию подводных пузырьков и их взбиванию в пену. Также пена образуется за счет крупномасштабных приповерхностных течений, например циркуляции Ленгмюра. За счет комбинирования различных факторов относительная площадь покрытия пены резко возрастает при ураганных ветрах (более 30 м/с), и превышает 70% (см. результаты натурных измерений в работе [1]). Результаты [1] позволили связать с влиянием пены важный эффект снижения аэродинамического сопротивления взволнованной поверхности. В работе [2] на основе результатов [1] была предложена количественная модель описания вклада пены в обмен импульсом, в которой параметр аэродинамической шероховатости покрытой пеной определялся через распределение по размерам пузырьков. Однако подобные данные, полученные в натурных условиях, характеризуются большим разбросом, что затрудняет их использование при разработке теоретических моделей. В недавней работе [3] исследование влияние пены на обмен импульсом впервые выполнялось в рамках лабораторного моделирования на ветро-волновом канале. В этой работе была использована специальная система искусственного пенообразования. Поэтому наряду с уже имевшимися возможностями измерения характеристик воздушного потока и волнения появилась необходимость контроля характеристик пены (относительной площади покрытия и распределения по размерам пузырьков). Настоящая работа посвящена разработке подобных методов, основанных на визуализации теневым методом.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по изучению характеристик пены в рамках лабораторного моделирования проводились на Ветро-волновом Термостратифицированном бассейне (ВВТСБ) ИПФ РАН. Общая схема проведения экспериментов представлена на рис. 1а. Для создания устойчивой пены с фиксированной плотностью на поверхности воды использовалось специально разработанное устройство (пеногенератор) (рис. 1а, 1б). Устройство состоит из двух диффузоров (трубок длиной 35 см диаметра 1 см с боковыми отверстиями диаметром 2 мм с шагом 7 мм), соединенных боковыми поверхностями друг с другом, обернутых в поролон. Боковое сечение показано на рис. 1б. Устройство располагалось горизонтально, перпендикулярно каналу, с заглублением верхней части на 2.5 см. Расстояние от начала канала (входа воздушного потока) - 1,2 м. Через один из диффузоров под давлением высоты уровня 1,5 м поступает раствор пенообразующего вещества (основной компонент лаурилсульфат натрия), через второй диффузор подается сжатый воздух (1,5 атм) для продавливания раствора пенообразующего вещества через слой поролона. В результате на поверхности воды образуется мелкодисперсная пена. В ходе экспериментов уровень раствора вещества и давления сжатого воздуха поддерживались постоянными, что обеспечивало постоянный расход пены. Специальная серия измерений, направленных на оценку влияния пеногенератора на поверхностное волнение в случае, когда в систему подается только сжатый воздух, показала, что изменения параметров поверхностного волнения по сравнению с полностью отключенной системой пеногенерации незначительны (см. ниже обсуждение результатов экспериментов).



Рис. 1. а) общая схема экспериментов: 1 – корпус канала ВВТСБ, 2 – стойки канала, 3 – расширяюще-сужающая секция, 4 – волногаситель, 5 – термоанемометр, 6 – трубка Пито на сканирующем устройстве, 7 – датчик температуры, 8 – камера Cygnet для съемки вида сверху, 9 – подводный светильник, 10 – бак с пенным раствором, 11 – подача сжатого воздуха, 12 – устройство пеногенерации; б) боковое сечение системы пеногенерации

Измерения были выполнены при 6 значениях скорости на оси канала расхода воздушного потока в канале, которые определяются частотой вращения вентилятора 20–45 Гц. Соответствующие диапазоны изменения динамической скорости u^* (скорости трения) от 0,3 до 1,5 м/с, а эквивалентной скорости воздушного потока на 10-м высоте U_{10} от 12 до 38 м/с, были определены на основе обработки профилей скорости, измеренный сканирующей трубкой Пито.

ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕНЫ С ИСПОЛЬЗО-ВАНИЕМ ТЕНЕВОГО МЕТОДА.

Измерения характеристик пены проводились в седьмой секции канала (разгон 6,5 м) для 6 различных значений эквивалентной скорости ветра U10 от 12 до 35 м/с. Для визуализации пены на поверхности воды использовался теневой метод, общая схема показана на рис. 2а. Под рабочей секцией канала на глубине 370 мм установлен матовый экран, который подсвечивается снизу массивом из 25 (5×5) белых светодиодных светильников мощностью 10 Вт каждый. Над рабочей секцией была установлена камера Raptor photonics Cygnet sCMOS (размер кадра 2048×1088 px, размер области съемки 231×123 мм, масштаб 113 мкм/рх, средняя частота кадров 12 к/с, 3000 кадров в каждой записи).



Рис. 2. а) общая схема использования теневого метода: 1 – камера, 2 – область съемки, 3 – матовый экран, 4 – подводный светильник, матрица светодиодов, 5 – направление ветра, 6 – корпус канала; б) пример полученного изображения для частоты вращения вентилятора 20 Гц; в) пример полученного изображения для частоты вращения вентилятора 40 Гц

Полученные цифровые изображения (примеры см. на рис. 26, 2в) проходили обработку с помощью специально разработанных алгоритмов, реализованных в виде программных кодов для автоматизации процессов обработки.

Доля площади поверхности, покрытой пеной, вычислялось на основе количества пикселей, которые темнее некоторой границы. Для исключения влияния шума и мелких оптических неоднородностей исходные изображения разбивались на области 1/50 от размера кадра, в каждой из которых вычислялась средняя яркость.

По референсным записям, сделанным без ветра, вычислялось одно фоновое изображение как медианное значение для каждого пикселя. Из каждого кадра вычиталось фоновое изображение, затем строилась общая для всех кадров гистограмма, т.е. распределение областей всех изображений по яркости (см. рис. 3 верх). Для каждой гистограммы можно посчитать долю областей, имеющих яркость ниже пороговой, которая естественно зависит от выбора порога.

По изображениям с камеры были найдены распределения пузырьков пены по размеру. Из каждой записи выбрано несколько кадров, на которых хорошо видно пену. Вручную были закрашены области, на которых пузырьки сливаются (расположены в несколько слоев) и другие, непригодные для автоматического определения области. По оставшимся областям изображений после предварительной фильтрации произведен поиск всех окружностей двухэтапным преобразованием Хафа [4, 5] (результат см. на рис. 43). Далее было найдено их распределение по радиусам.



Рис. 4. а-ж) этапы морфологического анализа для определения относительной площади покрытия пены з) пример поиска пузырьков на изображении и определении их размеров

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты обработки представлены на рис. 5. На рис. 5а показана относительная площадь покрытия пеной. В экспериментах с чистой водой, как и ожидалось, пенное покрытие появляется только после начала обрушения (при скорости трения около 1 м/с) растет со скоростью ветра. При искусственной генерации наблюдается падение площади покрытия при средних скоростях ветра, а затем увеличение. Функция распределения по размерам пузырьков и для чистой воды, и при искусственном пенообразовании демонстрирует одинаковое поведение (см. рис. 5б): с ростом скорости ветра количество мелких пузырьков увеличивается, а крупных уменьшается. Поэтому средний размер уменьшается с ростом скорости ветра и более интенсивным обрушением волн.



Рис. 5. а) относительная площадь покрытия пеной от скорости трения (красные символы эксперименты с искусственной пеной), черные - с чистой водой; б) распределения пузырьков по размерам для разных скоростей ветра (частоты вращения вентилятора). Открытые символы – чистая вода; закрытые – с искусственной пеной. Аппроксимации – логнормальными распределениями; в) зависимость среднего радиуса пузырька от скорости трения с линейной аппроксимацией

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований № 18-05-60299 (проведение измерений) № 18-35-20068 (разработка алгоритмов анализа изображений) и Грантом президента МК-144.2019.5 (система управления и регулирования процессом искусственной генерации пены).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Holthuijsen L. H., M. D. Powell and J. D. Pietrzak Wind and waves in extreme hurricanes // J. Geophys. Res. 2012. 117. C09003.

2. **E.Golbraikh and Y. M. Shtemler** Foam input into the drag coefficient in hurricane conditions // Dyn. Atmos. Oceans 2019. V. 73. P. 1–9.

3. Yu Troitskaya, et. al. The Effect of Foam on Waves and the Aerodynamic Roughness of the Water Surface at High Winds // J. Physical. Ocean. 2019. V. 49. P. 959-981.

4. **H.K Yuen, et. al.** Comparative study of Hough transform methods for circle finding // Image and Vision Computing. 1990. V. 8. N. 1. P. 71–77.

5. **E.R. Davies**, Machine Vision: Theory, Algorithms, Practicalities. Chapter 10. 3rd Edition. (Morgan Kauffman Publishers), 2005.

A.A. Kandaurov, D. A. Sergeev, M.I. Vdovin, Yu. I. Troitskaya

Institute of applied physics RAS, Russia, 603950, Nizhny Novgorod, Uliyanova st, 46, E-mail: sergeev4758@gmail.com

INVESTIGATION OF THE FOAM CHARACTERISTICS ON THE WATER SURFACE BY OPTICAL METHODS IN THE LABORATORY MODELING OF THE WIND-WAVE INTERACTION

The paper describes a method for measuring foam characteristics developed for laboratory modeling of wind-wave interaction in a wide range of conditions. The method is based on filming the surface from above and visualization of the shadow method with the backlight from under the water. Special image analysis algorithms were developed, which allowed to determine the area of coverage, as well as to find the size distribution of bubbles. It has been demonstrated that with increasing wind speed, its average size decreases.

FOAM, LABORATORY MODELING, VISUALIZATION, SHADOW METHOD



УДК 004.932

¹Коновалов С.Г., ^{*1}Мельситов О.А., ¹Мякинин О.О., ²Морятов А.А., ²Козлов С.В., ¹Братченко И.А., ¹Захаров В.П.

 Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Россия, 443086, г. Самара, Московское шоссе, д. 34, *E-mail: melsitovoleg1996@gmail.com.
 ² Самарский государственный медицинский университет, Россия, 443099, Самара, ул. Чапаевская, д. 89.

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ ДЕРМАТОСКОПИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ *IN VIVO* ДИАГНОСТИКИ РАКА КОЖИ

АННОТАЦИЯ

В данной работе представлена разработка программно-аппаратного комплекса на базе созданной модели дерматоскопа, с использованием нейронной сети для классификации предварительно обработанных дерматоскопических изображений, для последующего использования в диагностике новообразований кожи. В ходе работы были получены результаты, характеризующие точность классификации: долю правильных ответов - 70% и f1-меру 58%. Таким образом, классификатор на основе нейронных сетей повышает показатели точности диагностики на 5–10%.

КЛАССИФИКАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ДОБРОКАЧЕСТВЕННЫЕ НОВООБРАЗОВАНИЯ, ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫЕ НОВООБРАЗОВАНИЯ, МЕЛАНОМА, БАЗАЛИОМА, НЕВУС, КЕ-РАТОМА, ГЕМАНГИОМА, ФИБРОМА, ДИАГНОСТИКА

введение

По неутешительной статистике заболевания раком, проведенной с использованием методологии «глобальное бремя болезней» (GBD), по оценкам специалистов в 2015 году было зафиксировано 17,5 миллионов случаев рака, 8,7 миллиона смертей и 208,3 миллиона DALY (годы жизни, скорректированные по нетрудоспособности). В период с 2005 по 2015 год случаи заболеваний увеличились на 33%, 12,6% из которых были связаны с ростом населения, 16,4% из-за стареющего населения и 4,1% из-за увеличения возрастных показателей заболеваемости [1].

До 1940-х годов оценить состояние подозрительного новообразования можно было только удалив его, а также исследовав его клетки в лаборатории [2]. Дерматоскопия - инструментальный неинвазивный метод исследования, при котором врач изучает новообразования на коже при помощи специального прибора, многократно увеличивающего рассматриваемую область. Она проводится амбулаторно, не требует от пациента никакой подготовки и практически не имеет противопоказаний.

Изображение многократно увеличивается, поэтому врачу-онкологу становится проще заметить даже малейшие отклонения от нормы. Это обеспечивает высокую эффективность диагностики: в 80% случаев подозрения на меланому, возникшие во время дерматоскопии, подтверждаются в ходе лабораторных исследований [3].

Дерматоскопия является одним из наиболее простых инструментальных диагностических методов. Принцип метода состоит в визуализации эпидермиса при многократном оптическом увеличении с последующим анализом набора признаков, характерных для пигментных новообразований, таких как пигментные штрихи, точки, «бело-голубая вуаль» и другие.

Именно поэтому актуальным является создание программно-аппаратного комплекса автоматической мультиканальной дерматоскопической диагностики с целью улучшения скорости постановки диагноза, частичная ее автоматизация, а также потенциальное обучение начинающих специалистов в области дерматоскопии.

Предыдущие результаты классификации [4] наборов из 36 меланом и 37 прочих образований были получены при помощи классификатора, написанного на языке Java, и составили 83,3% чувствительности и 70,3% специфичности. При классификации 80 злокачественных и 80 доброкачественных новообразований получены 66,3% чувствительности и 61,3% специфичности.

УСТРОЙСТВО ДЕРМАТОСКОПА

Созданная модель дерматоскопа включает в себя камеру Basler acA1920-25uc (RGB, 12 бит / px, 1920×1080), она имеет разрешение ~ 13 мкм / пиксель на поверхность кожи. Корпус устройства спроектирован и напечатан на 3D принтере. В опытном образце используются несколько светодиодов для улучшения визуализации участка кожи в диапазонах исследуемого участка:

- УФ: 2 × LEUVA77V20RV00 (365 нм, 1 Вт, полуширина 9 нм) для анализа автофлуоресценции кожи;
- Белый: 4 × светодиода FM-5630WDS-460W-R80 (39 лм, 4000 К) (два светодиода с поляризованной пленкой для визуализации более глубоких слоев кожи и два неполяризованных);
- Синий: 2 × CREEXREBLU-L1-0000-00К01 (30 лм, 465–485 нм);
- Зеленый: 2 × CREEXRCGRN-L1-0000-00N01 (52 лм, 520–535 нм);
- Красный: 2 × CREEXPCRED-L1-0000-00301 (46 лм, 620–630 нм).

Устройство выдает шесть снимков в течение приблизительно 6 секунд с различным освещением по запросу пользователя. Прототип разработки 3D напечатан из пластика ABS. Мультиспектральный цифровой дерматоскоп способен работать в нескольких режимах: с поляризованной подсветкой, с неполяризованной подсветкой и в режиме съемки серии мультиспектральных изображений. Эти изображения позволяют построить карты распределения концентраций основных хромофоров кожи: оксигемоглобина, дезоксигемоглобина и меланина в исследуемом участке кожи. Обработка исходных дерматоскопических изображений позволяет улучшить их характеристики для более точной диагностики.

В описываемом дерматоскопе поляризационный фильтр применен для белого диода, чтобы визуализировать структурные особенности слоев кожи, расположенных в глубине эпидермиса (1 мм), а также для узкополосных подсветок видимого диапазона для оценки коэффициента поглощения света кожей без влияния однократно отраженного света. Второй линейный поляризатор расположен на объективе, в связи с чем все поляризационные фильтры, установленные на источниках, должны быть ориентированы в одном направлении.

ПРЕДОБРАБОТКА СНИМКОВ КОЖНЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ ПО RGB ИЗОБРА-ЖЕНИЯМ

Была использована цветокоррекция дерматоскопических изображений, принцип которой показан на рисунке 1, и преобразования гистограммы на рисунке 2 для получения «приятного» взгляду изображения следующим образом: проводится построение гистограммы, после чего смещается в область меньших значений, отбрасывая определенную долю самых темных (1%) и самых светлых (1%) точек, которым присваивается значения минимальной и максимальной яркости, соответственно. После этого проводится коррекция цвета: преобразование уровней составляющих RGB пикселя, а также дополнение значения в красном канале в синей области спектра, что показано на рисунке 1. Диапазон уровней яркости до и после обработки отличается, так как исходное изображение представлено в виде 16-битного изображения tiff, а результат получен в виде 8-битного bitmap изображения, для демонстрации на экране. Пример изображений новообразований с цветокоррекцией и без представлен на рисунке 3.



Рис. 1. Преобразования цветокоррекции: В – синий, G – зеленый, R – красный



Рис. 2. Преобразования, внесенные в гистограммы



а - с цветокоррекцией

б - без цветокоррекции

Рис. 3. Изображение немеланомы с/без цветокоррекции
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Свёрточная нейронная сеть (англ. Convolutional neural network, cnn) — специальная архитектура искусственных нейронных сетей, предложенная Яном Лекуном в 1988 году [5] и нацеленная на эффективное распознавание образов [6], входит в состав технологий глубокого обучения (англ. Deep learning). Использует некоторые особенности зрительной коры [7], в которой были открыты так называемые простые клетки, реагирующие на прямые линии под разными углами, и сложные клетки, реакция которых связана с активацией определённого набора простых клеток. Таким образом, идея свёрточных нейронных сетей заключается в чередовании свёрточных слоёв (англ. Convolution layers) и субдискретизирующих слоёв (англ. Subsampling layers или англ. Pooling layers, слоёв подвыборки). Структура сети — однонаправленная (без обратных связей), принципиально многослойная. Для обучения используются стандартные методы, чаще всего метод обратного распространения ошибки. Функция активации нейронов (передаточная функция) — любая, по выбору исследователя.

Название архитектура сети получила из-за наличия операции свёртки, суть которой в том, что каждый фрагмент изображения умножается на матрицу (ядро) свёртки поэлементно, а результат суммируется и записывается в аналогичную позицию выходного изображения.

Если в обычном перцептроне, который представляет собой полносвязную нейронную сеть, каждый нейрон связан со всеми нейронами предыдущего слоя, причём каждая связь имеет свой персональный весовой коэффициент. В свёрточной нейронной сети в операции свёртки используется лишь ограниченная матрица весов небольшого размера, которую «двигают» по всему обрабатываемому слою (в самом начале - непосредственно по входному изображению), формируя после каждого сдвига сигнал активации для нейрона следующего слоя с аналогичной позицией. То есть для различных нейронов выходного слоя используются одна и та же матрица весов, которую также называют ядром свёртки. Её интерпретируют как графическое кодирование какого-либо признака, например, наличие наклонной линии под определённым углом. Тогда следующий слой, получившийся в результате операции свёртки такой матрицей весов, показывает наличие данного признака в обрабатываемом слое и её координаты, формируя так называемую карту признаков (англ. Feature map). Естественно, в свёрточной нейронной сети набор весов не один, а целая гамма, кодирующая элементы изображения (например, линии и дуги под разными углами). При этом такие ядра свёртки не закладываются исследователем заранее, а формируются самостоятельно путём обучения сети классическим методом обратного распространения ошибки. Проход каждым набором весов формирует свой собственный экземпляр карты признаков, делая нейронную сеть многоканальной (много независимых карт признаков на одном слое). Также следует отметить, что при переборе слоя матрицей весов её передвигают обычно не на полный шаг (размер этой матрицы), а на небольшое расстояние. Так, например, при размерности матрицы весов 5×5 её сдвигают на один или два нейрона (пикселя) вместо пяти, чтобы не «перешагнуть» искомый признак.

Операция субдискретизации (англ. Subsampling, англ. Pooling, также переводимая как «операция подвыборки» или операция объединения), выполняет уменьшение размерности сформированных карт признаков. В данной архитектуре сети считается, что информация о факте наличия искомого признака важнее точного знания его координат, поэтому из нескольких соседних нейронов карты признаков выбирается максимальный и принимается за один нейрон уплотнённой карты признаков меньшей размерности. За счёт данной операции, помимо ускорения дальнейших вычислений, сеть становится более инвариантной к масштабу входного изображения.

Для распознавания цветных дерматоскопических изображений используется предварительно обученная сверточная нейронная сеть VGG16 из библиотеки keras на языке Python. VGG16 – модель сверточной нейронной сети, предложенная K. Simonyan и A. Zisserman [7] из Оксфордского университета в статье "Very Deep Convolutional Networks for Large-Scale Image Recognition". Модель достигает точности 92,7% – топ-5, при тестировании на ImageNet в задаче распознавания объектов на изображении.

На вход слоя conv1 подаются RGB изображения размера 1080×1080. Далее изображения проходят через стек сверточных слоев, в которых используются фильтры с очень маленьким рецептивным полем размера 3×3 (который является наименьшим размером для получения представления о том, где находится право/лево, верх/низ, центр). Это обусловлено тем, что несколько свёрток 3×3 , объединённых в последовательность, могут эмулировать более крупные рецептивные поля, например, 5×5 или 7×7 [8]. Отличительным минусом модели является длительное время обучения, что не так критично в случае получения более точных результатов.

Список слоев [9]:

- 1. Слой свертки, размер ядра 3×3, количество карт признаков 32 шт., функция активации ReLU.
- 2. Слой подвыборки, выбор максимального значения из квадрата 2×2.
- 3. Слой свертки, размер ядра 3×3, количество карт признаков 32 шт., функция активации ReLU.
- 4. Слой подвыборки, выбор максимального значения из квадрата 2×2.
- 5. Слой свертки, размер ядра 3×3, количество карт признаков 64 шт., функция активации ReLU.
- 6. Слой подвыборки, выбор максимального значения из квадрата 2×2.
- 7. Слой преобразования из двумерного в одномерное представление.
- 8. Полносвязный слой, 64 нейрона, функция активации ReLU.
- 9. Слой Dropout (вероятность 0,5).
- 10. Выходной слой, 1 нейрон, сигмоида в качестве функции активации (sigmoid).

Таким образом, слои с 1 по 6 используются для выделения важных признаков в изображении, а слои с 7 по 10 – для классификации.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Описания образцов

В данной работе для обучения сети использовались следующие изображения: Происходило разделение изображений на 2 класса: доброкачественные против злокачественных изображений. Использовалось только 1 изображение из 6 каналов, каждое изображение поворачивалось под 3 углами: 90, 180 и 270 градусов, тем самым увеличивая выборку в 4 раза. Среди злокачественных фигурировали: 100 меланом (70×4 на обучающую выборку, 30×4 на тестовую), 112 базалиом (78×4 на обучающую выборку, 34×4 на тестовую). Среди доброкачественных: 164 невуса (114×4 на обучающую выборку, 50×4 на тестовую), 108 кератом (76×4 на обучающую выборку, 32×4 на тестовую), 40 гемангиом (28×4 на обучающую выборку, 12×4 на тестовую), 24 фибромы (16×4 на обучающую выборку, 8×4 на тестовую).

Оценка точности распознавания

В качестве оценки точности распознавания нейронной сети использовалась доля правильных ответов и *f*1-мера – сбалансированная *F*-мера, вычисляемая по формуле (1)

$$F = (\beta^2 + 1) \frac{Precision \times Recall}{\beta^2 Precision + Recall} .$$
(1)

В случае f1-меры, $\beta = 1$, таким образом, получаем формулу (2)

$$f1 = 2 \frac{Precision \times Recall}{Precision + Recall},$$
(2)

где precision – точность, *recall* – чувствительность (полнота) составившая 58%. Результаты соответственно составили 70% и 58%, что превосходит предыдущий результат на 5–10%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было достигнута точность 70%, превосходит предыдущий результат на 5–10%, частично за счет пересмотра модели и использования нейронной сети, а также за счет большего набора данных полученных как за счет искусственного увеличения диагностируемых изображений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых (проект МК-1888.2019.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fitzmaurice, C**. Global, regional, and national cancer incidence, mortality, years of life lost, years lived with disability, and disability-adjusted life-years for 32 cancer groups, 1990 to 2015: a systematic analysis for the global burden of disease study [TEKCT] / C. Fitzmaurice // American medical association. -2017. - vol. 3(4). - p. 524-548.

2. История развития онкологии [электронный ресурс] // ленинградский областной онкологический диспансер [сайт]. [2018]. – URL: http://www.lood.ru/essentials-of-oncology/istorija_razvitija.html/ (дата обращения: 22.05.2018).

3. Дерматоскопия [электронный ресурс] // европейская клиника [сайт]. [2018]. – URL: https://www.euroonco.ru/glossary-a-z/dermatoskopiya/ (дата обращения: 22.05.2018).

4. Коновалов С.Г. Программно-аппаратный комплекс многоканальной дерматоскопической диагностики новообразований кожи [текст] / Коновалов С.Г., Мельситов О.А. // Научнотехнологический центр уникального приборостроения РАН.— М., 2018. – Т. Выпуск XI. – р. 144-147.

5. **Convolutional** Neural Networks (LeNet) [электронный ресурс] // DeepLearning 0.1. LISA Lab [сайт]. [2018]. – URL: http://deeplearning.net/tutorial/lenet.html (дата обращения: 22.04.2019).

6. **Masakazu M**. Subject independent facial expression recognition with robust face detection using a convolutional neural network [TERCT] / Masakazu Matsugu, Katsuhiko Mori, Yusuke Mitari, Yuji Kaneda // Neural Networks. – 2003. –vol. 16. – p. 555–559

7. **Hahnloser R.H.** Digital selection and analogue amplification coexist in a cortex-inspired silicon circuit / Richard H. R. Hahnloser, Rahul Sarpeshkar, Misha A. Mahowald, Rodney J. Douglas & H. Sebastian Seung // Nature. – 2000. – vol. 405. – p. 947–951.

8. Дерматоскопия родинок поможет выявить меланому на ранних стадиях [электронный реcypc] // аргументы и факты aif.ru [сайт]. [2012]. – URL: http://www.aif.ru/health/life/34429/ (дата обращения: 21.02.2018).

9. **Simonyan, K**. Very deep convolutional networks for large-scale image recognition [TERCT] / K. Simonyan, A. Zisserman // International Conference on Learning Representations – 2015. – vol. 6.

S.G. Konovalov ¹, O.A. Melsitov ^{1*}, O.O. Myakinin, A.A. Moryatov ², S.V. Kozlov ², I.A. Bratchenko ¹, V.P. Zaharov ¹

 ¹ Samara National Research University, Address: 34, Moskovskoye shosse, Samara, 443086, Russia, **E-mail: melsitovoleg1996@gmail.com*.
 ² Samara State Medical University, Address: 89 Chapayevskaya St., 443099, Samara, Russia.

HARDWARE-SOFTWARE DERMATOSCOPIC COMPLEX FOR IN VIVO DIAG-NOSTICS OF SKIN CANCER

ANNOTATION

This paper presents the development of a software and hardware complex based on the generated models of a dermatoscope, using a neural network to classify pre-processed dermatoscopy images, for later use in the diagnosis of skin tumors. During the work, results were obtained that characterize the classification accuracy: the proportion of correct answers is 70% and the f1-measure is 58%. Thus, the classifier based on neural networks improves diagnostic accuracy by 5–10%.

CLASSIFICATION OF IMAGES, NONMALIGNANT FORMATION, MALIGNANT FOR-MATION, MELANOMA, BASALIOMA, NEVUS, KERATOM, HEMANGIOMA, FIBROM, DI-AGNOSTICS



Пятнадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» Москва, 24 июня— 28 июня 2019 г.

УДК 51-72

Коростелева Ю.В., Мякинин О.О.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева 443086, Самара, Московское шоссе, 34, E-mail: julievaass@mail.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА НАНОЧАСТИЦ В БИОЛОГИЧЕСКОЙ КЛЕТКЕ

АННОТАЦИЯ

В данной работе была разработана модель биологической клетки, для имитации в ней поверхностного плазмонного резонанса от золотых наносфер, нанокубов, наностержней. Проведено моделирование плазмонного резонанса этих наночастиц в воде и в биологической клетке. Получено распределение нормированного электрического поля золотых наночастиц в биологической клетке при освещении плоской волной с длиной волны 300–1100 нм. По данным моделирования для разных форм и размеров наночастиц определены длины волн с максимальным усилением поля.

НАНОЧАСТИЦЫ, ЗОЛОТО, ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС, БИОЛОГИ-ЧЕСКАЯ КЛЕТКА, МОДЕЛИРОВАНИЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ.

введение

В современной медицине уделяется все большее внимание развитию нанотехнологий. Довольно перспективным объектом исследования стали золотые наночастицы с плазмонным резонансом. Это обусловлено их уникальными физическими свойствами, такими как способность к возбуждению локализованных поверхностных плазмонных резонансов, приводящих к усилению поглощения и/или рассеяния лазерного излучения, оптические свойства, прочность, высокая площадь поверхности, химическая инертность и способность противостоять окислению [1, 2].

За последнее десятилетие взаимодействие импульсных лазеров с наночастицами золота изучалось во многих областях, медицины, таких как диагностика и терапия. Этот интерес вызван способностью преодолевать ограничения дифракционной оптики и управлять воздействием электромагнитного поля в наномасштабе с использованием наночастиц. Это возможно благодаря уникальным перестраиваемым оптическим свойствам наночастиц золота, обусловленным взаимодействием света с квазисвободными электронами в золоте. Осцилляция этих электронов индуцирует поверхностный плазмонный резонанс, что приводит к усилению падающего электрического поля вблизи наночастицы. Это может привести к возникновению целого класса вторичных явлений, связанных с взаимодействием лазерного импульса, таких как нагрев окружающих сред, резонансное поглощение, рассеяние, генерация локальных полей, гигантское комбинационное рассеяние (в англоязычной литературе – поверхностно-усиленное

рамановское рассеяние – surface-enhanced Raman scattering; SERS), формирование акустической волны и оптический пробой [3, 4]. Кроме того, плазмонные возбуждения приводят к усилению различных нелинейных эффектов [4]. Поверхностный плазмонный резонанс настраивается в широком диапазоне частот и зависит от оптических свойств окружающей среды, морфологии отдельных наночастиц, а также наличия узлов наночастиц [3].

Золотые наночастицы с поверхностным плазмонным резонансом нашли широкое применение в различных областях медицины: биосенсорике, визуализации клеточных структур, усилении иммунного ответа, фототермолиза раковых клеток [5]. Часто фотопоглощающие наночастицы примененяются в лазерной гипертермии опухолей [6].

Спектральная настройка плазмонного резонанса (ПР) наночастиц и соотношения между их эффективностями поглощения и рассеяния осуществляется за счет изменения размера, формы, металла (материала) и структуры частиц [7]. Изменяя данные параметры, можно настроить пик резонанса на нужную длину волны в так называемом «терапевтическом окне прозрачности» биологических тканей (700–1300 нм) [8]. В этой области основные поглотители биоткани, такие как вода, окси- и дезоксигемоглобин обладают малым коэффициентом поглощения, что позволяет излучению проникать в биоткани на глубину до 10 сантиметров. С другой стороны, современные диодные лазеры также работают в «терапевтическом окне прозрачности», что открывает возможность нагрева биоткани в глубине [8].

Перестраиваемый оптический резонанс и сильное поглощение света в видимом и инфракрасном спектрах наночастицами золота делает их пригодными для доставки тепловой дозы в область опухоли. Процесс поглощения света наночастицами золота и последующий нагрев области вокруг них называют плазмонной фототермической терапией (ПФТТ). В настоящее время ПФФТ используется в первую очередь как лечение рака, в течение которой ткань подвергается воздействию высоких температур (45–60 °C), вызывающих повреждение и последующую гибель клеток [9]. При этом важно подобрать такие параметры наночастиц, чтобы уничтожить опухолевые клетки, при этом не затронуть здоровые.

Разработка лазерных и оптических методов биомедицинской диагностики и терапии требует фундаментального понимания моделей (принципов) рассеяния света на нормальных и патологических структурах внутри ткани. Во многих исследованиях микро- и наноструктур биомедицинских исследований инструменты моделирования являются единственным средством более глубокого понимания основных физических и биохимических процессов.

Для моделирования рассеяния света внутри биологических клеток могут быть использованы некоторые из методов численного моделирования, одним из них является метод конечных элементов [10]. Существует несколько преимуществ метода конечных элементов по сравнению с другими методами вычислительной электродинамики. Метод может быть применен к неоднородным, анизотропным и произвольным образным объектам, кроме того дает более высокое разрешение для произвольных объектов, где может существовать быстрое изменение решения [11]. В данной работе для разработки модели, использовалось программное обеспечение на основе конечных элементов COMSOL Multiphysics 5.2 (COMSOL Inc., CША).

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Расчетная модель

Понимание оптического отклика наночастиц на падающий свет требует понимания физики поверхностного плазмонного резонанса и свойств коллоидных частиц золота.

Ниже приведено уравнение Гельмгольца для плоской волны:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{\mathrm{E}} - k_0^2 \tilde{\varepsilon} \vec{E} = 0,$$

где $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ - волновое число в вакууме.

Решение уравнения Гельмгольца, применяя граничные условия, позволяет получить пространственное распределение электромагнитного поля в веществе.

Граничные условия для поверхности металл-диэлектрик для учета разрыва электрического и магнитного полей на границе двух сред:

$$\begin{aligned} \hat{\vec{n}} \times (\overrightarrow{H_1} + \overrightarrow{H_2}) &= \vec{J}, \\ \hat{\vec{n}} \times (\overrightarrow{E_1} + \overrightarrow{E_2}) &= 0, \\ \hat{\vec{n}} \cdot (\overrightarrow{D_1} + \overrightarrow{D_2}) &= \rho, \\ \hat{\vec{n}} \cdot (\overrightarrow{B_1} + \overrightarrow{B_2}) &= 0, \end{aligned}$$

где \vec{n} – единичный нормальный вектор на границе [12].

Граничные условия уравнений идеального электрического проводника, идеального магнитного проводника, и поглощающей границы:

$$\hat{\vec{n}} \times \vec{E} = 0,$$

$$\hat{\vec{n}} \times \vec{H} = 0,$$

$$\hat{\vec{n}} \times \vec{H} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \times \mu_0}} \times \hat{\vec{n}} \times \hat{\vec{n}} \times \vec{E} + \hat{\vec{n}} \times \overline{H_{\text{inc}}} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \times \mu_0}} \times \hat{\vec{n}} \times \hat{\vec{n}} \times \overline{E_{\text{inc}}}$$

где $\overrightarrow{E_{inc}}$ и $\overrightarrow{H_{inc}}$ – падающее электрическое и магнитное поля соответственно. В данной работе использовалась полная модель поля. В ней падающее электрическое поле определялось аналитическим выражением для плоской волны $\vec{E}_{inc} = \vec{E_0} e^{-j\kappa z}$, где к - волновое число, Е₀ – амплитуда падающего электрического поля. Распространение волны электрического поля определялось путем решения волнового уравнения Гельмгольца для полного электрического поля. Рассеяние электрического поля может рассчитывалось как разность между полным и падающим электрическими полями, т.е. $\vec{E}_{scat} = \vec{E}_{total} - \vec{E}_{inc}$ [11–14].

Вычислительная область показана на рисунке 1. Она состояла из нескольких сфер: идеально согласованный слой (Perfectly Matched Layer – PML), который поглощает нормальную составляющую любой падающей волны, область вычисления оптических свойств, которая в свою очередь состоит из наночастицы и среды, в которой она находится. Внешний радиус идеального согласованного слоя – 2,3 мкм, внутренний – 0,69 мкм.



Рис. 1. Области вычисления: а) идеальный согласованный слой, б) наночастица, в) среда



Рис. 2. Граничные условия: а) поглощающие граничные условия, б) граничные условия рассеяния, в) границы идеального магнитного проводника, г) границы идеального электрического проводника

Падающее электрическое поле распространяется в положительном направлении оси ОУ с поляризацией вдоль оси ОZ (в случае наностержня это продольная ось). Верхняя и нижняя границы также определяются поглощающими граничными условиями (ABC условие излучения Зоммерфельда, рисунок 2). Граничные условия поглощения определены таким образом, что границы – прозрачны для падающего излучения, но поглощают рассеянное поле во всех направлениях. На границах, параллельной и перпендикулярной поляризации падающего электрического поля использовались условия идеального электрического проводника (Perfect Electrical Conductor – PEC), $\hat{\vec{n}} \times \vec{E} = 0$ и идеального магнитного проводника (Perfect Magnetic Conductor – PMC) $\hat{\vec{n}} \times \vec{H} = 0$ для уменьшения размеров области вычисления. Для всех остальных внутренних границ использовалось условие непрерывности поля, заданное формулами 2–5.

Геометрия модели биологической клетки, используемой в работе, представлена на рисунке 3. Так как размеры клетки намного больше размеров наночастиц, рассматриваемых в данной работе, что требует, в общем случае, огромных вычислительных ресурсов при использовании регулярной сетки, либо разработки неравномерной сетки, то моделирование производилось в области клетки, состоящей из двух сред: ядра и цитоплазмы, т.е. в области на границе сред. Именно эта область представляет наибольший интерес при моделировании одиночных наночастиц, т.к. область распространения плазмонного резонанса невелика и его размеры не превышает порядка самой золотой наночастицы. Наночастица золота находится как раз на границе этих сред.



Рис. 3. Геометрия модели, используемой в работе для получения плазмонного резонанса золотыми наночастицами в биологической клетке

Описание исходных данных

Моделирование производилось в COMSOL Multiphysics 5.2, модуль Electromagnetic Waves, Frequency Domain. Параметры для расчета представлены в таблице 1.

аолица 1. Параметры для расчета					
Параметр	Значение	Описание			
E0	1 В/м	Напряженность входного электрического поля			
r_pml	2,3 мкм	Внешний радиус идеально согласованного слоя			
t_pml	0,67 мкм	Внутренний радиус идеально согласованного слоя			
lambda_min	300 нм	Начальная длина волны			
lambda_max	1100 нм	Конечная длина волны			
lambda_step	100 нм	Шаг длины волны			
sigma_geom	1,6619·10 ⁻³¹ м ⁴	Геометрическое сечение			
S_in	0,0013272 Вт/м ²	Коэффициент рассеяния			

Таблица 1. Параметры для расчета

Для моделирования оптические свойства наночастиц были заданы через диэлектрическую проницаемость, относительную проницаемость, удельную электропроводность и через комплексный показатель преломления. При использовании комплексного показателя преломления происходит лучшая имитация оптических свойств тканевой среды [12, 14].

Значения диэлектрической проницаемости, магнитной проницаемости, удельной электропроводности для каждой среды представлены в таблице 2.

ruoningu =: e iii	ruomidu 2. Onin leekne ebonerbu [10, 10]					
Среда	Диэлектрическая	Магнитная проница-	Удельная электропроводность,			
	проницаемость , є	емость, µr	σ (См/м)			
Золото	-41	-0,00124	45500000			
Вакуум	1	1	0			
Вода	1,76	1,000528	0,001			
Цитоплазма	1,76	1,0509	0,001			
Ядро	1,76	1,0758	0,001			

Таблица 2. Оптические свойства [15, 16]

Значения показателей преломления (n – действительная часть показателя преломления, k – мнимая часть показателя преломления) для золота, воды, цитоплазмы, мембраны и ядра приведены в таблице 3.

П	Ядро		Цитоплазма		Вода		Золото	
Длина волны, мкм	n	<i>k</i> ,×10 ⁻⁶	n	<i>k</i> ,×10 ⁻⁶	п	<i>k</i> ,×10 ⁻⁶	п	k
0,6	1,1	0,01	1,365	0,01	1,33	0,01	0,36	0,36
0,65	1,157	0,02	1,366	0,02	1,33	0,02	0,29	0,29
0,7	1,200	0,03	1,367	0,03	1,33	0,03	0,25	0,27
0,75	1,254	0,16	1,368	0,16	1,33	0,16	0,24	3,89
0,8	1,320	0,13	1,369	0,13	1,33	0,13	0,23	4,57
0,85	1,351	0,29	1,370	0,29	1,47	0,29	1,33	0,29
0,9	1,410	0,49	1,371	0,49	1,47	0,49	1,33	0,49
0,95	1,448	2,93	1,372	2,93	1,47	2,93	1,33	2,93
1	1,480	2,89	1,372	2,89	1,47	2,89	1,33	2,89

Таблица 3. Оптические свойства [17-23]

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Было проведено моделирование плазмонного резонанса нанофсер, нанокубов и наностержней различного размера в воде, а также в области клетки на границе ядра и цитоплазмы. Для всех типов наночастиц плазмонный резонанс анализировался в диапазоне длин волн 300– 1100 нм.

На рисунках 4-5 представлен результат моделирования наностержня с отношением длины к диаметру равным 6.



Рис. 4. Распределение модуля нормированного электрического поля золотого наностержня с отношением длины к диаметру равным 6 при освещении плоской волной: а) λ=300 нм, б) λ=400 нм, в) λ=500 нм, г) λ=600 нм, д) λ=700 нм, е) λ=800 нм



Рис. 5. Распределение модуля нормированного электрического поля золотого наностержня с отношением длины к диаметру равным 6 при освещении плоской волной: а) λ =900 нм, б) λ =1000 нм, в) λ =1100 нм в воде

При освещении плоской волной наностержня с отношением длины к диаметру, равному 6, наблюдаются два плазмонных резонанса. Первый, поперечный, находится на длине волны, приблизительно 600 нм. Максимальное значение увеличения нормированного электрического поля на данной длине волны чуть более 4. Кроме того, на длине волны 1000 нм наблюдается продольный поверхностный плазмонный резонанс, нормированное электрическое поле на сферической части усиливается более чем в 20 раз.

На рисунке 6 показано максимальное увеличение нормированного электрического поля золотыми наностержнями с различными значениями отношения длины к диаметру. Для наностержней разной длины наблюдается поперечный поверхностный плазмонный резонанс на длине волны 600 нм. Причем, чем длиннее наностержень, тем сильнее происходит усиление нормированного электрического поля, кроме случая, когда сотношение сторон стержня равно двум, в этом случае на длине 600 нм наблюдается продольный плазмонный резонанс. В результатах, полученных экспериментально [12], оптическая плотность, пропорциональная усилению электрического поля, тем больше, чем больше значение соотношение сторон наностержня, однако, плотность максимальна на длине волны ≈ 550 нм. Данная неточность вызвана малым набором длин волн, на которых производилось моделирование, а также погрешностью моделирования.



Рис. 6. Максимальное усиление нормированного электрического поля золотыми наноферами с различными значениями соотношения сторон при освещении плоской волной

Длина волны, на которой наблюдается продольный поверхностный плазмонный резонанс наностержней, зависит от соотношения его сторон: чем больше отношение длины к радиусу, тем на большей длине волны будет происходить резонанс. Значения длин волн продольного плазмонного резонанса приблизительно совпадают. Например, для стержня с отношением длины к диаметру равному 3, полученному в результате моделирования, максимальное значение усиления номированного электрического поля наблюдается на длине волны 700 нм, в результатах, полученных экспериментально, продольный плазмонный резонанс для стержня с соотношением сторон равным 3 наблюдается на длине волны чуть более 700 нм. Также для стержня с соотоношением сторон равным 4 в случае моделирования продольный плазмонный резонанс происходит на длине волны ≈ 800 нм, для стержня с отношением длины к радиусу равному 3,9 в экспериментах продольный плазмонный резонанс наблюдается на длине волны традольный плазмонный резонанс наблюдается на длине волны примерно 800 нм.

На рисунке 7 показаны экспериментально полученные спектры поглощения золотых наностержней (диаметра 10 нм)с различными соотношениями длины к диаметру [11]. На рисунке 7 видно, что для наностержней любой длины наблюдался поперечный поверхностный плазмонный резонанс на длинах волн 500-600 нм. Продольный плазмонный резонанс наблюдается в промежутке от 600 до 1000 нм, для наностержней разной длины. Причем, чем больше отношение длины стержня к диаметру, тем сильнее длинноволновой области наблюдается резонанс.



Рис. 7. Спектры поглощения золотых плазмонных наностержней с различными соотношениями диаметра к длине [11]

На рисунках 8-9 представлен результат моделирования наностержня с отношением длины к диаметру равным 6 в биологической клетке.



Рис. 8. Распределение модуля нормированного электрического поля золотого наностержня с отношением длины к диаметру равным 6 при освещении плоской волной: a) λ=300 нм, б) λ=400 нм, в) λ=500 нм, г) λ=600 нм, д) λ=700 нм, е) λ=800 нм



Рис. 9. Распределение модуля нормированного электрического поля золотого наностержня с отношением длины к диаметру равным 6 при освещении плоской волной: а) λ=900 нм, б) 1000 нм, в) 1100 нм в биологической клетке

Максимальное усиление поля равно 20 и наблюдается при освещении плоской волной с λ =1100 нм. На длинах волн 600–800 нм область плазмонного резонанса смещена в сторону цитоплазмы.

На рисунке 10 показано максимальное увеличение нормированного электрического поля для золотых наностержней с различными значениями отношения длины к диаметру при освещении плоской волной с λ =300–1100 нм в биологической клетке.



Рис. 10. Максимальное усиление нормированного электрического поля золотыми наносферами различного диаметра при освещении плоской волной в биологической клетке

Длины волны, на которых наблюдался продольный поверхностный плазмонный резонанс наностержней в биологической клетке, совпадают с аналогичными в моделировании в воде. Различия имеются лишь для случая отношения длины к диаметру равному 4. Данная неточность вызвана малым количеством длин волн, выбранных для моделирования. Поперечный плазмонный резонанс в биологической клетке наблюдался лишь для наностержня длиной 60 нм, но даже в этом случае, максимальное усиление электрического поля было в 4 раза меньше, чем при моделировании в воде. Максимальное значение усиления электрического поля для наностержней с соотношениями сторон 2, 3 и 5 было больше в биологической клетке.

На рисунках 11 и 12 показано максимальное увеличение нормированного электрического поля для золотых наносфер различного диаметра при освещении плоской волной с $\lambda =$ 300–1100 нм в воде и биологической клетке.



Рис. 11. Максимальное усиление нормированного электрического поля золотыми наносферами различного диаметра при освещении плоской волной в воде



Рис. 12. Максимальное усиление нормированного электрического поля золотыми наносферами различного диаметра при освещении плоской волной в биологической клетке



Рис. 13. Максимальное усиление нормированного электрического поля золотыми нанокубами различного размера при освещении плоской волной в воде

Максимальное увеличение нормированного электрического поля на длине волны резонанса чуть больше в воде, чем в цитоплазме или ядре. Это происходит потому, что показатель

преломления ядра выше показателя преломления цитоплазмы. Кроме того, его значение сильно зависит от длины волны: его значение увеличивается с ростом длины волны.

На рисунках 13 и 14 показано максимальное увеличение нормированного электрического поля для золотых нанокубов различного размера при освещении плоской волной с $\lambda =$ 300–1100 нм в воде и биологической клетке.



Рис. 14. Максимальное усиление нормированного электрического поля золотыми нанокубами различного размера при освещении плоской волной в биологической клетке

Максимальное увеличение нормированного электрического поля золотыми нанокубами в биологической клетке меньше, чем при моделировании в воде. На длине волны 600 нм усиление сильнее в цитоплазме, на других длинах волн резонанс смещен в сторону ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлена модель биологической клетки, для получения в ней поверхностного плазмонного резонанса золотых наносфер диаметра 10–40 нм, нанокубов с длиной стороны 10–40 нм, а также наностержней с отношением длины к диаметру 2–6. Кроме того был смоделирован плазмонный резонанс этих наночастиц в воде.

Для золотых наносфер и нанокубов поверхностный плазмонный резонанс (максимальное увеличение нормированного электрического поля) наблюдается на длине волны 600 нм в воде и в биологической клетке. Плазмонный резонанс наносфер в биологической клетке на длине волны соответствующей максимальному усилению электрического поля сильнее в цитоплазме, чем в ядре. Однако, с увеличением длины волны область усиления поля смещается в сторону ядра.

Для золотых нанокубов наблюдались самые большие значения усиления номированного электрического поля. Однако, область усиления, особенно, где оно было максимальное, очень мала и расположена лишь на углах частицы Максимальное увеличение нормированного электрического поля золотыми нанокубами в биологической клетке меньше, чем при моделировании в воде. Как и в случае с наносферами, в биологической клетке плазмонный резонанс на длине волны 600 нм сильнее в цитоплазме, а на длинах волн 700–1100 нм – в воде.

Наностержни также имеют поперечный плазмонный резонанс на длине волны 600 нм, который сильнее наблюдался в воде. Кроме того, они имеют также продольный (перестраиваемый) плазмонный резонанс, длина волны которого зависит от отношения длины наностержня к его диаметру: чем больше это значение, тем на больших длинах волн наблюдается резонанс. Данное свойство делает их пригодными для доставки тепловой дозы в область опухоли.

Полученные результаты распределения электрического поля в дальнейшем могут использоваться для расчета распределения поля температуры при облучении светом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых (проект МК-1888.2019.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сироткина М.А. Визуализация и лазерная гипертермия биологических тканей с применением золотых плазмонно-резонансных наночастиц дисс. канд. б. наук: 03.01.02: защищена 12.11.2014: утв. 01.12.2014/Сироткина Марина Александровна. Пущино, 2014. 176 с.

2. Грин М.А., Суворов Н.В. [и др]. Разработка таргетных наноструктурированных фотосенсибилизаторов на основе бактериохлорофилла а для фотодинамической терапии рака // Российский биотерапевтический журнал. 2017. №16. С. 25-31.

3. Davletshin Y.R., Kumaradas C. J. The role of morphology and coupling of gold nanoparticles in optical breakdown during picosecond pulse exposures // Beilstein journal of nanotechnology. 2016 №7. P. 869-880.

4. Дыкман Л.А., Хлебцов Н.Г. Биомедицинское применение многофункциональных золотых нанокомпозитов // Успехи биологической химии. 2016. №56. С. 411-450.

5. Rudnitzki F., Bever M. [et al.] Bleaching of plasmon-resonance absorption of gold nanorods decreases efficiency of cell destruction // Journal of Biomedical Optics. 2012. №17(5). P. 058003-1-058003-13.

6. Pedersen D.B., Duncan E.J.S. Surface Plasmon Resonance Spectroscopy of Gold Nanoparticle-Coated Substrates. Suffield: Defence R&D Canada, 2005. -109.

7. Хлебцов Б.Н. Плазмонно-резонансные наночастицы для биомедицинских приложений дисс. доктор физико-математических наук: 03.01.02: защищена 01.10.2010/ Хлебцов, Борис Николаевич. Саратов, 2010. 415 с.

8. Походина К.А., Башкатов А.Н. [и др]. Исследование оптических характеристик тканей опухоли допированой золотыми наночастицами при ее нагреве лазерным излучением. Саратов.: СГУ им. Н.Г. Чернышевского, 2017. -15 с.

9. Amendola V., Pilot R. [и др]. Surface plasmon resonance in gold nanoparticles: a review // Journal of Physics. 2016. №29. Р. 1-48.

10. Tanev S., Tuchin V.V. [et al.] Finite-difference time-domain modeling of light scattering from biological cells containing gold nanoparticles // Photon-based Nanoscience and Nanobiotechnology. 2006. P. 97-119.

11. **Davletshin** Y.R.Modeling the optical properties of a single gold nanorod for use in biomedical applications. Toronto: Ryerson University, 2016. 71 p.

12. Davletshin Y.R., Kumaradas C. J. The wavelength dependence of gold nanorod- mediated optical breakdown during infrared ultrashort pulses // Annalen der Physik (Leipzig). 2017 №529(4). P. 1-9.

13. Park H. Study of Surface Plasmon Resonance in Metal and Alloy Nanofilms using Maxwell Description and Metamaterial Simulation in COMSOL. Terre Haute: Rose-Hulman Institute of Technology, 2015. 93 p.

14. Zhu S., Cortie M. [et al.] Effect of Multimodal Plasmon Resonances on the Optical Properties of Five-pointed Nanostars // Nanomaterials and Nanotechnology. 2015 №5(22). P. 1-7.

15. Porsteinsson D. Ö., Hilmarsson G. H. [et al.] Permittivity and transmission of metals // Journal of physical chemistry, 2009. P. 124–127.

16. Ordal M. A., Long L. L. [et al.] Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared //Applied optics. 1983. № 22(7). P. 1099-1120.

17. Jacques S. L Optical properties of biological tissues: a review // Phys. Med. Biol. 2013. №58. P. 5007–5008

18. Shepherd R. H., King M. D. [et al.] Determination of the refractive index of insoluble organic extracts from atmospheric aerosol over the visible wavelength range using optical tweezers// Atmos. Chem. Phys. 2018. N_{2} 18. P. 5235–5252.

19. Seet K. Y. T., Nieminen T. A. [et al.] Refractometry of melanocyte cell nuclei using optical scatter images recorded by digital Fourier microscopy // Journal of Biomedical Optics. 2009. № 14(4), P. 44039-1-44039-7.

20. Drezek R., Dunn A. [et al.] Light scattering from cells: finite-difference time-domain simulations and goniometric measurements // Applied optics.1999. № 38(16) P. 3651-3661.

21. Schürmann M., Scholze J. [et al.] Cell nuclei have lower refractive index and mass density than cytoplasm //Biophotonics. 2016. No9(10). P. 1068–1076.

22. Garcia-Etxarri A., Gomez-Medina R. [et al.] Strong magnetic response of submicron Silicon particles in the infrared // Optics Express. 2011. № 19. P. 4815-4826.

23. Cherkezyan L., Subramanian H. [et al.] Targeted alteration of real and imaginary refractive index of biological cells by histological staining // Optics letters. 2012. №37 (10). P. 1601-1603.

Y.V. Korosteleva, O.O. Myakinin

Samara National Research University, Russia, 443086, Samara, Moskovskoe Shosse, 34, E-mail: julievaass@mail.ru

PLASMON RESONANCE SIMULATION OF NANOPARTICLES INSIDE BIOLOGICAL CELL

In this work, a model of a biological cell has been developed to simulte surface plasmon resonance from gold nanospheres, nanocubes, and nanorods. The plasmon resonance of these nanoparticles has been simulated in water and in a biological cell. The distribution of the normalized electrical field of gold nanoparticles in a biological cell was obtained while irradiating by plane wave with a wavelength of 300–1100 nm. According to the simulation data for different shapes and sizes of nanoparticles, the wavelengths with the maximum field amplification have been determined.

NANOPARTICLES, GOLD, SURFACE PLASMON RESONANCE, BIOLOGICAL CELL, SIM-ULATION, ELECTRIC FIELD



УДК 532.5, 536.33

Коротеева Е.Ю., Знаменская И.А., Шагиянова А.М., Рязанов П.А.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Россия 119991, Москва, ул. Ленинские горы, 1, стр. 2, E-mail: shagiyanova@physics.msu.ru

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ ТЕРМОГРАММ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ ЖИДКОСТИ

АННОТАЦИЯ

В данной работе проведено исследование пристеночной области взаимодействия затопленной струи жидкости с плоской стенкой на основе высокоскоростной инфракрасной термографии. Анализ нестационарных тепловых полей позволяет исследовать зону ламинарнотурбулентного перехода в области импакта струи. Получены энергетические спектры пульсаций, в том числе – близкие к спектрам известных моделей турбулентности, и векторные поля скорости в тонком пристеночном слое жидкости. Для различных чисел Рейнольдса и расстояний от среза сопла до поверхности соударения проведена оценка параметров зоны турбулизации течения в пристеночном слое.

ИНФРАКРАСНАЯ ТЕРМОГРАФИЯ, ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ, ЗАТОПЛЕННАЯ СТРУЯ, ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

введение

Инфракрасная (ИК) термографическая съемка широко применяется для визуализации двумерной картины течения жидкости. С помощью ИК термографии часто проводится анализ характеристик тепло- и массопереноса для таких конфигураций, как течения на свободных поверхностях, в тонких пленках [1]. Развитие высокоскоростной термографической техники привело к возможности регистрации быстропротекающих процессов [2]. Свойство воды поглощать ИК излучение на субмиллиметровых масштабах позволило предложить метод измерения полей пульсаций температуры непосредственно в пограничном слое жидкости. Высокое пространственное и временное разрешение необходимо для регистрации турбулентных течений, анализа ламинарно-турбулентного перехода. Неизотермическое течение жидкости служит хорошим индикатором гидродинамического течения [3], позволяя выявлять т.н. "тепловые точки" - элементы в потоке жидкости, которые в процессе вихревого перемешивая сохраняют свои начальные температуры.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДОКЛАДА

В данной работе рассмотрены два дополняющих друг друга метода пост-обработки динамических термограмм [4-5], которые позволяют проводить количественный анализ течений в пограничных слоях воды. Исследуемые пограничные течения возникают на стенках резервуаров с окнами, изготовленными из ИК-прозрачных материалов (селенид цинка, фторид кальция). Оба представленных метода основаны на эффекте поглощения теплового излучения в воде на субмиллиметровой длине оптического пути в рабочем диапазоне тепловизионной камеры.

При регистрации через ИК-прозрачную стенку метод высокоскоростной термографии позволяет исследовать динамику самого пограничного слоя жидкости. Для окна из фторида кальция с пропускающей способностью более 90% по теоретическим оценкам 99% ИК излучения поглощается в слое толщиной менее 0,4 мм. Различие в излучательной способности затопленного объекта и окружающей жидкости при разных условиях позволяет провести экспериментальную оценку слоя воды, регистрируемого в среднем ИК диапазоне. Цифровой анализ эволюции распределения мгновенной интенсивности излучения участка объекта дает возможность оценить толщину слоя как 0,17 \pm 0,2 мм.

Как известно, в пристеночной области импактной струи с выходным диаметром D можно выделить несколько зон течения: область торможения потока (1–2D), переходную область, область отрыва потока. Основным объектом исследования служит область взаимодействия затопленной турбулентной струи, падающей на расстоянии H от сопла до пластины соударения (H < 6D), так как именно при этих значениях достигается высокая скорость тепло- и массопереноса [6]. Числа Рейнольдса струи на выходе из сопла лежат в диапазоне $Re_{jet} = 500-20000$ при диаметрах сопел D = 1-4 мм. Измерения проводятся с помощью тепловизионной камеры FLIR SC7700, работающей с средневолновом ИК-диапазоне (3,7–4,8 мкм) и позволяющей проводить съемку на частоте до 115 Гц (полный кадр, 640×512 пикселей) и до 450 Гц (с ограниченным разрешением).

В работе рассмотрено установившееся течение импактной затопленной струи. Таким образом, о стационарных характеристиках теплопереноса в пристеночной области дает информацию усредненная термограмма течения.



Рис. 1. (слева - направо) мгновенная термограмма, усредненная по 256 кадрам термограмма и температурные профили вдоль линии 1 для различных скоростей потока для H/D = 2.

На рис. 1 представлены (слева - направо) мгновенная, усредненная по 256 кадрам термограммы и температурные профили для различных скоростей потока. Для малых H/D < 2 изменение скорости истечения струи слабо влияет на область максимального нагрева – ламинарную зону течения $R \sim 1D$. При удалении сопла от стенки соударения H/D > 3 наблюдается зависимость значения максимального нагрева центральной области от скорости.

Исследование переходной и турбулентной области течения возможно с помощью анализа нестационарных полей локальных пульсаций температуры жидкости (рис. 2). Из температурных зависимостей от времени построены энергетические спектры турбулентных пульсаций пограничного слоя жидкости в интервале частот до 150 Гц. В области 3–6 относительных диаметров от места соударения становится возможным выделить участок с наклоном -5/3, соответствующий появлению инерционного интервала [7]. Далее при удалении от точки остановки по течению наблюдается увеличение наклона спектра до -3.



Рис. 2. Пример мгновенной термограммы и временной развертки температуры, усредненной по области 2.

Различия в виде спектров турбулентных пульсаций жидкости на различных расстояниях от точки торможения позволяет говорить о возможности выявления ламинарно-турбулентного перехода в зоне взаимодействия импактной струи с преградой. Изменение наклона энергетического спектра служит критерием турбулизации течения. Как известно, на конфигурацию течения импактной затопленной струи влияют числа Рейнольдса и относительное расстояние до среза сопла. Так, при разных параметрах эксперимента наблюдается соблюдение критерия подобия для близких чисел Рейнольдса (рис. 3а).

Для зависимости наклона спектра от H/D основное расхождение наблюдается в зоне R > 6D (рис. 36). При удалении от сопла помимо ядра струи успевает развиться сдвиговый слой струи, который оказывает влияние на область взаимодействия струи со стенкой.



Рис. 3. График зависимости наклона спектров от радиального расстояния (а) при разных скоростях на выходе из сопла V, и H/D, но близких Re_{jet} , (б) при разных H/D для D = 2 мм и $Re_{jet} = 13000$.

Увеличение числа Рейнольдса ведет к увеличению ламинарной зоны течения. Для (H/D = 2) струй жидкости с $Re_{jet} = 4 \cdot 10^3 - 10^4$ область перехода лежит в диапазоне R=1-4D (рис. 4a).



Рис. 4. (а) Зависимость относительного радиуса ламинарной области от чисел Рейнольдса (б) график наклона спектров от радиального расстояния при разных *dT*.

Разность температур между струей и окружающей жидкостью необходима для визуализации течения в ИК диапазоне. Значение разности температур для $Re_{jet} > 4000$ слабо влияет на спектральные характеристики течения в приповерхностном слое (рис. 4б); таким образом, температура выступает в роли «пассивной примеси» [7].

Обнаружено, что для относительно малых чисел Рейнольдса ($Re_{jet} < 4000$) в пристеночной области течения наблюдается «качественный» переход течения (рис. 5). До полного перехода к турбулентному течению после ламинарной области можно наблюдать кольцеобразные структуры при числах Рейнольдса $Re_{jet} = 3000-4000$.



Рис. 5. Пример термограмм двух режимов течения в пристеночной области течения импактной струи: справа $Re_{jet} = 3400$, слева $Re_{jet} = 5000$.

Второй метод, представленный в работе на основе высокоскоростной термографии, позволяет в результате кросс-корреляционного анализа динамических термограмм получать векторные поля скоростей в пограничном слое (рис. 6). Таким образом, достигается беззасевное трассирование потоков, при котором роль трассеров играют «тепловые точки».



Рис. 6. Векторное поле скоростей (усредненное по 100 кадрам) для эксперимента с параметрами: D = 3 мм, H/D = 2, $Re_{jet} \sim 4000$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено исследование пограничного слоя жидкости в пристеночной области взаимодействия затопленной струи методом высокоскоростной термографии. Получена оценка зоны визуализации пограничного слоя в разработанных методах. Для струйных течений при $Re_{jet} = 500-20000$ на расстояниях H/D = 1-6 проведен расчет амплитудных и спектральных характеристик температурных пульсаций в турбулентном пограничном слое. Выявлены области пристеночного течения, для которых энергетические спектры турбулентных тепловых пульсаций в интервале частот от 1 до 150 Гц согласуются с классическим спектром "-5/3". Показано, что разность температур между струей и окружающей жидкостью ($dT = 10-37^{\circ}$ С) слабо влияет на картину течения в области R < 6 D для $Re_{jet} > 4000$. Построены зависимости радиуса ламинарной области потока от чисел Рейнольдса. Исследованы и проанализированы мгновенные и усредненные поля скорости в пограничном слое.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-38-60186).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

D – диаметр сопла, *мм*;

V – скорость потока на выходе из сопла, m/c;

- *R* радиальное расстояние от точки торможения потока, *мм*;
- *H/D* относительное расстояние от среза сопла по поверхности соударения;

dT – разность температур между струей и окружающей жидкостью в резервуаре, °C;

Re_{jet} – число Рейнольдса, рассчитанное для параметров струи на срезе сопла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Astarita T., Carlomagno G. Applications. In: Infrared Thermography for Thermo-Fluid-Dynamics. Experimental Fluid Mechanics. Springer, Berlin, Heidelberg. 2013. 237 p.

2. Shiibara N., Nakamura H., Yamada Sh. Unsteady characteristics of turbulent heat transfer in a circular pipe upon sudden acceleration and deceleration of flow // International Journal of Heat and Mass Transfer. 113. 2017. P. 490–501.

3. Judd K.P., Smith G.B., Handler R.A., Sisodia A. The thermal signature of a low Reynolds number submerged turbulent jet impacting a free surface // Phys. Fluids. 2008. №20. P. 115102.

4. Знаменская И.А., Коротеева Е.Ю., Новинская А.М., Сысоев Н.Н. Особенности спектров турбулентных пульсаций струйных затопленных течений воды // ПЖТФ. 2016. № 13. С. 51-57.

5. Знаменская И.А., Коротеева Е.Ю., Новинская А.М., Рязанов П.А. Исследование пограничного неизотермического слоя жидкости на основе высокоскоростной термографии // РНКТ-7: Тез.докл. 2018. Т. 1, С. 92-95.

6. **Carlomagno G.M., Ianiro A.** Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance: a review. Exp. Thermal Fluid Sci. 2014. №58. P. 15–35.

7. **П.Г. Фрик**. Турбулентность: подходы и модели. Изд. 2-е, испр. и доп. М.;Ижевск: НИЦ Регулярная и хаотическая динамика. 2010. 332 с.

E.Y. Koroteeva, I.A. Znamenskaya, A.M. Shagiyanova, P.A. Ryazanov

Lomonosov Moscow State University, Russia, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1, 2, E-mail: shagiyanova@physics.msu.ru

QUANTITATIVE ANALYSIS OF DYNAMIC TERMOGRAMS OF THE WATER BOUNDARY LAYER

The high-speed infrared thermography was used for visualization of the boundary layer of the water flow. The analysis of non-stationary thermal fields allowed us to investigate the laminar-turbulent transition in the near-wall region of an impinging jet. We obtained the energy spectra of pulsations, including those close to the spectra of the known models of turbulence, and the velocityvector fields in a thin wall layer of liquid. The parameters of the turbulence transition zone were estimated for various Reynolds numbers and nozzle-to-plate distances.

The work was supported by the RFBR (grant № 16-38-60186).

INFRARED THERMOGRAPHY, BOUNDARY LAYER, SUBMERGED JET, TURBULENCE



УДК 535-94

Кудрявцева Е.Д.

Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского» ФГУП «ЦАГИ», Россия, 140181, Жуковский, Моск. обл., ул. Жуковского, д. 1, E-mail: mera@tsagi.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ, ПОЛУЧАЕМОГО ТФМ МЕТОДОМ ПО ЗАДАННОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ПЛОТНОСТИ ВОКРУГ ПРОФИЛЯ, ОБТЕКАЕМОГО ПОТОКОМ

АННОТАЦИЯ

Моделировалось применение теневого фонового метода (ТФМ) при заданном поле распределения плотности. В двумерной постановке представлены результаты расчёта смещения маркеров в поле плотности потока, обтекающего сверхкритический профиль. Расчёт проводился как в параллельных (регистрация поля маркеров через коллиматор), так и в расходящихся пучках для периодической и апериодической структур фонового экрана. Проведено сравнение полученных результатов с данными других авторов.

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ, ТЕНЕВОЙ ФОНОВЫЙ МЕТОД, ПОЛЕ ПЛОТНОСТИ, КОМПЬ-ЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

введение

Теневой фоновый метод (ТФМ, BOS) в настоящее время получил большое распространение из-за относительной простоты применения [1-3]. Однако качество изображения скачков уплотнения, полученных данным методом, по-прежнему сильно отличается от качества изображений тех же неоднородностей, полученных классическими теневыми методами. В связи с этим возник вопрос о максимальном качестве, возможном при применении ТФМ метода. Для этого была решена обратная задача: по расчётному распределению плотности потока вокруг профиля была смоделирована картина, соответствующая применению ТФМ метода.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕНЕВОГО ФОНОВОГО МЕТОДА

В качестве исходных данных было взято теоретически рассчитанное поле распределения плотности двумерного потока, рис.1.

Далее рассчитывалось значение производной вдоль координаты *ОХ*:

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{M_{i,j} - M_{i,j+1}}{s},\tag{1}$$



Рис. 1. Теоретическое распределение

где *i*, *j* - номер строки и столбца матрицы, соответственно; $M_{i,j}$ -значение элемента матрицы, *s* – масштабный коэффициент (м/пикс). Зная значение производной, по формуле из работы [1] была вычислена величина смещения вследствие рефракции Δx :

$$\Delta x = -\frac{\partial \rho}{\partial x} \cdot \frac{z^2}{2},\tag{2}$$

где *z* – размер неоднородности. Объект представляет собой профиль крыла, расположенный в рабочей части аэродинамической трубы, поэтому размер неоднородности принимается равным расстоянию между стенками рабочей части.

Фоновое изображение, необходимое для последующего кросскорреляционного анализа, создавалось в два этапа: вначале, с помощью исходного изображения, представленного на рис. 1, формировалось изображение исследуемого профиля на однородном сером поле, а затем на полученный шаблон с помощью специально написанных программ накладывалась структурированная картина, моделирующая регулярно или хаотически расположенные точки или маркеры. Примеры описанных процедур приведены на рис. 2.



Рис. 2. Шаблон фонового изображения (а) и пример периодической структуры фонового экрана (б)

Зная значение величины смещения луча от неоднородности в каждой ячейке матрицы, рассчитанное по формуле (2), можно определить пиксельное значение смещения маркерного поля и тем самым получить смоделированную картину рефракции вдоль оси *OX*. Данный метод моделирует применение ТФМ в параллельном пучке лучей, что эквивалентно регистрации изображения маркеров через коллиматор. Оптическая неоднородность при этом максимально отклоняет зондирующие световые лучи.

Применение коллиматоров в рабочих частях аэродинамических труб в некоторых случаях затруднено, ввиду отсутствия достаточного места для монтажа, обеспечивающего необходимое согласование оптических плоскостей приёмной и измерительной систем. В этом случае эксперимент осуществляется в расходящемся пучке лучей, который фиксирует фото или видеокамера, а исследуемый объект, расположенный между приемной системой и фоновым экраном, оказывается в проекции. Чтобы продемонстрировать влияние этого эффекта на конечный результат теневой визуализации, была решена задача центрального проецирования точек на фронтальную плоскость фонового экрана. Полученные в результате моделирования изображения обрабатывались с помощью программы PIVview с применением стандартных алгоритмов кросскорреляционной обработки, рис.3.



Рис. 3. Результат моделирования ТФМ по известному распределению поля плотности:

а – экран с периодической структурой в параллельном пучке лучей, б – апериодический экран в параллельном,
 в – периодический в расходящемся, г – апериодический в расходящемся

Приёмная камера для варианта с расходящимся пучком условно устанавливать на не большой высоте от профиля посередине хорды. Из полученных результатов видно, что наилучшая чувствительность ТФМ метода достигается для апериодической структуры экрана в параллельных пучках лучей.

Сравнение с данными других авторов

На рис. 4 приведена картина обтекания другого профиля, полученная в параллельных лучах с помощью прямотеневого метода.



Рис. 4. Обтекание профиля, полученное в параллельных лучах прямотеневым методом

На рис. 5а [2] приведена картина выстрела из пистолета, полученная с применением ТФМ метода, а на рис. 5б [2] – аналогичная картина, полученная прямотеневым методом.





Рис. 5. Визуализация дульной волны и вихревого кольца, возникающих при выстреле из пистолета: а – ТФМ метод, б – прямотеневая картина выстрела [2]

На рис. 6 [3] для ударной волны в плазме в канале с числом M = 2,24 представлены результаты её регистрации теневым методом (верхний кадр), ТФМ методом (средний) и её расчётное положение.



Рис. 6. Положение ударной волны в канале, полученное теневым методом (сверху), ТФМ методом (середина) и расчётное положение [3].

Из представленных результатов можно сделать вывод, что точность выделения границ оптических неоднородностей классическими теневыми методами по-прежнему выше, чем ТФМ методом. Данный факт, по-видимому, объясняется существенно меньшим числом маркеров по сравнению со всем полем неоднородности, вследствие чего в картине, сформированной классическим теневым методом участвует всё поле неоднородности, в то время как в ТФМ методе картина создаётся лишь по смещению дискретных маркеров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- В двумерной постановке по заданному распределению плотности течения вокруг профиля в параллельных и расходящихся лучах смоделирована идеальная картина обтекания, соответствующая ТФМ методу.
- Проведено сравнение полученных результатов с данными других авторов, применявших расчётный, теневой и ТФМ методы для визуализации течений
- Получено достаточно хорошее соответствие полученных результатов с аналогичными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Rüdiger Beermann** et al, Background oriented schlieren measurement of the refractive index field of air induced by a hot, cylindrical measurement object // Applied Optics Vol. 56, № 14, May 10 2017 2. **G.E.A. Meier**, Computerized background-oriented schlieren // Experiments in Fluids 33(2002) p 181-187

3. Глазырин Ф.Н., Знаменская И.А. [и др]. Исследования ударно-волнового течения в канале теневым и теневым фоновым методами // Автометрия, 2012, т 28, №3

E. D. Kudryavtseva

Federal state unitary enterprise "Central Aerohydrodynamic Institute named after professor N. E. Zhukovsky" FGUP TSAGI, Russia, 140181, Zhukovskiy, Moscow. region., Zhukovsky str., 1, E-mail: mera@tsagi.ru

SIMULATION OF THE IMAGE OBTAINED BY THE BOS FOR A GIVEN DENSITY DIS-TRIBUTION AROUND THE AIRFOIL, STREAMLINED FLOW

Simulation of the application of the Background-oriented schlieren technique (BOS) for a given density distribution field. The two-dimensional statement presents the results of the calculation of labels in the flux density field flowing around the supercritical profile. The calculation of conductors was carried out both in parallel (registration of polar markers through the collimator) and in divergent beams for periodic and aperiodic structural background screen. The results are compared with the data of other authors.

OPTICAL METHODS, BACKGROUND-ORIENTED SCHLIEREN TECHNIQUE, FIELD DEN-SITY, COMPUTER SIMULATION



УДК 535-94

*Лукахин П.О., Павлов И.Н., Расковская И.Л., Толкачев А.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, *E-mail: luxarin@mail.ru

ПОГРЕШНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРАЕВОГО УГЛА СМАЧИВАНИЯ КАПЛИ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО РЕФРАКЦИОННОГО МЕТОДА

АННОТАЦИЯ

В работе описан расчет погрешности измерения краевого угла смачивания капли дистиллированной воды объемом 15 микролитров, нанесенной на прозрачную стеклянную подложку, с помощью лазерного рефракционного метода, принцип работы которого также описан в работе. Представлена схема установки для проведения экспериментов, приведены примеры полученных изображений, описан алгоритм их обработки и ее результаты.

ЛАЗЕРНЫЙ РЕФРАКЦИОННЫЙ МЕТОД, КРАЕВОЙ УГОЛ СМАЧИВАНИЯ, ПОГРЕШ-НОСТЬ, СВОЙСТВА КАПЛИ

введение

Измерение параметров капель, лежащих на горизонтальной подложке, является весьма актуальной задачей. Большую роль в этой области играют оптические, в частности, лазерные методы измерений. Одним из таких методов является метод лазерной рефрактографии [1], который основан на зондировании исследуемой оптически неоднородной среды структурированным лазерным излучением и цифровой регистрации и обработке полученных изображений (рефрактограмм).

Лазерная рефрактография находит все более широкое применение как в чисто научных исследованиях фундаментальных проблем, так и в многообразных технических приложениях. Интерес, который привлекла к себе лазерная рефрактография в последние годы, а в частности визуализация испарения капель жидкости с твердой горизонтальной подложки вызван, прежде всего, многочисленными приложениями. Процессы, протекающие при испарении капли, находят применение в производстве наноструктур [2], создании структурированных поверхностей [3], для растягивания ДНК и РНК [4], в кристаллографии белка [5], в медицинской диагностике [6], полиграфии и многих других приложениях.

Данная работа посвящена измерению погрешности краевого угла смачивания капли на подложке лазерным рефракционным методом, разработанным на кафедре физики им. В.А. Фабриканта НИУ «МЭИ» научной группой под руководством профессора Б.С. Ринкевичюса. Для обработки и анализа полученных рефракционных изображений используется разработанная программа, написанная на высокоуровневом языке программирования общего назначения – Python, а также программный пакет Mathcad.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Рефракционный метод

Рассматриваемая в работе схема прохождения оптического излучения через каплю показана на рис. 1. Здесь изображен параллельный пучок лучей, проходящий снизу-вверх сквозь каплю, лежащую на прозрачной подложке. Изображение формы прошедшего пучка фиксируется на экране, расположенном на некотором расстоянии над каплей.



Рис. 1. Схема прохождения оптического излучения через каплю

Из рис. 1 видно, что излучение падает по нормали к границе раздела воздух/стекло, поэтому проходит без преломления через границу раздела стекло/жидкость, а затем преломляется на границе раздела жидкость/воздух, которую в данной работе будем считать сферической. Можно показать, что в случае смачивающей капли, лучи, прошедшие через крайние ее точки, формируют края рефракционного изображения, и их угол отклонения соответствует краевому углу смачивания капли в месте их прохождения. Таким образом, зная расстояние от подложки до экрана, положение краев капли и радиус рефракционного изображения капли, можно определить угол смачивания по приведенной ниже формуле (1).

Для анализа экспериментальных изображений, рассмотрим простейший случай осесимметричной капли радиусом r_0 с профилем поверхности h(r) и показателем преломления n(рис. 2).



Рис. 2. Иллюстрация геометрооптических соотношений, используемых при моделировании рефракционных изображений

На рис. 2, угол θ является краевым углом смачивания, тогда для нахождения тангенса краевого угла смачивания, можно применить формулу

$$tg\theta = \frac{R(\theta)}{z(n-1)},$$
(1)

где $R(\theta)$ – зависимость радиуса рефракционного изображения от значения краевого угла смачивания, z – расстояние от подложки с каплей до экрана, n – показатель преломления жидкости.

Экспериментальная установка

Для реализации метода была собрана и съюстирована экспериментальная установка, с помощью которой происходила регистрация изображений. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.



Рис. 3 Схема экспериментальной установки: 1 – лазер, 2 – фокусирующая линза, 3 – диафрагма, 4 – коллимирующая линза, 5 – поворотная призма, 6 – прозрачная подложка с каплей, 7 – экран, 8 – фотоаппарат

Установка состоит из оптической системы формирования широкого коллимированного лазерного пучка заданного диаметра 1 – 4, поворотной призмы 5, с помощью которой пучок направлялся вертикально, прозрачной стеклянной подложки 6, на которую помещается исследуемая капля, экрана 7 и цифровой фотокамеры 8. Используемый лазер имеет небольшую плотность мощности излучения, попадающего на каплю, а коэффициент поглощения воды и остальных прозрачных жидкостей для длины волны 633 нм мал, в ходе эксперимента можно пренебречь нагреванием капли испаряющейся жидкости лазерным излучением, которое используется для ее зондирования.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТИ

Пример экспериментальных изображений и алгоритм обработки

При зондировании капель широким коллимированным лазерным пучком наблюдались характерные рефракционные изображения, одно из которых для капли дистиллированной воды на стекле с шероховатостью порядка 10 нм показано на рис. 4.



Рис. 4 Рефракционное изображение капли

Сами рефракционные изображения формируются каплей, которая выступает в качестве жидкостной линзы. Как уже было показано, максимальный радиус изображения R определяется отклонением лучей, прошедших через край капли и зависит от показателя преломления жидкости n, расстояния до экрана z и максимального угла наклона касательной к поверхности капли.

В центре каждого изображения наблюдается тень от капли на фоне светлого пятна с радиусом зондирующего пучка. Размер рефракционного изображения больше, чем размер самой капли. Это обусловлено тем, что капля выступает в качестве жидкостной линзы с варьирующимся при ее испарении фокусным расстоянием. Анализ данных изображений позволил установить, что дугообразные участки контура формируются из-за наличия микронеоднородностей в области ЛТК [7]. Так как капля представляет собой линзу, что было сказано ранее, то отображая контуры неоднородностей, капля многократно увеличивает их.

Сам контур рефракционного изображения формируется в зависимости от шероховатости и степени загрязненности поверхности.

Полученные в результате экспериментов рефракционные изображения были обработаны с помощью оригинальной программы, написанной на языке программирования общего назначения — Python. Данная программа позволяет учитывать изменение параметров системы под каждый из экспериментов, что позволяет на выходе из программы иметь полный набор необходимых данных для анализа результатов.

Расчет погрешности краевого угла смачивания

Согласно стандартным правилам вычисления погрешностей, так как краевой угол смачивания θ является величиной, измеренной косвенным способом, то формула для расчета величины погрешности выглядит следующим образом:

$$\Delta \theta = \sqrt{\left(\frac{\partial \theta}{\partial R}\right) \Delta R^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right) \Delta z^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right) \Delta n^2}.$$
 (2)

Данная формула для расчета величины погрешности краевого угла смачивания приведена в общем виде. В частном случае для данного исследования формула имеет вид:

$$\Delta \theta = \sqrt{\left(\frac{1}{z(n-1)}\right)\Delta R^2 + \left(-\frac{R}{z^2(n-1)}\right)\Delta z^2 + \left(-\frac{R}{z(n-1)^2}\right)\Delta n^2},\tag{3}$$

где ΔR – погрешность измерения радиуса рефракционного изображения, Δz – погрешность измерения расстояния от подложки до экрана, Δn – погрешность измерения показателя преломления. Погрешность прямых измерений вычисляется как квадратный корень из суммы квадратов случайной погрешности и инструментальной, но так как расстояние от подложки до экрана измерялось только один раз, то случайную погрешность вычислить нельзя, тогда Δz состоит только из инструментальной погрешности линейки, с помощью которой оно измерялось и принимается равной 0,5 мм.

Для расчета значения погрешности, все эксперименты проведены в одинаковых условиях (использовалась одна и та же жидкость, капли одинакового объема создавались с помощью микродозатора, жестко закреплённого на основании установки, один и тот же источник излучения и диаметр пучка, одно и то же расстояние от подложки до экрана и одно и то же время регистрации изображений, а так же одинаковый алгоритм очистки подложки после испарения капли).

Погрешность измерения радиуса рефракционного изображения ΔR высчитывается следующим образом (4):

$$\Delta R = \sqrt{\Delta R_{c\pi}^2 + \Delta R_{\mu H cT}^2}.$$
 (4)

Все изображения обрабатывались с помощью программы, поэтому инструментальная погрешность измерений составляет 1 пиксель. Для расчета случайной погрешности применяется формула Стьюдента (5), включающая разность между средним арифметическим и текущим значением радиуса рефракционного изображения, а также коэффициент Стьюдента,

$$\Delta R_{c\pi} = t_{p,N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} (\bar{R} - R_i)^2}{N(N-1)}},$$
(5)

где \overline{R} – среднее арифметическое значение радиусов рефракционного изображения, $R_i - i$ -ый радиус рефракционного изображения, N – количество проведенных экспериментов, $t_{p,n}$ – коэффициент Стьюдента.

Аналогичным образом вычисляется погрешность измерения коэффициента преломления Δn .

Все рассчитанные значения погрешностей приведены в табл. 1.

Параметр	R	Z	п
Случайная погреш- ность	3,155	_	0,00011
Инструментальная погрешность,	0,053	0,5	0,0001
Суммарная погреш- ность,	2,29	0,5	0,00015

Таблица 1. Погрешности измерений

Используя полученные данные и приведенную выше частную формулу для расчета погрешности краевого угла смачивания, можно получить значение $\Delta \theta = 2,13^{\circ}$, что в среднем составляет 6,64% от абсолютного значения измеренного краевого угла смачивания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены расчеты и полученные данные определения погрешности измерении краевого угла смачивания капли жидкости объемом 15 мкл, расположенной на гладкой прозрачной подложке шероховатостью 10 нм при использовании лазерной рефракционной методики. Полученное значение краевого угла смачивания с учетом погрешности составляет 32,1 ± 2,1 градусов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. **Евтихиева О.А.** Лазерная рефрактография / Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. М.: Физматлит, 2008. 176 с.
- 2. Helseth L.E., Fischer T.M. Particle interactions near the contact line in liquid drops // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 68. P. 042 601.
- Xu J., Xia J., Hong S.W., Lin Z., Qiu Q., Yang Y. Self-assembly of gradient concentric rings via solvent evaporation from a capillary bridge // Phys. Rev. Letters. 2006. Vol. 96. P. 066 – 104.
- 4. Abramchuk S.S., Khokhlov A.R., Iwataki T., Oana H., Yoshikawa K. // Europhys. Lett., 2001. Vol. 55. P. 294 300.
- 5. **Савина Л.В.** Кристаллоскопические структуры сыворотки крови здорового и больного человека. Краснодар: Советская Кубань, 1999. 96 с.
- 6. Шабалин В.Н., Шатохина С.Н. Морфология биологических жидкостей человека. М.: Хризостом, 2001. 304 с.
- Павлов И.Н., Расковская И.Л., Толкачев А.В. Структура микрорельефа поверхности испаряющейся с шероховатой подожки капли как возможная причина гистерезиса краевого угла // ЖЭТФ, 2017. Т. 151. Вып. 4. С. 670 – 681.

P.O. Lukakhin^{*}, I.N. Pavlov, I.L. Raskovskaya, A.V. Tolkachev

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, *E-mail: luxarin@mail.ru

ERROR OF DETERMINATION OF THE CONTACT ANGLE OF WETTING DROPS BY MEANS OF A LASER REFRACTION

The paper describes the calculation of the error in measuring the wetting angle of a drop of distilled water with a volume of 15 microliters deposited on a transparent glass substrate using a laser refraction method, the principle of which is also described in the work. A setup diagram for conducting experiments is presented, examples of the obtained images are presented, an algorithm for their processing and its results are described.

LASER REFRACTIVE METHOD, EDGE OF WETTING ANGLE, ERROR, DROPS PROPERTIES



Пятнадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» Москва, 24 июня— 28 июня 2019 г.

УДК 519.245

Матвеева И.А., Мякинин О.О., Братченко И.А.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, Россия, 443086, Самара, ул. Московское шоссе, 34, E-mail: m-irene-a@yandex.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАМАНОВСКИХ СПЕКТРОВ КОЖИ СО ЗЛОКАЧЕСТВЕННОЙ МЕЛАНОМОЙ РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЙ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

АННОТАЦИЯ

Статья посвящена моделированию комбинационного (рамановского) рассеяния света методом Монте-Карло. Построена двухступенчатая модель имитации рамановского рассеяния в многослойной ткани. Использовалась двухслойная оптическая модель кожи человека. Смоделированы спектры рамановского рассеяния нормальной кожи и кожи с различными стадиями злокачественной меланомы. Проведено сравнение полученных спектров со спектрами, зарегистрированными in vivo.

ЗЛОКАЧЕСТВЕННАЯ МЕЛАНОМА, КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА, МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО, МОДЕЛИРОВАНИЕ, МОДЕЛЬ КОЖИ, РАМАНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

введение

В последние годы для диагностики и исследования злокачественных новообразований все чаще применяются такие оптические методы, как флуоресцентный анализ, спектроскопия обратного рассеяния и рамановская спектроскопия [1-3]. Спектральные отсчеты входящих в состав биологической ткани веществ представляют собой набор узких пиков, выявление которых в общем спектре не представляет трудности. Рамановские спектры различных биологических тканей специфичны и могут быть использованы для успешной дифференциации различных патологий в биологических тканях [4-5]. Последние технические достижения в разработке оборудования для рамановской спектроскопии и конструкций зондов привели к использованию эффектов рамановского рассеяния в клинических приложения [6-7]. Для выполнения измерений *in vivo* важно понимать, что регистрируемый рамановский сигнал формируется в результате поглощения и рассеяния излучения гетерогенной структурой и биохимическими составляющими кожной ткани. Следовательно, важно иметь точную модель для иллюстрации процессов распространения фотонов, рамановского возбуждения и рамановского рассеяния фотонов.

Известно, что моделирование процессов методом Монте-Карло эффективно при изучении процесса измерения автофлуоресценции кожи [8-10]. В последнее время модели, основанные на методе Монте-Карло, и другие математические модели рамановского рассеяния были
применены к многослойным биологическим тканям [11-12]. В работе Wang et al. [13] рассмотрено моделирование рамановского рассеяния методом Монте-Карло и получены рамановские спектры рассеяния нормальной кожной ткани.

Тем не менее, в упомянутых выше работах не рассматривается неоднородное распределение эффектов рамановкого рассеяния света в биологической ткани. Слои ткани имеют различные комбинационно-активные молекулы с собственными спектрами, что приводит к изменению измеряемых в естественных условиях спектров в зависимости от геометрических характеристик и состава ткани. Из сказанного выше следует, что актуальной является задача создания модели рамановского рассеяния света биообъектами методом Монте-Карло с учетом многослойности биологической ткани.

ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОЖНОЙ ТКАНИ

В качестве исследуемой ткани выбрана кожа человека. Согласно [14], кожа человека представляет собой сложную гетерогенную структуру, однако упрощенно ее можно представить состоящей из нескольких слоев. В данной работе используется двухслойная модель кожи, состоящая из эпидермиса и дермы.

Модель кожи представляется в виде куба вокселей. Каждый воксель представляет собой тот или иной тип ткани и описывается такими параметрами, как коэффициент поглощения, коэффициент рассеяния, фактор анизотропии, показатель преломления и концентрация исследуемых компонентов кожи (рис. 1).



Рис. 1. Двухслойная модель кожи человека

Для вычисления оптического коэффициента рассеяния для каждого из слоев кожи используются формулы (1) и (2):

$$\mu_{\rm s}' = a \cdot \left(\frac{\lambda}{500}\right)^{-b},\tag{1}$$

$$\mu_{s}' = \mu_{s} \cdot (1 - g). \tag{2}$$

Для вычисления оптического коэффициента поглощения для каждого из слоев кожи используется формула (3):

$$\mu_{a} = BS\mu_{a.oxy} + B(1-S)\mu_{a.deoxy} + W\mu_{a.wat} + F\mu_{a.fat} + M\mu_{a.mel} + 2,3C_{b}\varepsilon_{b} + 2,3C_{\beta C}\varepsilon_{\beta C}.$$
(3)

Коэффициенты *a*, *b*, коэффициенты поглощения веществ и коэффициенты экстинкции билирубина и бета-каротина находятся по графикам, приведенным в [15]. Референсные значения концентраций билирубина и бета-каротина в крови – 8,5...20,5 пмоль/мм³ и 0,19...1,58 пмоль/мм³, соответственно [16, 17]. Для расчета значения концентраций билирубина и бета-каротина взяты равными 12 и 0,7 пмоль/мм³, соответственно, для слоев кожи, содержащих кровь, и 0 пмоль/мм³ для слоев кожи, не содержащих кровь. Объемная доля кислорода в ткани выбирается из [15], объемную долю жира равна 1 для слоя подкожного жира и 0 для остальных слоев. Объемная доля меланина принимается равной за 0,01 для слоев, содержащих меланин (роговой слой, эпидермис и базальная мембрана) и 0 для остальных слоев. Объемные доли воды и крови взяты из [14]. Показатели преломления и анизотропии рассеяния, а также толщина каждого слоя взяты из [15].

В качестве основного компонента кожи, который формирует неоднородности в ткани, обусловленные патологическими процессами при злокачественной меланоме, выбран меланин (рис. 2a) [18].



Рис. 2. Рамановские спектры: а) меланина; б) нормальной кожи

В качестве рамановского спектра нормальной кожи взят усредненный рамановский спектр нормальной кожи нескольких пациентов (рис. 2б).

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО МОДУЛЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАМАНОВ-СКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА МНОГОСЛОЙНОЙ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНЬЮ

Описание алгоритма

Алгоритм программного модуля для моделирования рамановского рассеяния света многослойной биологической тканью состоит из основной программы (рис. 3) и подпрограммы транспорта фотонов, разработанной на основе алгоритма, предложенного Wang and Jacques [19-20].



Рис. 3. Основная программа моделирования рамановского рассеяния света многослойной биологической тканью методом Монте-Карло

Главный цикл подпрограммы выполняется *N* раз, где *N* – количество запускаемых фотонов. Это количество выбирается, исходя из оптимального соотношения требуемой точности моделирования и мощности вычислительных ресурсов.

Для каждого фотона происходит установка его начальной координаты (установка координат источника света) и траектории. Далее в точке, где находится фотон, определяется тип ткани и оптические коэффициенты ткани на данной частоте. Задается статус фотона (ALIVE) и вес фотона *W* в соответствии с формулой начального веса фотона (4):

$wRaman = Fex(x; y; z) \cdot \mu Raman \cdot (sRaman1 \cdot C1 + \dots + sRamanN \cdot CN).$ (4)

Подпрограмма входит в цикл, который выполняется, пока статус фотона ALIVE, то есть пока фотон не поглощен тканью или не вышел из ткани. Далее при помощи функции получения рандомного числа определяется макрошаг, и программа входит в цикл, который длится, пока макрошаг больше нуля. В начале цикла выбирается микрошаг. Отличие между шагом и микрошагом состоит в следующем. Шаг – это расстояние, которое проходит фотон по прямой, пока не произойдет изменение траектории. Микрошаг – часть шага, проходя которую фотон теряет часть энергии и может перейти из одного слоя ткани в другой. При этом фотон не изменяет свою траекторию.

После выбора микрошага вычисляется координата z фотона и проверяется условие, отрицательное ли z и отразился ли фотон назад. Если оба условия выполняются, то фотон приобретает статус DEAD, а весь вес фотона W прибавляется к элементу массива $J[i_x][i_y]$. Это массив, в котором накапливается энергия фотонов, вышедших из ткани к поверхности, где гипотетически расположен приемник отраженного излучения.

Если статус фотона ALIVE, то часть веса фотона прибавляется к элементу массива $\mathbf{F}[i_x][i_y][i_z]$, в котором накапливается энергия фотонов, поглощенная тканью.

Далее проверяется условие, вышел ли фотон за пределы вокселя. Если нет, то значение шага обнуляется. Если же фотон вышел за пределы прежнего вокселя, производится коррекция шага и микрошага. Затем проверяется условие, вышел ли фотон за пределы объема моделируемой ткани. Если условие выполняется, фотон приобретает статус DEAD, а шаг обнуляется. Если фотон вылетел к гипотетическому приемнику света, оставшийся вес фотона прибавляется к элементу массива $J[i_x][i_y]$.

Если фотон остался в объеме исследуемой ткани, то производится определение типа ткани и оптических коэффициентов ткани для данной частоты в новой точке. Этот цикл, как уже было сказано, повторяется до тех пор, пока макрошаг больше нуля.

После выхода из цикла при помощи функции получения рандомного числа устанавливается новая траектория фотона, и фотон проходит процедуру рулетки. В результате статус фотона и его вес может измениться.

Вышеописанные действия повторяются для каждого фотона из *N*. После того, как все *N* фотонов прошли свой путь, рассеялись или поглотились, и массивы $J[i_x][i_y]$ и $F[i_x][i_y][i_z]$ заполнились, осуществляется переход новым нормированным значениям.

В основной программе при помощи подпрограммы осуществляется возбуждение фотонов на частоте излучения источника. Далее для каждой частоты, взятой с некоторым шагом из интервала частот, для которого необходимо получить спектр рамановского рассеяния, и для каждого вокселя моделируется эмиссия – выполняется та же самая подпрограмма, только в качестве частоты берется одна из частот из вышеуказанного интервала, а в качестве источника излучения используется точечный источник. Так как часть фотонов, которые испытают рамановское рассеяние, очень мала по сравнению с общим количеством фотонов, используемых на этапе возбуждения, для обеспечения точности моделирования на этапе эмиссии необходимо использовать большое количество фотонов, а потом выполнить перерасчет результатов с учетом выхода рамановского рассеяния. Далее осуществляется сохранение результатов, и программа завершается.

Описание программного модуля

Код программы написан на языке С#. Модель кожи представляется в виде куба вокселей (размер вокселя – 0,01 мм). Форма, размер и положение источника света задается пользователем. Приемником света является верхняя поверхность ткани (т. е. регистрируется отраженный свет). Оптические свойства ткани и хромофоров задаются в виде массивов, каждый элемент которого соответствует определенной длине волны. Рассчитанный программой рамановский спектр сохраняется в виде текстового файла.

В программе реализована возможность изменения пользователем формы источника излучения, длины волны, радиуса, минимальной ширины и фокуса (для гауссова пучка), координат пучка и числа моделируемых фотонов. Также можно изменять геометрические параметры ткани, ширину слоев и соответствующие им типы ткани.

ТЕСТИРОВАНИЕ РАЗРАБОТАННОГО МОДУЛЯ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ СПЕКТРАМИ

В ходе тестирования разработанного модуля моделировалась двухслойная ткань размером $3 \times 3 \times 5$ мм, то есть $300 \times 300 \times 500$ вокселей (рис. 1). Слой эпидермиса моделируется равным 0,2 мм, а слой дермы – 4,8 мм.

Источник излучения – точечный пучок частотой 785 нм, расположенный в начале координат. Направление света – перпендикулярно ткани. Число моделируемых фотонов на I этапе (этапе поглощения) – 1 000 000, а на II этапе (этапе излучения) – 1 000 фотонов на каждый воксел. Моделируется часть рамановского спектра кожи в диапазоне от 1200 до 1800 см⁻¹ с шагом 5 см⁻¹.

В формуле (4) величина µ*Raman* определяется по формуле (5):

$$\mu Raman = 1/\lambda^4. \tag{5}$$

В данной работе в качестве компонента кожи, формирующего неоднородности, используется меланин (рис. 2, а), а фоном для неоднородностей служит рамановский спектр нормальной кожи (рис. 2, б). Другими словами, в модели кожи присутствует два рамановски активных компонента: нормальная кожа и меланин. Таким образом, в формуле (4) *N* равно 2.

Злокачественная меланома моделируется в виде слоя кожи с содержанием меланина, отличным от его содержания в нормальной коже, а именно 30%. При моделировании стадий злокачественной меланомы в данной работе используется классификация по А. Бреслоу [21]. По Бреслоу меланомы различаются по толщине:

- опухоли, имеющие толщину дермального компонента менее 0,75 мм;

- *−*0,75 мм *−*1,5 мм;
- 1,51 мм 3,0 мм;
- 3,0 мм 4,0 мм;
- более 4,0 мм.

С помощью разработанного программного модуля получены рамановские спектры кожи человека со злокачественной меланомой различной толщины (рис. 4, а). Как видно из рис. 4а, при увеличении толщины опухоли h рамановский спектр кожи человека изменяется преимущественно в диапазонах от 1325 до 1425 см⁻¹ и от 1500 до 1650 см⁻¹. Это ожидаемое изменение, так как рамановский спектр меланина (рис. 2а) также демонстрирует большие значения интенсивности в указанных диапазонах.

Проведено сравнение полученных с помощью программного модуля рамановских спектров (рис. 4a) с усредненными экспериментальными рамановскими спектрами здоровой кожи и кожи с различными стадиями злокачественной меланомы, полученными с помощью усреднения *in vivo* спектров некоторого числа пациентов. Экспериментальные спектры зарегистрированы при помощи лабораторной спектроскопической системы [22]. И экспериментальные спектры, и спектры, полученные при помощи алгоритма, с развитием заболевания демонстрируют увеличение значений интенсивности в диапазонах от 1325 до 1425 см⁻¹ и от 1500 до 1650 см⁻¹. В случае экспериментальных спектров можно заметить изменения и в других спектральных диапазонах. Отсутствие указанных изменений в моделируемых спектрах объясняется упрощенностью, используемой в работе оптической модели. Известно, что при развитии злокачественной меланомы изменения в составе кожи не ограничиваются меланином, изменения затрагивают такие компоненты, как, например, триолеин и керамид [18]. Изучение их влияния на рамановский спектр кожи человека вызывает интерес.



Рис. 4. Рамановские спектры кожи человека без заболевания и со злокачественной меланомой различных стадий: а) полученные с помощью разработанного программного модуля; б) полученные с помощью усреднения экспериментальных спектров, полученных *in vivo*

Для определения характера изменения интенсивности рамановского спектра при увеличении толщины опухоли построены зависимости значения в спектре на длине волны 1575 см⁻¹ от толщины опухоли для случая экспериментальных спектров и полученных при помощи алгоритма (рис. 5).

Как видно из рис. 5, в случае спектров, смоделированных при помощи алгоритма, зависимость носит экспоненциальный характер. При все большем увеличении толщины опухоли изменения становятся менее выраженными, интенсивность отраженного излучения асимптотически приближается к некоторому предельному значению. Это объясняется тем, что глубина проникновения падающего излучения в биологическую ткань конечна и определяется оптическими свойствами ткани и длиной волны излучения. Для случая экспериментальных спектров вид зависимости значения в спектре на длине волны 1575 см⁻¹ от стадии развития злокачественной меланомы получить не представляется возможным по причине отсутствия точных данных о толщине опухоли у пациентов, чьи рамановские спектры кожи использовались для получения усредненных спектров. Однако знание о стадиях развития заболевания позволяет сделать вывод, что зависимость пропорциональна стадии.



Рис. 5. Зависимость значения рамановского спектра при величине рамановского сдвига 1575 см⁻¹ от толщины опухоли (для моделируемых спектров) или стадии злокачественной меланомы (для экспериментальных спектров)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе создана оптическая модель кожной ткани человека, разработан программный модуль для моделирования рамановского рассеяния света многослойной биологической тканью, а также проведено его тестирование.

В ходе тестирования алгоритма получены рамановские спектры кожи человека со злокачественной меланомой различной толщины (разных стадий по Бреслоу). В качестве компонента кожи, изменяющегося при развитии заболевания, используется меланин.

Выявлено, что при увеличении толщины опухоли наблюдается увеличение значений интенсивности получаемых рамановских спектров в диапазонах от 1325 до 1425 см⁻¹ и от 1500 до 1650 см⁻¹, что обусловлено видом рамановского спектра меланина. Сравнение полученных спектров с экспериментальными показало аналогичные изменения. Зависимость интенсивности получаемых рамановских спектров при увеличении толщины опухоли носит экспоненциальный характер и асимптотически приближается к некоторому предельному значению, что обусловлено конечной глубиной проникновения падающего излучения в биологическую ткань.

Вызывает интерес возможные изменения рамановского спектра в случае изменения в ходе развития злокачественной меланомы концентраций отдельных компонентов кожи, таких как триолеин и керамид. Кроме того, знание результатов гистологических исследований пациентов, а именно точных размеров меланом, позволило бы определить вид зависимости интенсивности рамановских спектров от толщины опухоли.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

 μ_{s}' – приведенный коэффициент рассеяния, мм⁻¹;

а, b – коэффициенты, характеризующие рассеяние;

λ – длина волны излучения, нм;

 μ_{s} – коэффициент рассеяния, мм⁻¹;

g – анизотропия рассеяния;

 μ_a – коэффициент поглощения, мм⁻¹;

В – объемная доля крови в ткани;

S – объемная доля кислорода в ткани;

 $\mu_{a.oxy}$ – коэффициент оптического поглощения кислорода, мм⁻¹;

 $\mu_{a.deoxy}$ – коэффициент оптического поглощения диоксида кислорода, мм⁻¹;

W – объемная доля воды в ткани;

 $\mu_{a.wat}$ – коэффициент оптического поглощения воды, мм⁻¹;

F – объемная доля жира в ткани;

 $\mu_{a.fat}$ – коэффициент оптического поглощения жира, мм⁻¹;

М – объемная доля меланина в ткани;

 $\mu_{a.mel}$ – коэффициент оптического поглощения меланина, мм⁻¹;

 C_b – концентрация билирубина в ткани, моль;

 ε_b – коэффициент экстинкции билирубина, (мм·моль)⁻¹;

 $C_{\beta C}$ – концентрация бета-каротина в ткани, моль;

 ϵ_{BC} – коэффициент экстинкции бета-каротина, (мм·моль)⁻¹;

W – текущий вес фотона;

wRaman – начальный вес фотона;

Fex(x, y, z) – массив энергий, полученный в результате поглощения фотонов на первом шаге;

µRaman – вероятность рамановского рассеяния (зависит от длины волны поглощаемых фотонов);

sRaman1 ··· *sRamanN* – интенсивность рамановского рассеяния (зависит от длины волны рассеянного фотона);

*C*1 ··· *CN* – концентрации компонентов модели;

ALIVE – статус фотона, когда он имеет достаточный вес и способен перемещаться;

DEAD – статус фотона, когда он имеет недостаточный для перемещения вес.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Arridge S.R., Hebden, J.C. Optical imaging in medicine: II. Modelling and reconstruction // Physics in Medicine & Biology, 1997. T. 42. №. 5. C. 841.
- 2. **Tuchin V.V.** Handbook of optical biomedical diagnostics / Valery V. Tuchin. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2002. P. 443.
- 3. Wilson B.C., Tuchin V.V., Tanev S. (ed.). Advances in biophotonics. IOS Press, 2005. T. 369.
- 4. **Popp J., Krafft C., Mayerhöfer T.** Modern Raman spectroscopy for biomedical applications: A variety of Raman spectroscopical techniques on the threshold of biomedical applications // Optik & Photonik, 2011. T. 6. №. 4. C. 24-28.
- 5. Dieing T., Hollricher O., Toporski J. Confocal Raman Microscopy. Springer, 2011. P. 23.
- 6. Lui H. et al. Real-time Raman spectroscopy for in vivo skin cancer diagnosis // Cancer research, 2012. C. canres. 4061.2011.

- 7. **Zhao J. et al.** Integrated real-time Raman system for clinical in vivo skin analysis // Skin Research and Technology, 2008. T. 14. № 4. C. 484 492.
- 8. **Zeng H. et al.** Reconstruction of in vivo skin autofluorescence spectrum from microscopic properties by Monte Carlo simulation // Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 1997. T. 38. №. 2-3. C. 234 240.
- Chen R. et al. Monte Carlo simulation of cutaneous reflectance and fluorescence measurements–The effect of melanin contents and localization // Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 2007. T. 86. № 3. C. 219 226.
- 10. Wang S. et al. Monte Carlo simulation of near infrared autofluorescence measurements of in vivo skin // Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 2011. T. 105. № 3. C. 183 189.
- 11. **Pavlova I. et al.** Fluorescence spectroscopy of oral tissue: Monte Carlo modeling with site-specific tissue properties // Journal of biomedical optics, 2009. T. 14. № 1. C. 014009.
- Pavlova I. et al. Monte Carlo model to describe depth selective fluorescence spectra of epithelial tissue: applications for diagnosis of oral precancer // Journal of biomedical optics, 2008. T. 13. № 6. C. 064012.
- 13. Wang S. et al. Monte Carlo simulation of in vivo Raman spectral Measurements of human skin with a multi-layered tissue optical model // Journal of biophotonics, 2014. T. 7. № 9. C. 703 712.
- 14. **Meglinski I., Doronin A., Bashkatov A.N., Genina E.A., Tuchin V.V.** Computational Biophysics of the Skin, ed. by B. Querleux, Chapter 2 Dermal Component–Based Optical Modeling of Skin Translucency: Impact on Skin Color (Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2014).
- Jaques S.L. Optical properties of biological tissues: a review // Phys. Med. Biol., 2013. 58. P 37 - 61.
- 16. **HEALTH-UA.ORG** [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://www.healthua.org/faq/gepatologiya/397.html. (Дата обращения: 14. 03. 2019).
- 17. **Лабораторная служба Хеликс** [Электронный ресурс]. Режим доступа: http://www.he-lix.ru/kb/item/06-187. (Дата обращения: 14. 03. 2019).
- Feng X. et al. Raman active components of skin cancer // Biomedical optics express, 2017.
 V. 8. № 6. P. 2835 2850.
- Wang L., Jacques S.L., Zheng L. MCML—Monte Carlo modeling of light transport in multilayered tissues // Computer methods and programs in biomedicine, 1995. T. 47. № 2. C. 131 – 146.
- Wang L. et al. CONV- convolution for responses to a finite diameter photon beam incident on multi-layered tissues // Computer methods and programs in biomedicine, 1997. T. 54. № 3. C. 141-150.
- 21. Меланома Юнит Израиль [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://melanomaunit.ru/melanoma-diagnostics/klassifikatsiya-melanomy/. (Дата обращения: 14.03.2019).
- 22. **Khristoforova Y.A. et al.** Optical diagnostics of malignant and benign skin neoplasms // Procedia engineering, 2017. T. 201. C. 141 147.

I.A. Matveeva, O.O. Myakinin, I.A. Bratchenko

Samara National Research University, Russia, 443086, Samara, Moskovskoe Shosse st., 34A, E-mail: m-irene-a@yandex.ru

MONTE CARLO RAMAN SPECTRA MODELLING OF MALIGNANT MELANOMA CANCER STAGES

The report is concerned to Monte Carlo modelling of Raman scattering. A two-step model of Raman scattering in a multi-layered tissue has been built. A two-layer human skin optical model has been created. Monte Carlo simulation were performed to record Raman spectra of normal skin and skin with different stages of Malignant Melanoma (MM). The reconstructed Raman spectra with the in vivo Raman spectra have been compared.

MALIGNANT MELANOMA, MODELLING, MONTE CARLO METHOD, RAMAN SCATTER-ING, SKIN MODEL



Пятнадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» Москва, 24 июня— 28 июня 2019 г.

УДК 536.521

*Мацюк А.С., **Печинская О.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, ^{*}e-mail: aleksmacuk96@gmail.com ^{**}e-mail: olkaown@yandex.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПИРОМЕТРА СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ В САПР ZEMAX

АННОТАЦИЯ

В работе описана модель оптической системы пирометра спектрального отношения, выполненная в САПР Zemax. Моделирование выполнено как в режиме последовательных, так и непоследовательных компонентов. Приведены параметры оптической системы пирометра с линзовой частью двух типов: одиночная линза и одиночная линза в паре с объективом микроскопа. Получены диаграммы пятен рассеяния, распределения освещённости в поперечном сечении пучка, а также средние значения полной мощности излучения в фокальной плоскости оптической системы. Даны рекомендации по устранению паразитных засветок в пирометре, а также по дальнейшему усовершенствованию объектива пирометра.

ПИРОМЕТР СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ, ДИАГНОСТИКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛА-МЕНИ, ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ, НЕПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ

введение

Пирометр спектрального отношения, оптическая система которого моделируется в работе, позволяет измерять температуру пламени в диапазоне 1000-2500 К [1]. Томографический подход, используемый для построения системы измерений локальных температур пламени, как правило, требует наличия большого числа оптико-электронных каналов (трактов), включающих в себя дорогостоящие объективы и камеры. Отличительной особенностью данного пирометра является наличие системы сканирующих зеркал, что позволяет реализовать пять каналов, каждый из которых передаёт в основную оптическую систему пирометра излучение от локальной области газового пламени. Применение качающихся зеркал позволяет сканировать газовое пламя в окрестностях выделенной локальной области. Моделирование выполнено для трёх длин волн линий спектра водяного пара: 0,98 мкм; 1,38 мкм; 1,48 мкм [1]. Схема расположения зеркал приведена на рис. 1. Зеркала расположены на окружности диаметром 700 мм. Таким образом реализуются четыре измерительных канала и один мультиплексирующий: зеркало 1 – объектив. Последующая оптическая система концентрирует излучение на приёмной апертуре пирометра – торце волоконного жгута диаметром 3 мм. Для разделения излучения по спектральным каналам, волокна жгута разделяются на три пучка. Излучение из каждого пучка, пройдя узкополосный интерференционный фильтр, обеспечивающий пропускание на одной из исследуемых длин волн, попадает на фотодиод.

Температура пламени определяется через отношение интенсивностей излучения, измеренных в различных спектральных каналах,

$$T = \frac{A}{\lg(I_{\lambda 1}/I_{\lambda 2}) + B}$$

где A, B – нормировочные коэффициенты, $I_{\lambda 1}, I_{\lambda 2}$ – интенсивности излучения на длинах волн $\lambda 1, \lambda 2$ соответственно. Как было сказано выше, для разделения излучения по спектральным каналам волокна жгута распределяются примерно поровну на три части, при этом не ясно, насколько равномерно произошло это разделение. Можно ожидать, что в какой-то пучок попадёт больше волокон из более освещённой части приёмной апертуры и тогда доли излучения, попавшего в каждый спектральный канал, будут не равны. Таким образом, целью моделирования оптической схемы пирометра спектрального отношения является анализ распределения освещённости по плоскости входного торца волоконного жгута.



Рис. 1. Схема измерений с использованием томографического подхода: 1 – исследуемая область пламени, 2 – пирометр спектрального отношения, 31 – мультиплексирующее зеркало, 32 – 35 – сканирующие зеркала

Для моделирования оптики пирометра использовались плоские круглые зеркала PF20-03-M01 с золотым отражающим покрытием [2] диаметром 50,8 мм и одиночная линза LBF254-050 с фокусным расстоянием 50 мм фирмы ThorLabs. Линза рассчитана на минимум сферической аберрации. Выбрана линза без покрытия, так как предлагаемый производителем ассортимент покрытий в ИК-области (0,65 – 1,05 мкм или 1,05 - 1,70 мкм) не обеспечивает пропускания во всём диапазоне от 0,98 мкм до 1,48 мкм [3]. Кроме того, была смоделирована оптическая схема с использованием объектива 8×0,2 микроскопа из состава скамьи ОСК-2 производства Новосибирского приборостроительного завода (ПО НПЗ). Микрообъектив применяется для увеличения диаметра светового пятна в плоскости торца волоконного жгута.

Переключение между зеркалами пирометра смоделировано как в последовательном, так и в непоследовательном режимах с использованием мульти-конфигурации. Анализ передачи излучения по всему тракту пирометра с учётом свойств источника излучения и потерь на отражение выполнен в непоследовательном режиме, который также более подходит для создания неизображающих систем и пространственных систем с наличием нескольких каналов [4].

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование в последовательных компонентах

Моделирование оптической схемы пирометра в последовательных компонентах выполнено с применением режима мульти-конфигурации. В последовательных компонентах излучение последовательно проходит оптические элементы тракта, расположенные на оси оптической системы. Каждый измерительный канал, кроме первого, содержит два зеркала, мультиплексирующее зеркало 1 направляет излучение в объектив пирометра. В канале 1 излучение испытывает одно отражение: на зеркале 1. В редакторе режима мульти-конфигурации (рис. 2) действие первого по ходу луча зеркала игнорируется для канала 1 с помощью операнда Ignore (IGNR). Номера конфигураций соответствуют номеру измерительного канала. В данном редакторе также задаются расстояния между зеркалами в каналах 2-5 и угловое положение зеркал.

	-									
Edit Solves Tools View Help										
Activ	e : 1/5	Config 1*		Config 2		Config 3		Config 4		Config 5
1: IGN	R 1	1		0		0		0		0
2: IGN	R 2	1		0		0		0		0
3: IGN	R 3	1		0		0		0		0
4: IGN	R 9	1		0		0		0		0
5: IGN	R 10	1		0		0		0		0
6: IGN	R 7	0		1		1		1		1
7: IGN	R 8	0		1		1		1		1
8: THI	с 6	-500.000		500.000	Ρ	500.000	Ρ	500.000	Ρ	500.000 P
9: THI	с 3	-500.000		-495.000		-676.150		-676.150	Ρ	-495.000 P
10: PA	* 1	45.000		22.500		7.500		-7.500	Ρ	22.500 P
11: PA	* 4	45.000		67.500		52.500		37.500		-22.500

Multi-Configuration Editor

Рис. 2. Окно редактора мульти-конфигурации

На рис. 3 и 4 показаны: пример заполнения таблицы конструктивных параметров (LDE) для первой конфигурации и ход лучей для каждого измерительного канала.

🜔 Le	🔐 Lens Data Editor: Config 1/5												
Edit	Edit Solves View Help												
\$	Surf:Type Radius T		Thickness	Thickness Glass			Semi-Diameter			Tilt About X			
OBJ	Standard	Infinity	350.000				1.000						
1	Coordinat		0.000		-		0.000				45.000		
2*	Standard	Infinity	0.000		MIRROR		25.400	U					l
3	Coordinat		-500.000		-		0.000				22.500	Ρ	l
4	Coordinat		0.000		-		0.000				45.000		
5*	Standard	Infinity	0.000		MIRROR		25.400	Ρ					ĺ
6	Coordinat		-500.000		-		0.000				45.000	Ρ	l
*	Standard	-30.060	-6.500		N-BK7		12.700	U					
8*	Standard	172.000	-50.479				12.700	Ρ					
9*	Standard	30.060	6.500		n-bk7		12.700	U					l
10*	Standard	-172.000	49.238	Μ			12.700	Ρ					l
IMA	Standard	Infinity	-				1.500	U					

Рис. 3. Пример заполнения таблицы редактора LDE для канала 1: затенены области, не участвующие в построении оптической схемы данного канала

Переключение между каналами осуществляется последовательной сменой конфигураций, значения варьируемых параметров приведены в таблице 1.

таблица т ттараметры ехемы для разпых копфитурации в последовательном режиме									
Параметр	Канал 1	Канал 2	Канал 3	Канал 4	Канал 5				
Расстояние между	_	- 495,00	- 676,15	- 676,15	- 495,00				
зеркалами, мм									
Угол поворота зер-	_	22,5	7,5	- 7,5	22,5				
кал 2-5*, °									
Угол поворота зер-	45	67,5	52,5	37,5	- 22,5				
кала 1, °									

Таблица 1 Параметры схемы для разных конфигураций в последовательном режиме

* В соответствии с номером конфигурации





Рис. 4. Ход лучей в последовательном режиме: одновременно отображается только один канал

Излучающий объект задан в виде плоского диска диаметром 2 мм, что соответствует размеру исследуемой локальной области пламени. Поскольку размер источника составляет 2 мм, а дальность наведения варьируется от 850 мм до 1526,15 мм (расстояние от центра источника излучения до объектива), угловой размер источника также изменяется при переключении каналов от 8' до 4,5', что позволяет считать пучки практически осевыми.

Моделирование в непоследовательном режиме

Задание оптических элементов в редакторе Non-Sequential Component Editor (NSCE)

Применение режима последовательных компонентов не позволяет оценить распределение освещённости на торце волоконного жгута с учётом свойств источника, потерь на отражение, паразитных бликов и т.д., поэтому было выполнено моделирование в непоследовательном режиме. Здесь положение элементов задаётся в произвольном порядке, при этом все элементы оптической схемы отображаются и принимают участие в формировании изображения одновременно, если пользователем не определено по-другому. В окне редактора NSCE (рис. 5) для каждого элемента оптической системы указывается его тип, номер опорного элемента (Ref Object), координаты (X, Y, Z Position), а также значения углов поворота вокруг соответствующих осей (Tilt About X, Y, Z).

Non-Sequential Comp	Non-Sequential Component Editor: Config 1/5										
Edit Solves Errors De	dit Solves Errors Detectors Database Tools View Help										
Object Type	Y Position	Z Position	Tilt About X	Material	# Layout Rays	# Analysis Rays	Power 🔺				
1 Source Vo	0.000	0.000	0.000	-	2000	3000000	=				
2 Standard	-350.000	0.000	-45.000	MIRROR	0.000	0.000					
3 Standard	0.000	-350.000	22.500	MIRROR	0.000	0.000					
4 Standard	303.110	-175.000	67.500	MIRROR	0.000	0.000					
5 Standard	303.110	175.000	-67.500	MIRROR	0.000	0.000					
6 Standard	0.000	350.000	-22.500	MIRROR	0.000	0.000					
7 Standard	-350.000	500.000	0.000	N-BK7	30.060	0.000					
8 Standard	0.000	52.700	0.000	ABSORB	0.000	0.000					
9 Detector	0.000	0.100	0.000	ABSORB	1.500	1.500					

Рис. 5. Окно редактора NSCE (фрагмент)

Число отображаемых лучей указывается в поле #Layout Rays, число трассируемых лучей – в поле # Analysis Rays. Последующие параметры индивидуальны для каждого типа объекта (элемента оптической системы). Для выбранного типа источника излучение распространяется в полный телесный угол равновероятно по всем направлениям. На рис. 6 показана схема с ходом лучей для пятого измерительного канала. Несмотря на то, что пучки испытывают несколько переотражений, на приёмную площадку попадает лишь малая часть отображаемых лучей: 1 из 20 000. Для расчёта освещённости на приёмнике трассируется большее число лучей, в данном случае 30 000 000.



Рис. 6 Оптическая схема пирометра в непоследовательном режиме: канал 5

Для переключения между измерительными каналами, как и в предыдущем случае, используется режим мульти-конфигурации, где варьируемым параметром будет угол поворота мультиплексирующего зеркала 1 – угол между осью Z и нормалью к зеркалу (таблица 2).

Таблица 2 Параметры схемы для разных конфигураций в непоследовательном режиме

Tuomingu 2 Hupum	егры елемы дл	n pusiibin konqin	predim p menor	ested open estimation	pennine
Параметр	Канал 1	Канал 2	Канал 3	Канал 4	Канал 5
Угол поворота зеркала 1, °	-45,0	-67,5	-52,5	-37,5	-22,5

Смена знака угла поворота зеркал обусловлена тем, что в последовательных компонентах оптическая ось вместе с системой координат разворачивается при отражении от зеркала, а в непоследовательных система координат остаётся неподвижной.

Задание свойств источника и приёмника

В качестве излучающего объекта был выбран объёмный эллиптический источник (Source Volume Ellipse) типа АЧТ (рис. 7), излучающий в диапазоне от 0,98 мкм до 1,48 мкм, температура 1750 К – середина диапазона температур, измеряемых пирометром. Выбранный тип объекта позволяет задать источник, имеющий форму шара, если размеры полуосей эллипсоида одинаковы по трём осям. В данном случае был смоделирован шар радиусом 50 мм, что соответствует диаметру измеряемого поля 100 мм [1].

Object 1 F	roperties		? ×						
Type Coat/Scatter So	catter To Face Bulk S	Scatter GRIN Diffraction	Sources Draw						
Only source objects use these properties.									
🔽 Random Polarization	n	🦳 Reverse Rays							
Jx:		Jy:							
X-Phase:		Y-Phase:							
Initial Phase (deg):	0.000000	Coherence Length:	0.000000						
Pre-Propagation:	0.000000	Bulk Scatter:	Many 💌						
Array Type:	None 💌	Sampling Method:	Random 💌						
Source Color:	Black Body Spectrum		•						
Temp 1750									
Spectrum: 3	Wavelengths Fro	om 0.980000	То 1.480000						
Spectrum File:	SAMPLE SPECTRUN	11.SPC	_						
Fit: X = 0.00	00, Y = 0.0000, Z = 0.0000								
Previous Object	Next Object	View Object							
	[ОК Отма	ена Справка						

Рис. 7. Окно задания свойств источника

Прямоугольный приёмник (тип объекта Detector Rect) имеет размеры 1,5 мм × 1,5 мм (полуширина в координатах X, Y). Для имитации круглой приёмной площадки вплотную перед приёмником размещена диафрагма диаметром 3 мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Последовательный режим

Схема без микрообъектива

Одиночной линзой излучение концентрируется в пятне диаметром порядка 1 мм. На диаграмме, приведённой на рис. 8 видно, что излучение на длине волны 0,98 мкм засвечивает большую площадь, нежели излучение остальных длин волн. Диаметр пятна для 1,38 мкм – 0,85 мм, для 1,48 мкм – 0,78 мм. Такое распределение излучения обусловлено хроматической аберрацией, неустранимой для одиночной линзы. При смещении плоскости приёмника соотношение размеров пятен для разных длин волн будет меняться, но невозможно найти плоскость, в которой излучение всех трёх длин волн засвечивало бы приёмную площадку одинаково. Таким образом, невозможно прогнозировать, в какой пропорции произойдёт разделение излучения разных длин волн по волокнам, а значит – и как излучение распределится по спектральным каналам.

В таблице 3 приведены радиусы пятен и положение плоскости установки приёмной площадки относительно последней преломляющей поверхности линзы для всех конфигураций. Значения для каналов 2, 5 и 3, 4 совпадают в силу симметричного расположения зеркал.

Параметр	Канал 1	Канал 2,5	Канал 3,4
Положение плоскости приёмника, мм	50,5	49,2	49,0
Максимальный радиус пятна, мм	0,54	0,50	0,49





Рис. 8. Диаграмма рассеяния в плоскости установки приёмника для всех полевых углов и длин волн. Здесь и далее: синий цвет соответствует $\lambda = 0,98$ мкм, зелёный – $\lambda = 1,38$ мкм, красный – $\lambda = 1,48$ мкм

При переключении каналов положение фокальной плоскости смещается в пределах 1,5 мм и может быть скомпенсировано как перемещением линзы, так и перемещением плоскости приёмника. В первом случае размеры фокальных пятен также будут меняться в незначительных пределах.

Схема с микрообъективом

Для обеспечения полной засветки входной апертуры волоконного жгута схема была дополнена микрообъективом: линза строит промежуточное изображение, которое затем увеличивается с помощью микрообъектива 8 × 0,2. При совмещении фокальных плоскостей линзы и микрообъектива диаметр параллельного пучка, выходящего из микрообъектива, в три раза превышает диаметр приёмной площадки, что приводит к потере порядка 90% энергии, поэтому объектив был установлен чуть дальше для обеспечения засветки торца волоконного жгута сходящимся пучком. Расстояние от фокальной плоскости линзы до первой преломляющей поверхности микрообъектива подобрано таким образом, чтобы наибольшую долю энергии сконцентрировать на площадке диаметром 3 мм, соответствующей по размеру торцу волоконного жгута.

На рис. 9 показана линзовая часть оптической схемы пирометра. При смене конфигураций будут изменяться также расстояние от последней преломляющей поверхности линзы до первой преломляющей поверхности микрообъектива *S*8 и положение плоскости приёмника *S*17 (таблица 4).



Рис. 9. Схема засветки торца волоконного жгута с помощью микрообъектива

таолица ч положение микрооовектива и при	лемной плоское	ти, размер пятна	
Параметр	Канал 1	Канал 2,5	Канал 3,4
Расстояние от линзы до объектива S8, мм	58	56,4	56,8
Положение плоскости приёмника S17, мм	150	200	190
Максимальный радиус пятна, мм	1.00	216	2.08
Все длины волн	1,90	2,10	2,98
Максимальный радиус пятна, мм	1.80	216	2.08
$\lambda = 0,98$ мкм	1,00	2,10	2,98
Максимальный радиус пятна, мм	176	1.07	176
$\lambda = 1,38$ мкм	1,70	1,97	1,70
Максимальный радиус пятна, мм	1.00	216	1 47
$\lambda = 1,48$ мкм	1,90	2,10	1,47

Таблица 4 Положение микрообъектива и приёмной плоскости, размер пятна

В качестве примера на рис. 10 представлены диаграммы, полученные для третьего измерительного канала, схематично показывающие распределение излучения различных длин волн в плоскости приёмной площадки, как для полихроматического излучения, так и для каждой длины волны в отдельности.



Рис. 10. Диаграммы рассеяния в плоскости установки приёмника для всех полевых углов и длин волн

Как видно, применение микрообъектива позволяет в какой-то мере обеспечить полную засветку апертуры волоконного жгута, однако засветка по-прежнему не будет равномерной вследствие значительного хроматизма системы. Большая часть излучения на длине волны 0,98 мкм собирается в пятно диаметром порядка 1,5 мм, остальное рассеивается в ореол диаметром 6 мм, излучение на длинах волн 1,38 мкм и 1,48 мкм практически равномерно заполняет приёмную площадку диаметром 3 мм. Дополнительное неудобство в работе доставляет необходимость изменять положение микрообъектива и входного торца волоконного жгута при переключении измерительных каналов.

Непоследовательный режим

В непоследовательном режиме распределение освещённости по плоскости приёмника, значение пороговой освещённости, а также суммарная мощность излучения, попавшего на приёмную площадку, отображаются в окне Detector Viewer. На рис. 11 показаны пять окон Detector Viewer, соответствующие каждому измерительному каналу в порядке следования от 1-го до 5-го для схемы без микрообъектива. Приёмник размещён в фокальной плоскости линзы. Для иллюстрации изменения поля зрения при переключении каналов приёмная площадка показана без диафрагмирования оправой торца волоконного жгута. Для каналов 3 и 4 освещённая область практически полностью укладывается в пределах окружности, вписанной в квадратную площадку, в то время как для каналов 2 и 5 лишь небольшая площадь в углах менее освещена, для 1-го канала, дальность наведения в котором минимальна, засвечена вся плоскость квадратного приёмника.



Рис. 11. Распределение освещённости на плоскости приёмника для каналов 1-5

При повторной трассировке лучей значения освещённости и потока излучения изменяются в допустимых пределах. Величина пиковой освещённости зависит от параметра Sampling. В таблице 5 приведены средние значения мощности и освещённости для каналов 1-5, полученные для круглой приёмной площадки диаметром 3 мм и усреднённые по результатам 35 трассировок. Поскольку каналы 2 и 5 симметричны, можно ожидать для них идентичные значения мощности и освещённости и освещённости. Однако сравнение полученных величин показало, что

для случая, когда все зеркала в номинальном положении, суммарная мощность излучения на приёмной площадке для канала 2 больше, чем для канала 5. В ходе работы было сделано предположение, что на мультиплексирующее зеркало 1 попадает излучение от других зеркал. Посредством последовательного выключения зеркал было установлено, что при работе канала 2 в объектив пирометра попадает излучение от зеркала 5, являющееся для канала 2 паразитным. В последнем столбце таблицы 5 приведены значения мощности и освещённости для канала 2 в случае, когда зеркало 5 развёрнуто на 45° (рис. 12), что исключает попадание паразитного излучения на зеркало 2. Полученные в такой схеме значения аналогичны значениям, полученным для канала 5. На рис. 12 также видно, что излучение, попадающее в объектив пирометра непосредственно от пламени, не засвечивает приёмную площадку.

аблица 5 значения мощности и пиковой освещенности при мощности источника т Вт									
Параметр	Канал 1	Канал 2	Канал 3	Канал 4	Канал 5	Канал 2′			
Полная мощность, мкВт	20,2±0,8	23,1±1,0	15,8±0,8	15,8±0,7	17,6±0,8	17,3±0,8			
Пиковая освещённость, мВт/см ² . Sampling 0	6,4±0,8	7,1±0,9	5,9±0,6	6,2±1,1	6,1±0,7	6,2±0,7			

Таблица 5 Значения мощности и пиковой освещённости при мощности источника 1 Вт



Рис. 12. Оптическая схема пирометра: канал 2, зеркало 5 развёрнуто на 45°

Несмотря на то, что суммарная мощность излучения на приёмной площадке не велика, последующее усиление в электронном тракте пирометра позволяет зарегистрировать сигнал. Большую проблему составляет неравномерная засветка торца волоконного жгута. В качестве примера на рис. 13 показана зависимость освещённости от координаты в поперечном сечении пучка E(x,0).



Рис. 13. Пример распределения освещённости в поперечном сечении пучка для схемы с одиночной линзой

Требование равномерно засветить приёмную площадку диаметром 3 мм невозможно выполнить, используя одиночную линзу, поэтому схема была дополнена микрообъективом. Однако анализ распределения освещённости в непоследовательном режиме показал, что в таком случае очень малая доля излучения попадает на приёмную площадку: порядка 1 мкВт для мощности источника излучения 1 Вт и 30 000 000 трассируемых лучей, дальнейшее увеличение числа трассируемых лучей не приводит к увеличению расчётной мощности излучения, поступающего на приёмную площадку.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для анализа распределения освещённости по приёмной площадке пирометра было выполнено моделирование оптической схемы пирометра в последовательном и непоследовательном режимах с применением режима мульти-конфигурации для реализации переключения между измерительными каналами пирометра. Задание оптической схемы в непоследовательном режиме даёт возможность учитывать действие всех пяти зеркал сразу, а не в порядке включения конфигурации, что соответствует реальному положению вещей.

Рассмотрены два типа схемы: с одиночной линзой в качестве объектива и с применением объектива микроскопа. Анализ хода лучей в последовательных компонентах показал, что в фокальной плоскости одиночной линзы формируется пятно диаметром 1 мм. Для системы линза – объектив микроскопа удаётся получить такое фокальное пятно, что основная доля энергии концентрируется в пределах окружности диаметром 3 мм, тем не менее, не удаётся добиться равных пятен для излучения разных длин волн.

Анализ распределения освещённости в непоследовательных компонентах показал, что применение микрообъектива приводит к резкому снижению доли энергии, попадающей на торец волоконного жгута. Также установлено, что при работе второго измерительного канала появляется блик, обусловленный симметричным расположением зеркал 2 и 5. Для устранения паразитной засветки зеркала, не участвующие в формировании тракта текущего измерительного канала, необходимо ориентировать таким образом, чтобы изучение от них не попадало на другие зеркала и объектив пирометра.

Необходимость равномерно засветить излучением трёх длин волн торец волоконного жгута диаметром 3 мм приводит к усложнению объектива пирометра, что в свою очередь, существенно снижает энергетические характеристики системы. Дальнейшее совершенствование оптической системы пирометра может быть реализовано двумя способами. Первый: расчёт оптической системы, состоящей из двух частей – объектива и окуляра, с переменным увеличением (необходимо при смене измерительных каналов) с апохроматической коррекцией и просветлением в области рабочих длин волн. Второй: изменение схемы спектрального деления пучка – замена волоконного жгута на другие светоделительные элементы (призму, набор пластин и т.п.), что позволит реализовать существенно более простую схему объектива пирометра и тем самым снизить потери энергии в оптическом тракте пирометра.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю признательность Поройкову А.Ю. за приглашение к сотрудничеству.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Поройков А.Ю., Фланден В.С., Лапицкий К.М.** Томографическая система измерения локальных температур пламени с помощью пирометра спектрального отношения // ПТЭ. 2019. № 1. С. 110-116.

- 2. Каталог продукции ThorLabs, технические характеристики зеркал. Режим доступа: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=744. Дата обращения: 18.04.2019.
- 3. Каталог продукции ThorLabs, технические характеристики линз. Режим доступа: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=900. Дата обращения: 18.04.2019.
- 4. **Правдивцев А.В.** Примеры применения непоследовательного режима в САПР Zemax. Научно-технический семинар Кафедра РЛ-3 МГТУ им. Н.Э. Баумана 4 февраля 2010 г., Москва, Россия. Режим доступа: http://www.rdcn.ru/theory/workshop/2010/index.shtml. Дата обращения: 18.04.2019.

A.S. Macuk^{*}, O.V. Pechinskaya^{**}

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, *e-mail: omfi@omfi-conf.ru **e-mail: olkaown@yandex.ru

SIMULATION OF THE SPECTRAL RATIO PYROMETER OPTICAL SYSTEM BY USING CAD ZEMAX

The spectral ratio pyrometer optical system modeled by using CAD Zemax is described. The simulation was performed in two modes: sequential and non- sequential. The parameters of the pyrometer optical system with two types lenses are given: single lens and single lens combined with microlens. The spot diagrams, irradiance distributions in the beam cross section and average values of the total power in the optical system focal plane are obtained. Recommendations for the parasitic light elimination in the pyrometer and the further pyrometer lens improvement are given.

SPECTRAL RATIO PYROMETER, FLAME TEMPERATURE DIAGNOSTICS, SEQUENTIAL MODE, NON-SEQUENTIAL MODE



УДК 533.6.011, 537.52

Мурсенкова И.В., Сазонов А.С., Ляо Ю.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, E-mail: murs_i@physics.msu.ru

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЗОНЫ ОТРЫВА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ВОЗДУХА СВЕЧЕНИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследована пространственная структура излучения поверхностного скользящего разряда длительностью ~ 300 нс (плазменного листа) в неоднородных сверхзвуковых потоках воздуха в разрядной камере ударной трубы. Потоки создавались за плоскими ударными волнами с числами Маха 2,8-4,2; числа Маха потоков составляли 1,3-1,6. Течение в разрядной камере включало косую ударную волну, генерируемую за счет взаимодействия сверхзвукового потока с малым препятствием, и затем отражающуюся от верхней стенки разрядной камеры. При этом ударная волна взаимодействовала с пограничным слоем сверхзвукового течения, сформировавшимся на обтекаемой плоской поверхности. Поверхностный скользящий разряд протяженностью 100 мм инициировался на этой поверхности в заданный момент времени. Проанализированы ток разряда, эмиссионные спектры, пространственные характеристики излучения при инициировании разряда на разных стадиях квазистационарного течения при различных параметрах потоков за ударными волнами. Проведена цифровая обработка изображений свечения, полученных при развитии разряда в области взаимодействия косого скачка уплотнения с ламинарным и турбулентным пограничным слоем. На основе сравнения экспериментальных данных и численных расчетов показано, что пространственное распределение излучения поверхностного скользящего разряда визуализирует зону пониженной плотности или зону отрыва, образующуюся при взаимодействии косого скачка уплотнения с пограничным слоем.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА, ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ, КОСОЙ СКА-ЧОК УПЛОТНЕНИЯ, ИМПУЛЬСНЫЙ ПОВЕРХНОСТНЫЙ СКОЛЬЗЯЩИЙ РАЗРЯД, ЗОНА ОТРЫВА

введение

В высокоскоростных потоках в каналах неизбежно возникают области взаимодействия пограничного слоя с ударными волнами. Взаимодействие наклонной ударной волны (косого скачка уплотнения) с пограничным слоем исследуется на протяжении ряда десятилетий [1-6]. Сильный градиент давления, вызванный воздействием ударной волны на пограничный слой, может приводить к отрыву потока. Это явление сопровождается увеличением динамической

нагрузки на обтекаемую поверхность, ее высоким локальным нагревом, повышением коэффициента сопротивления. Кроме того, взаимодействие ударной волны и пограничного слоя может стать причиной нестационарного образования вихрей, которые являются основными причинами широкополосного шума [3, 4]. В ракетных двигательных установках эти эффекты влияют на течение в соплах сверхзвуковых двигателей [6]. В ряде экспериментальных работ по исследованию течений данного класса [3, 4] и работах по численному моделированию [1, 2, 6, 7] установлено, что в отрывной зоне резко возрастают давление и коэффициент теплоотдачи. Численное моделирование в целом верно отражает основные особенности исследуемых течений, однако расчетные величины в развитых отрывных зонах, генерируемых сильными скачками уплотнения, значительно отличаются от экспериментальных [5].

Использование низкотемпературной плазмы поверхностных разрядов разного типа (плазменных актуаторов) в плазменной аэродинамике направлено на коррекцию режима течения, включая снижение динамических и тепловых нагрузок на обтекаемую поверхность, управление ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое, влияние на положение зон отрыва и скачков уплотнения [8-10], на процессы горения топлива в двигателях [11]. Импульсный поверхностный распределенный скользящий разряд наносекундной длительности (плазменный лист) может использоваться в качестве актуатора для воздействия на поток [9]. Он состоит из скользящих по поверхности диэлектрика каналов, образуя плазменный слой, сравнимый по толщине с пограничным слоем сверхзвукового течения в ударной трубе (~0,5 мм). Это дает возможность визуализировать его свечением ламинарное и турбулентное течение в пограничном слое [12]. Малая длительность наносекундных (~ 100 нс) разрядов позволяет использовать регистрацию их излучения для визуализации структуры нестационарных сверхзвуковых плоских [12] и трехмерных течений [13]. Излучение разрядов тлеющего типа применяется главным образом для визуализации структуры стационарных высокоскоростных течений [10, 14].

Целью данной работы было экспериментальное исследование области взаимодействия пограничного слоя сверхзвукового потока с косым скачком уплотнения в канале ударной трубы на основе визуализации свечением импульсного поверхностного скользящего разряда. При этом важным является изучение фундаментальных физических процессов, связанных с развитием наносекундного разряда в неоднородной среде, и исследование структуры приповерхностного течения в зоне импульсного энерговклада для разработки методов управления потоками в таких условиях.

УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Описание экспериментальной установки

Эксперименты проводились на ударной трубе с камерой низкого давления длиной 3 м, каналом прямоугольной формы с внутренним сечением $24 \times 48 \text{ мm}^2$, и встроенной разрядной камерой того же сечения (рис. 1a) [9, 12]. Сверхзвуковые потоки воздуха создавались за плоскими ударными волнами с числами Маха 2,8-4,2. Скорости потоков за ними составляли 700-1150 м/с, числа Маха потоков - 1,3-1,6, плотность – 0,10-0,14 кг/м³. При таких условиях длительность однородного спутного течения за фронтом ударных волн составляла 200-500 мкс, а протяженность этого течения за фронтом ударной волны около 30 см [12]. В ударной трубе толщина пограничного слоя возрастает от нуля на фронте ударной волны по направлению к контактной поверхности, и на определенном расстоянии от фронта ударной волны пограничный слой становится турбулентным [15]. Число Рейнольдса потока, оцененное по размеру канала ударной трубы, составляло ~ 10^5 . Толщина ламинарного пограничного слоя на стенках канала не превышала 1 мм [9, 12].

В разрядной камере на нижней и верхней стенках располагались плоские электроды поверхностных скользящих разрядов длиной 10 см с межэлектродным расстоянием 3 см. Боковыми стенками разрядной камеры на участке длиной 17 см были кварцевые стекла с полосой пропускания 200-2800 нм, позволяющие регистрировать излучение и спектры разряда. Регистрация интегрального по времени свечения разряда осуществлялась фотоаппаратами, расположенными под разными углами к стеклам камеры. В экспериментах инициировался верхний плазменный лист, исследовалось его излучение в пограничном слое, взаимодействующем с наклонной ударной волной (косым скачком уплотнения) (рис. 1б). Спектры разряда регистрировались спектрометром AvaSpec-2048FT (диапазон длин волн 174-1100 нм). Входное отверстие оптоволоконного кабеля (UV/VIZ, диаметр 100 мкм) размещалось под углом к плоскости верхнего плазменного листа.



Рис. 1. а) схема ударной трубы с диагностической аппаратурой; б) структура течения в разрядной камере с препятствием на нижней стенке

Структура течения в разрядной камере

На нижней стенке разрядной камеры на расстоянии около 1,5 см от передней кромки нижнего электрода размещалось небольшое препятствие из диэлектрика в виде прямоугольного параллелепипеда размерами 48,0×6,2×1,9 мм³ (рис. 1б). Длинная часть препятствия была перпендикулярна стеклам камеры. После дифракции плоской ударной волны на препятствии в течение ~200 мкс устанавливалось его обтекание сверхзвуковым спутным потоком. Квазистационарное поле течение в канале разрядной камеры содержало наклонную ударную волну, которая взаимодействовала с пограничным слоем на верхней стенке разрядной камеры (рис. 1б). Схемы двух типов взаимодействия, реализующихся при взаимодействии косого скачка уплотнения с пограничным слоем, показаны на рис. 2. В случае ламинарного пограничного

слоя взаимодействие с пограничным слоем может быть безотрывным, но содержит область пониженной плотности (рис. 2a); в другом случае происходит взаимодействие с образованием отрыва потока (рис. 2б).

Импульсный поверхностный скользящий разряд инициировался на верхней стенке разрядной камеры в диапазоне времен 70-1200 мкс после прохождения ударной волной препятствия. Синхронизация запуска разряда с прохождением фронта ударной волны осуществлялась от сигналов пьезодатчиков давления в канале ударной трубы. Инициирование разряда проводилось в заданный момент времени после прохождения ударной волной исследуемого участка в разрядной камере, включая стадию квазистационарного обтекания препятствия сверхзвуковым потоком.



Рис. 2. Схемы взаимодействия косого скачка уплотнения с пограничным слоем: a) безотрывное взаимодействие; б) взаимодействие с образованием отрыва потока

Характеристики поверхностного скользящего разряда

Импульсный поверхностный скользящий разряд развивался в тонком слое газа около поверхности диэлектрика при подаче на электроды разряда импульсного напряжения 25 кВ. обеспечивая значительный удельный энерговклад. Ток разряда регистрировался малоиндуктивным шунтом специальной конструкции. Величина тока разряда составляла ~1 кА, длительность не превышала 500 нс (рис. 3). Основной энерговклад в газ происходит в течение 120-150 нс первого полупериода тока, т.е. практически мгновенно по сравнению с характерными газодинамическими временами течения в пограничном слое [9, 12]. Приложенное к разрядному промежутку электрическое поле составляло E=8,33 кВ/см, а приведенная напряженность электрического поля E/N в условиях экспериментов достигала $3 \cdot 10^{-19}$ В·м², где N – концентрация молекул). При таких условиях в разрядах в воздухе активно происходят процессы возбуждения электронных уровней молекул азота N₂ и кислорода O₂, ионизация и диссоциация молекул [8, 16]. Это приводит к присутствию в спектрах излучения значительной ультрафиолетовой части, обусловленной излучением молекулярного азота, и атомарных линий (рис. 4).

Локальной величиной приведенного электрического поля *E/N* определяется скорость ионизации, от которой зависит концентрация электронов в плазме разряда и проводимость. Поэтому распределение плотности в среде оказывает влияние на структуру излучения разряда. На фотоизображениях разряда в неподвижном воздухе видно, что разряд состоит из параллельных каналов близкой интенсивности, полностью заполняющих разрядный промежуток протяженностью 10 см (рис. 5а, 5б). В неоднородном потоке с косым скачком уплотнения разряд развивался в виде отдельного интенсивного канала (рис. 5в), направление развития канала перпендикулярно скорости потока. Геометрия протекания тока разряда зависела от распределения плотности в разрядной области.



Рис. 3. Осциллограммы тока в неподвижном воздухе при давлении 5 и 60 торр (плотность 0,008 и 0,10 кг/м³)

Анализ спектров показал, что основную часть излучения разряда составляют полосы второй положительной системы азота (переход $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) в диапазоне длин волн 280-500 нм (рис. 4). В спектрах присутствуют интенсивные линии атомов кислорода, азота, водорода, образовавшиеся при диссоциации молекул. Следует отметить, что на фотоизображениях (рис. 3) регистрируется излучение видимой части спектра (400-750 нм), значительный вклад в которое дает вторая положительная система азота. Радиационное время жизни излучающего уровня $C^3\Pi_u$ молекулярного азота составляет около 40 нс; за время протекания тока разряда и излучения с этого уровня не происходит значительного смещения структурных элементов высокоскоростного течения.



Рис. 4. Спектры излучения разряда: 1– в сверхзвуковом потоке с числом Maxa 1,38; 2 – в неподвижном воздухе; плотность 0,10 кг/м³



Рис. 5. Фотоизображения свечения скользящего разряда в неподвижном воздухе при давлении 33 (а) и 70 торр (б) (плотности соответственно 0,06 и 0,12 кг/м³) и в сверхзвуковом потоке с косым скачком уплотнения (в) при плотности 0,12 кг/м³, числе Маха 1,40

ИЗЛУЧЕНИЕ РАЗРЯДА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С КО-СЫМ СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ

Характер распределения плотности в среде влияет на развитие разрядов наносекундной длительности. Неоднородность плотности приводит к неоднородности приведенной напряженности электрического поля E/N и, следовательно, неоднородности локальной проводимости среды (концентрации электронов). Повышенная проводимость в областях пониженной плотности может приводить к изменению геометрии протекания тока импульсного поверхностного скользящего разряда [17]. Возбуждение электронных уровней молекул электронами ведет к повышенной интенсивности излучения из областей течения с низкой плотностью, визуализируя их [12, 13, 17]. Пространственное распределение излучения дает информацию о мгновенном (с точки зрения газодинамики) распределении плотности в области излучения разряда. Так, свечение импульсного поверхностного скользящего разряда в пограничном слое однородного сверхзвукового потока хорошо визуализирует его структуру и область ламинарно-турбулентного перехода на определенном расстоянии от фронта ударной волны [13].

Пространственное распределение излучения скользящего разряда в неоднородном сверхзвуковом потоке в канале ударной трубы структурно различалось на разных стадиях формирования течения с косым скачком уплотнения. В том случае, когда в момент инициирования разряда фронт бегущей по каналу плоской ударной волны находился внутри разрядной области или уходил на небольшое расстояние за ее пределы, ток разряда протекал преимущественно перед фронтом волны, и основное излучение разряда было сосредоточено в этой области; на рис. 6 а видно свечение разряда в виде П-образного канала около фронта ударной волны. Одновременно наблюдалось слабое свечение разряда на расстоянии 5-6 см за фронтом ударной волны, которое визуализировало зону пониженной плотности в области взаимодействия косого скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем (рис. 6а). На более поздних стадиях развития течения косой скачок уплотнения взаимодействовал с турбулентным пограничным слоем, при этом формировалась область отрыва с низкой плотностью. Свечение разряда концентрировалось в одиночный интенсивный канал шириной менее 1 см (рис. 6б-г). Левая граница канала соответствует прямой линии пересечения наклонной ударной волны с пограничным слоем, как показывают фотоизображения, полученные фильтром (рис. 6в). При инициировании разряда после окончания однородного спутного потока, когда число Маха потока падает, разрядный канал смещается вверх по потоку, располагаясь ближе к препятствию (рис. 6г).

Анализ экспериментальных фотоизображений показал, что структура свечения плазмы разряда зависит от параметров потока и определяется распределением плотности в приповерхностном течении. Положение и геометрия области свечения в пограничном слое потока определялись на основе цифровой обработки фотоизображений, полученных при регистрации с двух сторон разрядной камеры. Измерялось расстояние от начала препятствия на нижней стенке канала (см. рис. 1б) до области свечения на верхней стенке разрядной камеры D_{κ} и протяженность этой области вдоль направления скорости потока на разных стадиях течения (рис. 7). Эти величины определялись с помощью сканирования изображений вдоль координаты OX (рис. 1б) с использованием программы, написанной на языке программирования Рython; выделялись границы областей свечения в трех основных цветовых диапазонах.



Рис. 6. Фотоизображения свечения скользящего разряда в потоке с косым скачком уплотнения при временах инициирования разряда 76 (а), 93 (б), 140 (в), 240 (г), 455 мкс (д) (от момента касания плоской ударной волной препятствия). Плотность 0,13 кг/м³, число Маха потока 1,48, поток направлен слева направо. Изображение (в) зарегистрировано через светофильтр, пропускающий излучение с длиной волны 405 нм



Рис. 7. Координата области максимального свечения канала в зависимости от времени Т (T=0 соответствует моменту касания ударной волной препятствия) для потоков с числами Маха 1,36-1,42 (1), 1,45-1,47 (2). Плотность потока 0,12±0,01 кг/м³

Значения расстояния D_{κ} в зависимости от времени *T* для двух диапазонов чисел Маха потока показаны рис. 7 (*T* – время от начала дифракции плоской ударной волны на препятствии до момента инициирования разряда). Полученные значения D_{κ} находятся в пределах $(27 \div 38) \pm 2$ мм в условиях экспериментов, находясь в области взаимодействия косого скачка уплотнения с пограничным слоем на верхней стенке. Положение зоны свечения слабо меняется со временем в интервале 150 - 400 мкс от начала дифракции ударной волны. Структура свечения изменяется с увеличением расстояния от фронта ударной волны в связи с изменением типа взаимодействия наклонной ударной волны с пограничным слоем от фронта ударной волны в связи с изменением типа взаимодействия наклонной ударной волны с пограничным слоем при переходе от ламинарного режима к турбулентному. Спектр излучения токового канала в этом случае отличается повышенной интенсивностью континуума и линий видимого диапазона (рис. 4), свидетельствуя о повышенной концентрации электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследовано влияние неоднородного сверхзвукового течения в канале на структуру излучения импульсного поверхностного скользящего разряда при числах Маха ударных волн 2,8 - 4,2. Проведен анализ свечения разряда при его развитии в области взаимодействия косого скачка уплотнения с пограничным слоем, в том при протекании разряда в зоне отрыва пограничного слоя в виде интенсивного канала.

Продемонстрировано, что свечение поверхностного скользящего разряда наносекундной длительности позволяет визуализировать область взаимодействия косого скачка уплотнения с пограничным слоем. Регистрация излучения разряда с использованием многоракурсной съемки может дать информацию о трехмерной структуре пограничного слоя. К преимуществам данного метода визуализации относится регистрация излучения плазмы разряда, находящегося непосредственно в области пограничного слоя, и малая длительность разряда, позволяющая исследовать нестационарные течения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Желтоводов А.А. Физические особенности и некоторые свойства двумерных и трехмерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // Изв. АН СССР, МЖГ. 1979. № 3. С. 42-50.
- 2. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР, МЖГ. 1979. № 3. С. 51-58.
- 3. Kubota H., Stollery J. An experimental study of the interaction between a glancing shockwave and a turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. 1982. 116-431-58.
- 4. **Dupont P., Haddad C., Debiève J.-F.** Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer. J. Fluid Mech. 2006. 559. P. 255-277.
- 5. Боровой В.Я., Мошаров В.Е., Ноев А.Ю., Радченко В.Н. Ламинарно-турбулентное течение вблизи клина, установленного на острой и затупленных пластинах // Изв. АН СССР, МЖГ. 2009. № 3. С. 58-74.
- 6. Hadjadj A., Perrot Y., Verma S. Numerical study of shock/boundary layer interaction in supersonic overexpanded nozzles // Aerosp. Sci. Technol. 2015. V. 42. P. 158-168.
- 7. Босняков С.М., Бабулин А.А., Власенко В.В., Енгулатова М.Ф., Матяш С.В., Михайлов С.В. О точности численного моделирования отрыва пограничного слоя на клине ограниченной ширины // Матем. моделирование. 2015. Т. 27. № 10. С. 32-46.
- Bayoda D., Benard N., Moreau E. Nanosecond pulsed sliding dielectric barrier discharge plasma actuator for airflow control: Electrical, optical, and mechanical characteristics // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. 063301.

- 9. Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A., Lutsky A.E. Influence of shock waves from plasma actuators on transonic and supersonic airflow // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. N 5. 105201.
- 10. Leger L., Sellam M., Barbosa E., Depussay E. Visualization by discharge illumination technique and modification by plasma actuator of rarefied Mach 2 airflow around a cylinder // Meas. Sci. Technol. 2013. V. 24. N 6. 065401.
- 11. Ju Y., Sun W. Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry // Progress in Energy and Combustion Science. 2015. V. 48. P. 21-83.
- 12. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В. Ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое при инициировании импульсного поверхностного разряда // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. № 15. С. 75-80.
- Znamenskaya I., Mursenkova I., Kuli-Zade T., Kolycheva A. Vizualization of 3D non-stationary flow in shock tube using nanosecond volume discharge // Shock Waves. 2009. P. 533-538.
- Nishio M., Sezaki S., Nakamura H. Visualization of flow structure around a hypersonic reentry capsule using the electrical discharge method // Journal of Visualization. 2004. V. 7. N 2. P. 151-158.
- 15. Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М., 1977. 274 с.
- 16. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1987. 592 с.
- 17. **Мурсенкова И.В., Сазонов А.С., Ляо Ю.** Влияние импульсных скользящих поверхностных разрядов на сверхзвуковое обтекание тонкого клина в ударной трубе // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, №. 4. С. 59-65.

Mursenkova, A. Sazonov, Yu. Liao

Lomonosov Moscow State University, Russia, 119991, Moscow, 119991, Leninskie Gory, 1, E-mail: murs_i@physics.msu.ru

VIZUALIZATION OF THE SEPARATION ZONE IN THE BOUNDARY LAYER OF THE SUPERSONIC AIR FLOW BY THE RADIATION OF THE PULSE SURFASE SLIDING DISCHARGE

The spatial structure of radiation of a sliding surface discharge with a duration of ~ 300 ns (plasma sheet) in inhomogeneous supersonic air flows in a discharge chamber of shock tube was experimentally investigated. The flows were created behind plane shock waves with Mach numbers 3,0-3,8; flow Mach numbers were 1,36-1,52. The flow in the discharge chamber included an oblique shock wave generated by the interaction of a supersonic flow with a small obstacle, and then reflected from the upper wall of the discharge chamber. In this case, the shock wave interacted with the boundary layer of the supersonic flow, which formed on the streamlined flat surface. A surface sliding discharge with a length of 100 mm was initiated on a streamlined surface at a certain moment in time. The discharge current, emission spectra, and spatial characteristics of the radiation under various stages of the interaction of an oblique shock wave with a laminar and turbulent boundary layer was carried out. The comparison of experimental data with the results of numerical calculation of the supersonic flow field was done. It was shown that the spatial distribution of radiation from a surface sliding discharge visualizes the low density areas and the separation zone formed during the interaction of an oblique shock wave with the boundary layer.

SUPERSONIC FLOW VIZUALIZATION, BOUNDARY LAYER, ODLIQUE SHOCK WAVE, PULSE SURFACE SLIDING DISCHARGE, FLOW SEPARATION ZONE



УДК 533.9.082.5

^{1,2}Неруш М.Н., ²Сергеев Д.С.

 ¹ Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, E-mail: 1340116@gmail.com
 ² Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1, E-mail: 1340116@gmail.com

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ НСN-ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-15МД

АННОТАЦИЯ

В проводимых на токамаках исследованиях высокотемпературной плазмы очень важной характеристикой является распределение плотности по сечению шнура. Одним из основных методов его определения является интерферометрия плазмы.

Этот метод основан на зондировании плазмы пучками электромагнитных волн, по различным хордам поперечного сечения. При этом нецентральные пучки из-за явления рефракции могут отклоняться от прямолинейной траектории, что может приводить к искажению приходящего в приемное устройство сигнала.

В работе рассматривается прохождение лазерного излучения в камере токамака Т-15МД с отражением от внутренней стенки, в том числе приводятся результаты расчетов потерь мощности излучения (из-за гауссова расширения и рефракции пучка), на основании которых предложен размер вводов-приемников излучения – антенн рупорного типа и конструкция фланцевого патрубка.

ИНТЕРФЕРОМЕТР, ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ПЛАЗМЫ, ТОКАМАК, РЕФРАКЦИЯ, ПЛАЗМА, ЭЛЕКТРОННАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ ПЛАЗМЫ

введение

На установке Т-10 в НИЦ «Курчатовский институт» используется разработанный в 1983 году [1, 2] девятиканальный лучеводный интерферометр на базе HCN-лазера. Метод интерферометрии плазмы основан на том, что при прохождении электромагнитной волны сквозь плазму (рис. 1), она приобретает дополнительный фазовый сдвиг, величина которого зависит от плотности зондируемой плазмы [3]

$$\varphi = \frac{\lambda e^2}{4\pi m_e \varepsilon_0 c^2} \cdot \int_A^B n_e(x) dx.$$

При этом необходимо, чтобы частота зондирующего излучения ω превышала плазменную частоту ω_{пл}:

$$\omega > \omega_{\rm max} = \sqrt{\frac{n \cdot e^2}{\varepsilon_0 m_e}}$$

Измеряя величину фазового сдвига можно определить среднюю по хорде плотность:



Рис. 1. Схема простейшего интерферометра Маха - Цендера

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» ведется сооружение токамака Т-15МД, физический пуск которого запланирован на конец 2020 г. Он будет являться первой в России крупной установкой с вытянутым сечением и диверторной конфигурацией, подобной ITER, что позволит проводить на ней исследования, направленные на поддержку проектов ITER и DEMO [4, 5]. На новой установке также предлагается использование HCN-лазерного интерферометра.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДОКЛАДА

Блок-схема HCN-лазерного интерферометра

На токамаке T-10 (рис. 2) измерения лазерным интерферометром проводились на постоянной основе вплоть до приостановки экспериментов в связи с сооружением токамака T-15MД. Данная работа проводилась с целью размещения системы диагностики в условиях токамака T-15 МД (рис. 3).



Рис. 2. Токамак Т-10



Рис. 3. Сечение вакуумной камеры токамака Т-15МД

Основные отличия новой установки заключаются в следующем:

• увеличенные по сравнению с T-10 размеры камеры и плазменного шнура (в 2 раза для круглой конфигурации плазменного шнура);

• зондирование будет осуществляться горизонтально, с отражением от внутренней стенки, в то время как на T-10 проводилось вертикальное сквозное зондирование;

• два режима работы – с круглым сечением плазменного шнура на начальном этапе, и затем переход к вытянутой диверторной конфигурации.

На рис. 4 показана предлагаемая блок-схема диагностики «HCN-лазерный интерферометр» для токамака Т-15МД.



Рис. 4. Блок-схема многоканального HCN-лазерного интерферометра токамака Т-15МД

НСN-лазер генерирует излучение мощностью несколько десятков милливатт с длиной волны 337 мкм. Затем оно разделяется в измерительный и опорный каналы. В измерительном канале плазма просвечивается по хордам, а в опорном канале лазерный луч проходит через сдвигатель частоты. Затем зондирующий луч каждой хорды смешивается с опорным лучом и попадает на детектор, откуда полученный сигнал промежуточной частоты следует в систему сбора данных (ССД). В опорном интерферометре образуется сигнал, не связанный с плазмой. Путем сравнивания сигналов, полученных из двух интерферометров в каждый момент времени, можно определить фазовый сдвиг, вызванный наличием плазмы в каналах интерферометра.

Распространение зондирующих волн в камере токамака Т-15МД

Важным фактором, который необходимо учесть при зондировании плазмы вдоль различных хорд, является рефракция излучения. При распространении в плазме с поперечным направлению распространения излучения градиентом плотности зондирующий луч приобретает осевое отклонение, из-за которого может не попасть в приемную антенну.

Траектория луча в среде с градиентом показателя преломления µ определяется по следующему уравнению [6]

$$\frac{1}{R} = \mathbf{N} \frac{\text{grad } \mu}{\mu}.$$

Для дальнейших расчетов были заданы распределения электронной концентрации плазмы в приближении параболического профиля с максимальной концентрацией 10²⁰ м⁻³, для случаев круглого и вытянутого сечений плазмы (рис. 5).



Рис. 5. Распределения электронной плотности в поперечном сечении шнура токамака: а) для случая круглой конфигурации плазмы; б) для случая диверторной конфигурации

Показатель преломления в плазме для обыкновенной волны определяется как

$$\mu_0 = \left(1 - \frac{\omega_{\pi\pi}^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Уравнение рефракции решалось численно, методом Эйлера, с использованием пакета MatLab. На рис. 6 показаны расчетные траектории излучения для горизонтальных каналов зондирования. Видны отклонения лучей от прямолинейного распространения. Также были получены значения величин отклонения луча в зависимости от вертикальной координаты его входа (рис. 7).


Рис. 7. Смещение излучения от оси зондирования в зависимости от вертикальной координаты: синий для круглой конфигурации плазмы; красный для диверторной конфигурации плазмы

Видно, что в случае круглой конфигурации плазменного шнура, отклонения имеют более критичные значения. Стоит отметить, что в реальных экспериментах на токамаке T-15MД значения электронной концентрации плотности будут меньшими, чем в приводимых здесь и далее расчётах.

Также известно [3, 7], что излучение инфракрасных лазеров, распространяясь в свободном пространстве, образует расширяющийся гауссов пучок. Учитывая помимо рефракционного отклонения и этот факт, были получены значения доли мощности излучения, попадающей в приемные антенны в зависимости от их диаметра для различных горизонтальных каналов (рис. 8).



ис. 8. Зависимость прошедшей мощности излучения от диаметра антенн (потери от смещения пучка из-за рефракции и гауссова расширения)

Из показанных зависимостей можно сделать вывод, что для обеспечения прохождения в антенну более 60% мощности по всем хордам необходимо использовать лучеводы с внутренним диаметром 40 мм или более.

Антенны и боковой фланец токамака Т-15МД

Опираясь на результаты расчета, была предложена конструкция вводов излучения – антенн рупорного типа (рис. 9).



Рис. 9. Конструкция вводов излучения

Переход лучеводов от внутреннего диаметра 20 мм к 50 мм в разработанных антеннах осуществлен раструбом с конусностью 1:20. После раструба устанавливается лучевод с постоянным диаметром для того, чтобы уменьшить расходимость выходного пучка, выходящего из антенны.

Для размещения таких вводов на боковом фланце камеры необходимо поместить патрубки с присоединительными фланцами в исполнении conflate с номинальным диаметром 63 мм. Размеры фланцев и их взаимная компоновка позволяют осуществить зондирование плазмы по хордам, показанным на рис. 10. На рис. 11 показана предложенная конструкция бокового фланца токамака.





Рис. 11. Предложенная конструкция бокового фланца токамака

Рис. 10. Расположение хорд зондирования

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На новом токамаке Т-15МД измерения электронной концентрации плазмы предлагается проводить с помощью НСМ-лазерного интерферометра.

Была разработана и предложена блок-схема многоканального лазерного интерферометра для измерения среднехордовой электронной концентрации в плазме токамака Т-15МД. Предполагается вводить зондирующее излучение через экваториальный патрубок в одном из сечений токамака. После прохождения плазмы оно будет отражаться от внутренней стенки установки, снова проходить сквозь плазменный шнур и попадать в приёмные антенны, которые расположены на том же патрубке.

В ходе данной работы было рассмотрено распространение зондирующего излучения в камере токамака Т-15МД. Предлагается использовать приёмные антенны идентичные излучательным. Проведенный расчет потерь мощности излучения из-за рефракции и гауссова расширения в условиях токамака Т-15МД позволил определить необходимый диаметр вводов излучения – антенн рупорного типа. Исходя из размеров бокового фланца токамака, было определено расположение хорд, по которым будет осуществляться просвечивание плазмы. Предложены конструкции антенн рупорного типа и фланцевого патрубка токамака.

Работа выполнена при финансировании Госкорпорации Росатом.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- λ длина волны излучения;
- ω частота излучения;
- ω_{пл} плазменная частота;
- е заряд электрона;
- *m*_e масса электрона;
- ε₀ электрическая постоянная;
- с скорость света;
- *n*_e концентрация электронов в плазме;
- *R* радиус кривизны траектории излучения;
- N вектор нормали к траектории излучения;
- μ показатель преломления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Горбунов Е.П. и др. Применение многоканального лазерного интерферометра вертикального зондирования для измерения профиля плотности плазмы на токамаке Т-15. Физика плазмы, том 18, вып. 2, 1992, стр. 162 165.
- 2. Горбунов Е.П. и др. HCN-лазерный многоканальный интерферометр для измерения концентрации электронов в плазме на установке Т-10. 10-я всероссийская конференция по диагностике высокотемпературной плазмы. Троицк, 2003.
- 3. Veron D. Submillimeter interferometry of high-density plasmas // Infrared and millimeter waves / Ed. K.J. Button. New York: Academic Press, 1979, p. 67-135.
- 4. Aymar R., Barabaschi P., Shimomura Y. The ITER design. Plasma Physics and Controlled Fusion. 44. 519. (2002)
- 5. **G.B. McFadden.** Design of the DEMO Fusion Reactor Following ITER. Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, vol. 114, num. 4 (2009), p. 229-236.
- 6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VIII. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- 7. **H Q Liu et al.** Design of far-infrared polarimeter/interferometer system for EAST tokamak. Journal of Instrumentation 8 (2013) C11002

M.N. Nerush^{1,2}, D.S. Sergeev²

 ¹ Bauman Moscow State University, Russia, 105005, Moscow, 2nd Baymanskaya st., 5, E-mail: 1340116@gmail.com
 ² National Research Center «Kurchatov institute», Russia, 123182, Moskow, Academician Kurchatov sq., 1, E-mail: 1340116@gmail.com

MULTICHANNEL HCN LASER INTERFEROMETER FOR MEASURMENTS OF ELECTRON DENSITY ON T-15MD TOKAMAK

In tokamak plasma research it is important to obtain the information about electron density. It can be done by interferometry.

Interferometry carried out by probing plasma with far-infrared beams. In this case probing beam may deviate from straight-line trajectory, due to the phenomenon of refraction. This can lead to a distortion of the signal arriving at the receiver.

This paper discusses the passage of probing beam in the T-15MD vessel with reflection from the inner wall. The results of calculation of the power losses (due to Gaussian expansion and beam refraction) are included. On the basis of these, the size of input-receivers horn-type antennas and the design of equatorial flange are proposed.

INTERFEROMETER, PLASMA INTERFEROMETRY, TOKAMAK, REFRACTION, PLASMA, ELECTRON DENSITY



УДК 533.9.082.5

Павлов А.В., Протасов Ю.Ю., Телех В.Д., Щепанюк Т.С.

Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана (национальный исследовательский университет), Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, E-mail: stcpe@bmstu.ru

ЛАЗЕРНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ПАРО-ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ ПРИ ИСПАРЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ ШИРОКОПОЛОСНЫМ, ВЫСОКОЯРКОСТНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ УФ-ВУФ ДИАПАЗОНА СПЕКТРА

АННОТАЦИЯ

С использованием двухэкспозиционной лазерной голографической интерферометрии и шлирен-схемы Теплера в режиме светового поля исследована динамика и макроструктура приповерхностных паро-плазменных потоков, возникающих при испарении конденсированных веществ в поле широкополосного излучения УФ-ВУФ диапазона спектра.

СВЕТОЭРОЗИЯ, ДВУХЭКСПОЗИЦИОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕР-ФЕРОМЕТРИЯ, ДИНАМИКА И МАКРОСТРУКТУРА ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ПАРО-ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ИЗЛУЧЕНИЕ УФ-ВУФ ДИАПАЗОНА СПЕКТРА

введение

Светоэрозионные газово-плазменные потоки генерируются при высокоинтенсивном оптическом воздействии на поверхность конденсированных сред. Исследование таких потоков представляется актуальным как для решения задач современной физики неравновесной пространственно неоднородной плазмы, так и в связи с многочисленными техническими задачами, например для: разработки новых методов генерации и ускорения газово-плазменных потоков в плазменно-лазерных ускорителях и инжекторах [1–5], оптимизации режимов работы плазменных ускорителей и электродинамических устройств где светоэрозия изолятора и электродов под действием излучения определяет массовый расход плазмообразующего вещества [6–9], оптимизации процессов в технологических (фотолитография, радиационное упрочнение поверхности) и фотохимических установках [10–13]. Взаимодействие мощного широкополосного излучения с веществом сопровождает процессы на стенках термоядерных установок [14, 15]. Этим объясняется интерес к данным исследованиям.

Светоэрозионный газово-плазменный поток, расширяющийся во внешнюю среду – как объект диагностики достаточно сложен и отличается широким диапазоном изменения параметров – среднемассовых скоростей $\tilde{v} \sim 10^4 - 10^6$ см/с, плотностей $n \sim 10^{15} - 10^{19}$ см⁻³, температур $T \sim 0.5-50$ кК, сложными макроструктурой, химическим и ионизационным составом. При этом возможна реализация высоких градиентов давлений и температур [3, 7] и фазовых переходов "твердое тело – газ – плазма" в интенсивных световых полях

 $I_0 \sim 10^5 - 10^{10}$ Вт/см² и ударно-волновых нагрузках ($M_i \sim 0,3-3, p_1 > 10^6$ Па) [16]. Кроме того, исследование динамики и макроструктуры светоэрозионных газово-плазменных потоков осложняется необходимостью визуализации больших оптических полей.

Это требует применения совместных количественных и качественных методов исследования, развития сложной диагностической технологии эксперимента. Взаимодополняющие оптические методы позволяют получить количественную информацию о коэффициентах преломления и плотности газово-плазменной среды, и в наших условиях осуществлены как синтез интерферометрических, шлирен и прямотеневых методов, что позволяет получить – поля плотности, градиент плотности, вторую производную плотности среды соответственно [17–19].

Нами была реализована схема лазерной двухэкспозиционной голографической интерферометрии [19, 20], преимущества которой перед классическими схемами состоит в следующем. Как известно, в классических интерферометрах интерференционная картина образуется световыми волнами, распространяющимися одновременно по разным каналам (плечам интерферометра), что приводит к высоким требованиям к качеству всех оптических элементов, через которые проходят интерферирующие волны. В голографической интерферометрии интерферируют волны, прошедшие по одному и тому же пути, но в разное время и записанные на одной и той же голограмме (метод двух экспозиций). При освещении голограммы опорным пучком восстанавливаются две волны, соответствующие двум состояниям объекта. При интерференции этих волн образуется интерферограмма, сдвиги полос на которой обусловлены только изменением состояния объекта между первой и второй экспозициями. Все искажения волновых фронтов, вносимые оптическими деталями, практически полностью компенсируются [20, 21]. Снижение требований к качеству оптики позволяет увеличить размеры исследуемых объектов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ И УСТАНОВКА

Исследовались динамика и макроструктура приповерхностных паро-плазменных потоков, возникающих при испарении конденсированных веществ (КВ) в поле широкополосного излучения УФ-ВУФ диапазона спектра.

В качестве источника излучения использовался плазмодинамический излучающий разряд (ПДР) в газе (Ne, Ar), формируемый в импульсном электромагнитном плазменном ускорителе эрозионного типа с электродами коаксиально-торцевой геометрии (диаметром 6 и 20 мм) и аблирующей фторопластовой плазмообразующей втулкой подробно описанный в [16, 22]. Ускоритель устанавливался в вакуумной камере объемом $1,5 \cdot 10^{-2}$ м³, которая вакуумировалась перед каждым разрядом до давления $p \le 1$ Па и заполнялась газом (Ne, Ar, воздух, смесь Ne с 2% воздуха) до p = 200 для аргона и p = 400 тор для неона. Емкостной накопитель (батарея малоиндуктивных конденсаторов максимальной емкостью 18 мкФ, 25 кВ) коммутировался с ПДР тиратроном. Максимальная запасаемая электрическая энергия составляла 3,6 кДж (емкостной накопитель заряжался до 20 кВ). Энерговклад в разряд достигал 3,2 кДж, при этом 30% – в первом полупериоде тока, максимум тока 160 кА, полупериод разряда 6 мкс.

Световой КПД устройств таково типа составляет 40–60% от энергии, вложенной в плазму [7, 22], т.е. суммарная энергия излучения из разряда достигала 1,2–1,6 кДж. Доля излучения в ВУФ диапазоне спектра (энергия квантов hv больше 6 эВ) составляет 50% (в Ar, hv до 16 эВ) и около 70% (в Ne, hv до 21 эВ). [22]. В видимой области спектра временной ход излучения – это трапеция с передним фронтом 3 мкс, полкой 8 мкс, и пологим спадом длительностью 20 мкс (см. осциллограмму, рис. 1). Плотность потока излучения на ближнем к ПДР конце мишени в максимуме составляет около $P_{вид} = 0,4$ МВт/см². В ВУФ области спектра излучение появляется перед максимумом тока и его длительность составляет 60–70% от длительности полупериода разряда. Если аппроксимировать этот импульс тре-

угольником с основанием 4 мкс и передним фронтом 1,5 мкс [7] и учесть, что на первый полупериод приходится 2/3 энергии этого диапазона, то получим, что плотность потока излучения в ВУФ диапазоне в максимуме составит $P_{BY\Phi} = 2,5 \text{ MBt/cm}^2$.



Рис.1. Типичная осциллограмма плазмодинамического разряда: канал 4 – ток разряда, канал 2 – сигнал с фотодиода (пик соответствует моменту съемки)

Мишени изготавливались из Al, Cu, Ti, Pb, C, (C₂F₄)_{n.} в виде брусков с размерами 30 мм на 50 мм и толщиной 10 мм и устанавливались длинной стороной вдоль разряда на расстоянии 45 мм от оси ПДР. В качестве референсной мишени практический всегда использовался фторопласт установленный внизу, что бы исключить загрязнение исследуемых образцов продуктами его абляции.

Так как мишени в наших экспериментах были весьма протяженные (50 мм), то на ближний к ускорителю-излучателю конец мишени попадало в 2–2,5 раза больше энергии, чем на дальний (к моменту получения интерферограмм), это позволило зарегистрировать существенно разную динамику разлета паро-плазменного потока при движении от одного края мишени к другому.

Оптическая диагностика осуществлялась по шлирен-схеме Теплера в режиме светового поля и методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии, которые были реализованы на базе твердотельного Nd:YAG лазера (Solar LQ-115, 532 нм). Схема оптического модуля установки показана на рис. 2, см. также [16].



Рис. 2. Оптическая схема установки: 1 – лазер 532 нм, 2 – расширитель лазерного луча отражающий, 3 – вакуумная камера, 4 – ПЗС-камера Видеоскан VS-285Ц, 5 – клин 5°, 6 – экран и место установки пленки, 7 – 10 – зеркала, 11 – 19 – линзы, 20 – нейтральный защитный фильтр, 21 – фильтр интерференционный 532 нм, 22 – ширма, 23 – диафрагма 1.2 мм, 24 – фотодиод ФДУК 2УТ, 25 – нейтральный светофильтр

В схеме голографического интерферометра зеркало 7 делило лазерный луч на предметный и опорный в соотношении 1:1 по интенсивности, окончательное соотношение интенсивностей в плечах подбиралось экспериментально с помощью нейтральных светофильтров 25, расположенных перед голограммой. Собственное излучение разряда отсекалось узкополосным интерференционным фильтром 21. Длины оптических путей с точностью до 1 см выравнивались зеркалом 8 установленным на градуируемой рельсе, что облегчало перенастройку схемы для разных экспериментов [23, 24]. Отметим, что в нашем случае регистрируются интерферограммы объектов большой апертуры. лиаметром ЛО 200 мм. Предметный луч расширялся телескопом 2 и линзами 12, 13 и после прохождения фазовой неоднородности в камере 3 с помощью системы линз 14–17 собирался параллельным пучком на экране 6. Взаимное расположение линз 14-17 позволяло получить четкий сфокусированный снимок объекта с практически компенсированным уровнем дисторсии. Опорный луч проходил через зеркала 8 и 9, выравнивающие оптические пути и, расширяясь телескопом из линз 19–18, попадал на голограмму.

При реализации метода двухэкспозиционной голографической интерферометрии [20] первый импульс лазера производился до начала исследуемого процесса; второй – во время разряда с требуемой задержкой относительно его начала. Для регистрации интерферограмм в полосах конечной ширины (что позволяет получить абсолютные значения изменения показателя преломления), в предметный луч вводился кварцевый клин с углом при вершине 5°, который поворотом вокруг вертикальной оси на угол 3°–5° между двумя экспозициями менял угол между опорным и предметным лучами. Частота полос выбиралась с учетом удобства расшифровки интерферограмм и при данных углах поворота позволяла менять расстояние между полосами в пределах 1 - 0,5 мм.

Таким образом, на голографической пленке ВРП-М, чувствительной к зеленой области спектра, регистрировалась голограмма сфокусированного изображения [25] (где каждой точке голограммы соответствует определенная точка объекта), что позволило восстанавливать голограммы цифровой зеркальной фотокамерой в белом свете обычного презентационного проектора, располагая пленку примерно под углом экспонирования.

Для реализации метода шлирен-фотографии в схеме рис. 2 экраном 22 перекрывался опорный луч и в фокусе линзы 14 с фокусным расстоянием 400 мм ставилась диафрагма 23 диаметром 1,2 мм. Для регистрации шлирен-тенеграммы на место экрана 6 устанавливалась как пленка ВРП-М, так и белый матовый экран, что позволяло использовать скоростную видеокамеру для быстрого подбора параметров и диагностики процесса.

Пространственное разрешение диагностической установки определялось разрешением оптической системы и системой регистрации (от 100 мкм для цифровой камеры и менее 50 мкм для фотопленки), а временное (10 нс) – длительностью лазерного импульса.

Чувствительность шлирен-метода можно оценить, полагая угол отклонения лучей на оптической неоднородности $\alpha = l(dn/dx)$ (где dn/dx – градиент показателя преломления в перпендикулярном направлении; l – длина оптического пути в фазовой неоднородности, l = 3 см (ширина мишени)), равным половине углового размера диафрагмы: $\alpha_d = \delta/F$ (где $\delta = 1,2$ мм – диаметр отверстия диафрагмы; F = 400 мм – фокусное расстояние линзы перед диафрагмой) и используя соотношение [19] $n-1 = 2\pi\alpha_a N$, связывающее концентрацию газа с его показателем преломления (α_a – атомная поляризуемость, см. [26]). Тогда, минимальный регистрируемый шлирен-методом поперечный градиент концентрации газовой компоненты составляет ~ $2 \cdot 10^{20}$ см⁻⁴ для неона и $0,5 \cdot 10^{20}$ см⁻⁴ для аргона.

Для интерферометрии минимальное регистрируемое изменение концентрация газа:

$$\Delta N_{\min} = \frac{1}{2\pi\alpha_a} \frac{\lambda\Delta k}{l}$$

где Δk – сдвиг полосы относительно невозмущенного газа, λ – длина волны зондирующего излучения (532 нм). Если считать, что минимальный регистрируемый сдвиг полосы составляет $\Delta k_{\min} = 0,1$, то для неона $\Delta N_{\min} = 0,7 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а для аргона $\Delta N_{\min} = 0,17 \cdot 10^{18}$ см⁻³. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ Шлирен снимки

По шлирен снимкам (пример приведен на рис. 3) установлено, что все исследованные материалы испаряются под действием излучения разряда в неоне и аргоне, при этом над мишенью выделяются две зоны: зона ударно-сжатого газа (отделенная от фонового газа ударной волной (УВ)) и зона паров мишени (отделенная от ударно-сжатого газа контактной границей (КГ)) [22]. Таким образом, реализуется режим «плазменного поршня» – материал мишени испаряется, пары нагреваются, ионизуются и толкают, как поршень, окружающий газ, создавая в нем УВ.

По интенсивности испарения материалы мишени можно поделить на две группы: легкоиспаряемые (фторопласт (фотодеструкция), графит (низкая теплопроводность), Pb (низкая температура кипения)) и трудноиспаряемые (Ti, Cu, Al). Также, из шлирен снимков видно, что на интенсивность испарения влияет состояние поверхности мишени (ее шероховатость, что было ожидаемо), а также наличие в буферном газе примесей паров аблирующей фторопластовой плазмообразующей втулки и исследуемых мишеней, оставшихся от предыдущего разряда (что оказалось не совсем ожидаемым). Кроме того, регистрировалось возникновение УВ на значительном расстоянии от поверхности мишеней при том, что поршень (пары мишени и КГ) еще не наблюдался. Объясняется это нагревом продифундировавших в газ паров мишени, о чем будет сказано ниже.



Рис.3. Шлирен-фотография ПДР в Ne (временная задержка 12 мкс, *p*_{Ne} = 401,2 торр, диафрагма 1,2 мм); мишень снизу – фторопласт 50 × 30 мм, сверху – полированная медь 50 × 30 мм (а) и увеличенная область верхней мишени (б)

Газодинамические возмущения над мишенями

С использованием схемы (рис. 2) была получена серия интерферограмм испарения всех исследованных материалов в один и тот же момент времени – 9,5 мкс от начала разряда. Ми-

шени по очереди располагались в одном месте, при этом референсная мишень («мишень-свидетель») из фторопласта была одна и та же и не перемещалась. Так как длину оптического пути в фазовой неоднородности можно считать постоянной (не зависящей от расстояния от поверхности) и равной ширине мишени, то отклонение интерференционных полос над мишенью в наших экспериментах пропорционально изменению плотности газа.

Как уже отмечалось, мишени в наших экспериментах были весьма протяженные (50 мм), из-за этого на ближний к источнику излучения конец мишени попадало в 2–2,5 раза больше энергии, чем на дальний. При этом на всей длине мишени регистрировалось отклонение интерфереционных полос, но сдвиг полос заметно различался при движении от одного края мишени к другому. Голографическая интерферограмма испарения медной мишени в аргоне показана на рис. 4.



Рис 4. Голографическая интерферограмма испарения медной мишени в аргоне (*p*_{Ar} = 200 торр): а – голограмма, восстановленная в белом свете и зарегистрированная фотоаппаратом (Sony α7) с выделенными областями 1, 2, 3, которые соответствуют характерным газодинамическим возмущениям (шаг полос 0,85 мм); б – то же в монохромном режиме, в – увеличенная область 1 соответствующая ударной волне, г – увеличенная область 2 соответствующая простой волне Римана,

д – увеличенная область 3 соответствующая акустическому возмущению

Над мишенью, на разных расстояниях от источника облучения (от ПДР) мы выделяем три типа газодинамических возмущений: акустическую волну, простую волну и слабую ударную волну.

Акустическая волна

На дальнем (от ПДР) крае мишени (см. рис.4 б, д, полоса 1) регистрируется акустическая волна. Ее отличительные черты состоят в том, что наблюдается возмущение на переднем фронте, но за этим фронтом интерференционная полоса идет без отклонения, т.е. давление и плотность почти не отличаются от фонового газа. Сдвиг интерференционной полосы меньше соответствует изменению концентрации $\Delta k \leq 0.1$. что не более чем на $\Delta N_{\rm Ar} \leq 0.17 \cdot 10^{18} \text{ сm}^{-3}$. Тогда скачок плотности газа равен $\Delta N/N_0 = 0.024$ (здесь $N_0 = 7.1 \cdot 10^{18} \text{ сm}^{-3}$) ³ – концентрация аргона при давлении 200 торр). Возмущение с таким небольшим перепадом плотности распространяется со звуковой скоростью (v = 350 м/с для аргона при T = 20 °C). Расстояние от фронта возмущения до мишени составляет h = 2 мм. По этим данным можно определить момент времени, когда возникло это возмущение: t = h/v = 6 мкс.

Простая волна

Интерференционная полоса №12 (Рис.4 б, г) соответствует простой волне (волне Римана) создаваемой плазменным поршнем, движущимся с ускорением. Скачок плотности на переднем фронте мал ($\Delta k = 0, 1-0, 2$, и $\Delta N/N_0 = 0, 02-0, 04$ – малая величина), и фронт возмущения движется со скоростью звука. На участке АВ идет нарастание плотности и позже здесь сформируется ударная волна. После максимального отклонения (точка В) идет спад плотности – участок ВС. Если бы поршень двигался все время с одним и тем же ускорением, то за передним фронтом при приближении к поршню плотность газа должна нарастать [27]. Спад плотности, в нашем случае, говорит о том, что поршень после начального ускорения к моменту времени получения интерферограммы замедляет свое движение (возможно даже ускорение поменяло свой знак).

Слабая ударная волна

У края мишени, ближнего к источнику излучения, наблюдалась ударная волна – третий тип газодинамического возмущения. В отличие от предыдущих дух типов возмущений здесь мы имеем крутой передний фронт (рис. 4 б, в, полоса №36). При $\Delta k = 1$ получаем $\Delta N_{\rm Ar} = 1,7 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Такому перепаду плотности ($\rho/\rho_0 = (\Delta N_{\rm Ar} + N_0)/N_0 = 1,24$) отвечает число Маха равное M = 1,15 ($\gamma = 5/3$).

Наиболее интенсивные ударные волны возникали при испарении фторопласта, графита и свинца у ближнего к ПДР края мишени (рис. 5). Поскольку отклонение интерференционных полос над мишенью пропорционально изменению плотности газа, то сжатие газа за УВ можно оценить двумя методами. Для случая, показанного на рис. 56 (фторопласт, Ar, x = 0,5 см от края мишени) расстояние от УВ до поверхности мишени в 2 раза больше, чем от УВ до КГ. Газ, который до разряда занимал промежуток УВ – поверхность, теперь занимает промежуток УВ – КГ. Таким образом, степень сжатия здесь равна $\rho/\rho_0 = 2,2$. С другой стороны, сдвиг полос в этой точке $\Delta k = 4$. Этому сдвигу отвечает сжатие $\rho/\rho_0 = (\Delta N_{\rm Ar} + N_0)/N_0 = 2$. Получается соответствие между двумя методами. Добавим, что сжатию $\rho/\rho_0 = 2,2$ отвечает число Маха M = 2.

Исследование механизмов испарения

Анализ интерферограмм вблизи поверхности мишеней (рис. 4) показывает, что по всей длине мишени возникшее возмущение находится примерно на одном расстоянии от поверхности. Особенно это заметно для металлических мишеней. Поскольку скорость этих возмущений приблизительно одна (скорость звука в фоновом газе), то возникли они приблизительно в один момент времени от начала разряда. Причем для разных материалов этот момент прибли-6-7 мкс зительно один: за до момента получения снимка или через 2,5–3,5 мкс после начала разряда, что приблизительно соответствует времени достижения первого максимума тока. Таким образом, наблюдается приблизительно одновременное возникновение возмущений по всей длине мишени, притом, что поглощенная энергия существенно отличается: как отмечалось выше, поглощенная энергия на ближнем к ПДР конце мишени в 2– 2,5 раза больше чем на дальнем.

Этот результат имеет следующее объяснение. На первом этапе, в начале разряда, относительно мягкое излучение нагревает поверхность и идет диффузия паров мишени в окружающий газ. Во время диффузии паров в газ акустическое возмущение не возникает. Второй этап наступает, когда из разряда приходит жесткое излучение с резким передним фронтом, что соответствует моменту времени близкому к максимуму тока. Пары, продиффундировавшие в газ, поглощают жесткое излучение, ионизуются, нагреваются и, расширяясь, вызывают акустическое возмущение. Как видно к этому моменту времени пары возникли над всей поверхностью, но в разном количестве, поэтому интенсивность возникшей волны разная. Дальнейший нагрев поверхности приводит к тому, что давление в парах достигает давления окружающего газа, возникает контактная граница между парами и газом, реализуется режим развитого испарения [28]. Режим, когда возникает диффузионная смесь паров мишени и окружающего газа исследовался при воздействии лазерного излучения на вещество экспериментально [29] и теоретически [30].





Рис 5. Голографическая интерферограмма испарения фторопластовой мишени в аргоне (*p*_{Ar} = 200 торр) (a) и ближний к ПДР фрагмент мишени (б)

Для подтверждения двухэтапного механизма испарения были выполнены два эксперимента. Во-первых, в качестве буферного газа использовался неон с добавкой воздуха (2% по давлению), что изменяло спектральный состав излучения, попадавшего на мишень (в этом случае отсутствовала жесткая компонента, и энергия квантов не превышала 6 эВ), практически не меняя его суммарную энергию [22]. В этом случае над металлическими мишенями УВ и КГ возникали намного позже, а с некоторого расстояния от ПДР и вовсе не возникали. При этом режим испарения фторопластовой «мишени-свидетеля» практически не менялся. Интенсивное испарение фторопласта объясняется фотодеструкцией [31] и для этого механизма достаточно энергии падающих квантов меньше 6 эВ.

Во-вторых, напряжение зарядки конденсатора было снижено до 15 кВ, что уменьшило энерговклад в разряд в 1,8 раз, и во столько же раз меньше световой энергии попало на мишень. В этом случае, возмущение интерфереционных полос возникло не вдоль всей поверхности мишени, но фронт этого возмущения был равноудален от поверхности. Вычисленный момент возникновения этого возмущения указывает, что появилось оно в момент максимума разрядного тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием двухэкспозиционной лазерной голографической интерферометрии и шлирен-схемы Теплера в режиме светового поля исследована динамика и макроструктура приповерхностных паро-плазменных потоков, возникающих при испарении конденсированных веществ в поле широкополосного излучения УФ-ВУФ диапазона спектра.

На шлирен-снимках и интерферограммах зарегистрированы зоны, характерные для исследуемого вида воздействия излучения на материалы: реализуется режим газодинамического испарения (режим плазменного поршня), есть ударная волна в газе, контактная граница между ударносжатым газом и плазмой паров. Анализ интерферограмм указывает на то, что режиму развитого испарения предшествует режим диффузионного испарения. На интерферограммах над мишенью на разных расстояниях от источника облучения (от ПДР) наблюдаем 3 типа газодинамических возмущений: акустическая волна, простая волна (волна Римана), и ударная волна.

Результаты получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России (13.6918.2017/8.9) на уникальной научной установке (УНУ) «Пучок-М».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Schou J., Amoruso S., Lunney J. Laser Ablation and its Applications // Ed. C. Phipps. Berlin, Heidelberg:Springer, 2007. P. 67.
- 2. Loktionov E.Y., Protasov Y.Y. Experimental study of the dynamics and macrostructure of laser-induced high-pressure dust gas-plasma flows // High Temperature. 2011. V. 49, N. PP. 36-44.
- 3. **Protasov Yu.S., Protasov Yu.Yu.** Laser propulsion: radiative gasdynamic and thermophysical interchamber processes of double-stage laser rocket thruster. I // 36th AIAA/ ASME/ SAE/ ASEE Joint Propulsion Conf.: AIAA paper № 2000-3485.- Huntsville: AIAA, 2000.- 9 p.
- 4. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Numerical simulation of the effect of laser radiation on matter in an external magnetic field // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012124.
- 5. **Protasov Y. S., Protasov Y. Y., Suslov V. I., Telekh V. D.** Experimental research of radiative gasdynamic and thermophysical processes in plasma optical converter of laser radiation into AC electrical current. I. // Proceedings of the 35 Intersociety Energy Conversion Engineering Conference: AIAA paper 2000-2888. -N.Y.: AIAA, 2000. -P. 476-483.
- 6. Radiative Plasmodynamics vol 1 / ed Yu. S. Protasov. Moscow: Energoatomizdat, 1991.
- Протасов Ю.С. Плазменные источники излучения высокой спектральной яркости / в кн. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том: Т.4. / Под ред. В.Е.Фортова.-М.: Наука, 2000.- С.232-262.
- 8. **Popov G.A., Antropov N.N.** Ablative PPT. New quality, new perspectives // Acta Astronautica. 2006. 59. P. 175.
- 9. **Popov G.A., Khrustalev M.M., Khrabrov V.A., Antropov N.N., Lyubinskaya N.V.** Physicomathematical model of plasma acceleration in an ablative pulsed plasma thruster // Plasma Phys. Rep. 2014. V. 40, N 5. P. 336.
- 10. EUV Sources for Lithography / ed. V Bakshi. Wash. Bellingham: SPIE Press, 2006.
- Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. // Nucl. instrum. and methods in phys. research. 2009. A 603 (1-2). P. 147.
- 12. Arkhipov V.P., Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Makarchuk A.A. // Applied Physics. 2016. N 6. P. 102.
- 13. Kirillov D.V., et. al. The structure and properties of modified surface carbon steel by

compression plasma flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1115. P. 032036.

- 14. **Vyacheslavov L.N. et al.** // Physica Scripta. 2018. V. 93. P. 035602.
- 15. Kovalenko D.V. et al. // Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion. 2014. V. 37, N 4. P. 39.
- Pavlov A., Protasov Yu., Telekh V., Tshepanuk T. Experimental Research of Dynamics and Macrostructure of Light Erosion Radiative Plasmodynamic Discharges // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012062.
- 17. Васильев Л.А. Теневые методы.- М.: Наука, 1968.- 480 с.
- 18. Hariharan P. Optical Interferometry. San Diego: Academic Press, 2003. 368 p.
- 19. **Зайдель А.Н., Островская Г.В.** Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977. 219 с.
- 20. Островский Ю.И. Голография и ее применение. Л.: Наука, 1973. 180 с.
- 21. Островская Г.В. Голографическая интерферометрия физических процессов // Журнал технической физики. 2016. Т 86, Вып. 6. С. 1-16.
- 22. **Nosov K.V., et al.** Experimental investigation of powerful wide band radiation interaction with the condensed matters // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V.1115. P. 032011.
- 23. Skryabin A.S., et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V.1115. P. 042017.
- 24. **Носов К.В., Павлов А.В., Телех В.Д., Щепанюк Т.С.** Исследование параметров плазмодинамического лазерно-индуцированного разряда магнитоплазменного компрессора торцевой геометрии. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2017. Т.60, № 10-2. С.78-83.
- 25. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. / под ред. Г.И. Мишина, Л.: Наука, 1979. 232 с.
- 26. Peter Schwerdtfeger, Jeffrey K. Nagle Table of static dipole polarizabilities of the neutral elements in the periodic table // Molecular Physics. 2018.
- 27. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
- 28. **Воробьев В.С.** Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями // Успехи физических наук. 1993. Т.163, Вып.12. С.51-84.
- 29. Даньщиков Е.В., Дымшанов В.А., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В. Условия образования различных состояний поверхностной плазмы при квазистационарном воздействии излучения СО₂-лазера // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, №9. С.1863-1872.
- 30. **Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С.** Пороги образования плазмы в парогазовой смеси у поверхности нагреваемых лазером металлов. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18, № 8. С. 999-1002.
- 31. **Loktionov E.Yu., et al.** Energy efficiency of femtosecond laser ablation of polymer materials // Journal of Applied Spectroscopy. 2012. V. 79, N 1. P. 104-112.

A.V. Pavlov, Yu.Yu. Protasov, V.D. Telekh, T.S. Shchepanuk

Bauman Moscow State Technical University, Russia, 5, p. 1, 2nd Bauman str., Moscow, 105005, Russia E-mail: stcpe@bmstu.ru

LASER HOLOGRAPHIC INTERFEROMETRY OF NEAR-SURFACE VAPOR PLASMA FLOWS IN EVAPORATION OF CONDENSED SUBSTANCES BY BROADBAND, HIGH-BRIGHTNESS ELECTROMAGNETIC RADIATION UV-VUV SPECTRAL RANGE

Using double-exposure laser holographic interferometry and Toepler schlieren-schemes in the light field mode, the dynamics and macrostructure of near-surface vapor-plasma flows arising from evaporation of condensed substances in the field of broadband radiation of the UV-VUV range of the spectrum are investigated.

LIGHT EROSION, TWO-EXPOSURE LASER HOLOGRAPHIC INTERFEROMETRY, DY-NAMICS AND MACROSTRUCTURE OF THE NEAR-SURFACE VAPOR PLASMA FLOWS, LIGHT RADIATION OF THE UV - VUV SPECTRAL RANGE



УДК 681.7.013.7

*Печинская О.В., Сангаджиева Е.Д.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, *E-mail: olkaown@yandex.ru

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ РЕЗКО ИЗОБРАЖАЕМОГО ПРОСТРАНСТВА В СИСТЕМАХ С КОРРЕКЦИЕЙ ШАЙМПФЛЮГА МЕТОДАМИ ЧИСЛЕННОГО И ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

АННОТАЦИЯ

В работе описан алгоритм визуализации области резко изображаемого пространства по распределению контраста в плоскости кадра. Приведены параметры установки с адаптером Шаймпфлюга для регистрации фоновых изображений, а также параметры компьютерной модели оптической системы с наклоном плоскости приёмника. Представлены экспериментальные изображения фонового экрана и синтезированные изображения. Получены распределения контраста по плоскости кадра.

ГЛУБИНА РЕЗКОСТИ, ПРИНЦИП ШАЙМПФЛЮГА, НАКЛОН ИЗОБРАЖЕНИЯ, РАС-ПРЕДЕЛЕНИЕ КОНТРАСТА, КРУЖОК РАССЕЯНИЯ

введение

В современных оптических измерениях распространены стерео и томографические системы, регистрация изображения в которых осуществляется под некоторым не нулевым углом наблюдения. Примерами могут служить измерительные системы методами стереоскопической и томографической анемометрии по изображениям частиц и другие корреляционные методы [1, 2]. Оптические измерительные системы, в которых плоскость наведения не перпендикулярна оптической оси системы, для получения качественных изображений требуют соответствующей коррекции: согласование углов наблюдения и матрицы фотоприёмника [3]. Такая коррекция осуществляется в соответствии с принципом Шаймпфлюга [4]. При регистрации изображения наклонного предмета периферийная часть кадра выходит за пределы глубины резкости. Применение коррекции Шаймпфлюга позволяет расширить область резко изображаемого пространства по сравнению с изображениями, полученными без коррекции.

Несмотря на то, что сложно учесть все составляющие погрешности измерений, выполняемых корреляционными методами, можно предположить, что в пределах области изображения с более высоким разрешением погрешность измерений будет меньше. В настоящей работе предложен способ визуализации области резко изображаемого пространства с целью определения размера и положения области измерений с потенциально более высокой точностью. При обработке изображений корреляционными методами часто прибегают к ограничению области опроса. Это позволяет существенно повысить скорость обработки, а также избежать появления ошибочных векторов, которые появляются вне зоны исследуемого потока при обработке экспериментальных изображений. Визуализация области резко изображаемого пространства позволяет определить размер и положение интересующей области опроса в том случае, если пределы области опроса могут быть ограничены областью максимально резкого изображения.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ РЕЗКО ИЗОБРАЖАЕМОГО ПРОСТРАНСТВА ПО РАС-ПРЕДЕЛЕНИЮ КОНТРАСТА

Схема регистрации изображений фонового экрана

Для оценки зависимости глубины резкости от угла поворота матрицы была проведена серия экспериментов. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1. Фоновый экран 1 освещается некогерентным излучением. В качестве фонового экрана использовался чёрный экран с белыми кружками, равномерно распределёнными в шахматном порядке. Формат экрана А3, диаметр кружка 4 мм, расстояние между центрами кружков 10 мм. Изображение фонового экрана формируется объективом 2 на плоскости матрицы цифрового приёмника 4. Поворот плоскости приёмника относительно оптической оси осуществлялся с помощью адаптера Шаймпфлюга 3. Измерения проводились для расстояния наведения 1500 мм. Диапазон углов наблюдения θ от 0° до 40° с шагом 5°. Диапазон углов наклона плоскости матрицы α от 0° до 10° с шагом 2°. В эксперименте была использована видеокамера Видеоскан 285USB с монохромной ПЗС-матрицей Sony ICX285AL [5], объектив с фиксированным фокусным расстоянием Nikon AF Nikkor 50 mm 1:1.8D, адаптер Шаймпфлюга производства фирмы LaVision Scheimpflug Mount version 3.



Рис. 1. Схема регистрации изображений фонового экрана (слева) и фрагмент фонового экрана (справа)

Алгоритм обработки изображений фоновых экранов и результаты визуализации

В качестве критерия изменения резкости был выбран коэффициент передачи модуляции (КПМ) или контраст. Центральная область экрана, отображается оптической системой в более высоком качестве, то есть более резко. На периферии изображения резкость существенно хуже, что выражается не только в размытии пятен, но и снижении интенсивности. Размах между максимальным и минимальным значениями интенсивности уменьшается. Коэффициент передачи модуляции (контраст) может быть выражен как отношение разности максимальной и минимальной сигнала к их сумме. В нашем случае контраст не будет постоянным по полю. На рисунке 2 показан пример изображения фонового экрана.



Рис. 2. Пример изображения фонового экрана: $\alpha = 10^\circ$, $\theta = 40^\circ$

Исследуемое изображение разбивается на окна опроса размером 58×52 пикселей. Для матрицы размером 1392×1040 эффективных пикселей получим $24 \times 20 = 480$ прямоугольных окон без наложения друг на друга. Далее окна перебираются по порядку слева на право, сверху вниз, начиная с левого верхнего. Внутри каждого окна определяются максимальные и минимальные значения отсчетов, которые пропорциональны интенсивности, и среднее арифметическое. Полученное значение является границей, отсчёты выше которой будут записаны в вектор максимальных значений, а ниже – в вектор минимальных. Определяется среднее значение векторов светлых и темных пикселей I_{max} и I_{min} соответственно. Тогда контраст изображения

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Когда определен контраст для каждого окна опроса, можно визуализировать распределение контраста по плоскости кадра. На рисунке 3 приведены примеры полученных изображений с поворотом матрицы 10°, поворот экрана 10° и 40°.



Рис. 3. Распределения контраста

Задавшись пороговым значением контраста по полученным распределениям можно оценить размер резко изображаемой области кадра

В ходе работы были выявлены следующие недостатки предложенной методики оценки размера области резко изображаемого пространства: чувствительность к распределению освещённости по плоскости кадра и к общему перепаду освещенности за время проведения измерений. Для оценки зависимости размера области резко изображаемого пространства от взаимного расположения плоскости наведения и изображения без учёта негативного влияния изменения освещённости было выполнено численное моделирование измерительной ветви стереоскопической системы.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ РЕЗКО ИЗОБРАЖАЕМОГО ПРОСТРАНСТВА НА СИНТЕЗИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ

Параметры модели

Для моделирования оптической части измерительной ветви стереоскопической системы был выбран трёхлинзовый объектив с фокусным расстоянием 52 мм. Апертурная диафрагма расположена между второй и третьей линзой. Моделирование выполнено для трёх длин волн: 450 нм, 550 нм и 650 нм; основная длина волны 550 нм. На рисунке 4 показана оптическая схема объектива с ходом лучей. Распределения были получены для расстояния наведения A = 500 мм и диафрагмы f'/8.



Рис. 4. Ход лучей в системе с наклоном матрицы: $\theta = 40^\circ$; $\alpha = 5, 2^\circ$

Диапазон углов наведения $\theta = 0^{\circ} - 40^{\circ}$ с шагом 5°. Для каждого значения угла наведения θ по формуле [3]

$$tg\alpha = \frac{f'}{A}tg\theta$$

был вычислен соответствующий угол наклона матрицы α, обеспечивающий максимальную степень коррекции изображения для данной конфигурации. Результаты расчёта приведены в таблице 1.

θ, °	5	10	15	20	25	30	35	40
α, °	0,53	1,06	1,62	2,20	2,81	3,48	4,22	5,05

Таблица 1 Углы поворота матрицы для A/f' = 9,5

Функция симуляции изображения (Image Simulation) меню Анализ позволяет синтезировать изображения фонового экрана. В ходе работы были синтезированы изображения трёх серий: а) угол наведения θ меняется от 0° до 40° с шагом 5° без коррекции Шаймпфлюга (α =

0°); б) фоновый экран расположен нормально к оптической оси, угол поворота плоскости приёмника меняется в пределах от 0° до 10° с шагом 1°; в) угол наведения θ меняется от 0° до 40° с шагом 5° с коррекцией Шаймпфлюга (табл. 1).

Для получения распределения контраста синтезированные изображения были обработаны описанным выше способом. Примеры синтезированных изображений и результаты визуализации представлены на рисунке 5.



Рис. 5. Примеры синтезированных изображений (слева) и соответствующие распределения контраста (справа): a) $\theta = 40^\circ$, $\alpha = 0^\circ$; б) $\theta = 0^\circ$, $\alpha = 8^\circ$; в) $\theta = 40^\circ$, $\alpha = 5^\circ$

Синтезированные изображения получены с учётом остаточных аберраций объектива и с настройками приёмника, соответствующими параметрам сенсора ICX285AL: квадратный пиксель размером 6,45 мкм, число пикселей 1392×1040. Визуально трудно определить различия между изображениями, приведёнными на рис. 5 слева, тем не менее, последующая обработка позволяет визуализировать области кадра, отображаемые резко.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено численное и физическое моделирование измерительной ветви стереоскопической оптической системы. Предложен алгоритм визуализации области резко изображаемого пространства по распределению контраста в изображении фонового экрана. Полученные на компьютерной и физической моделях результаты качественно совпадают. Метод определения размера области резко изображаемого пространства по распределению контраста имеет ряд недостатков: чувствительность к уровню освещённости, а также к выбору порогового значения контраста, ниже которого изображение считается нерезким. В работе [6] авторами был предложен способ оценки размера области резко изображаемого пространства по изменению уровня СКО в направлении, перпендикулярном оси поворота матрицы приёмника. Комбинирование двух способов может повысить точность измерений области резко изображаемого пространства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Raffel M., [et. al.]** Particle Image Velocimetry. A Practical Guide – Springer International Publishing. – 2018. – 669 p. DOI 10.1007/978-3-319-68852-7.

2. **Sutton M. A., Orteu J. J., Schreier H.** Image Correlation for Shape, Motion and Deformation Measurements. Basic Concepts, Theory and Applications – Springer US. – 2009. – 322 p. DOI 10.1007/978-0-387-78747-3.

3. **Particle** Image Velocimetry. Руководство пользователя программы "ActualFlow". Новосибирск: ООО СигмаПРО. 2016. Режим доступа: http://www.itp.nsc.ru/piv/. Дата обращения: 20.04.2019 г.

4. **Merklinger H. M.** Focusing the View Camera, Published by the author: Harold M. Merklinger P. O. Box 494 Dartmouth, Nova Scotia Canada, B2Y 3Y8. Internet Edition (v. 1.6.1) 8 Jan 2007. 146 p.

5. **Технические** характеристики ПЗС-матрицы ICX285AL. Режим доступа: http://datasheet.elcodis.com/pdf2/107/40/1074000/icx285al.pdf. Дата обращения: 23.04.2019 г.

6. Печинская О. В., Сангаджиева Е. Д., Скорнякова Н. М. Исследование влияния поворота оси объектива к оси матрицы видеокамеры на глубину резкости // Измерительная техника. – 2019, №1. С. 31-33.

O.V. Pechinskaya^{*}, E.D. Sangadzhieva

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, *E-mail: olkaown@yandex.ru

VISUALIZATION OF THE SHARP AREA IN IMAGES, TAKEN BY OPTICAL SYSTEMS WITH SCHEIMPFLUG CORRECTION, BY NUMERICAL AND PHYSICAL MODELLING

This paper describes the sharpness area visualization algorithm by contrast distribution in the image plane. The parameters of the optical system with Scheimpflug adapter for background images registration, as well as the parameters of the computer model of the optical system with the tilt of the image plane are given. Experimental background images and synthesized images are presented. The contrast distributions at the image plane are obtained.

DEPTH OF FIELD, SHEIMPFLUG PRINCIPLE, IMAGE TILT, CONTRAST DISTRIBUTION, CIRCLE OF CONFUSION



УДК 535-34

^{1, 2}Плисс А.О., ²Плетнева В.А., ²Якимчук И.В.

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9, Еmail: info@mipt.ru ²Московский научно-исследовательский центр Шлюмберже, Россия, 119285, Москва, Пудовкина ул., 13, E-mail: apliss@slb.com

КОНТРОЛЬ НАСЫЩЕННОСТИ ОБРАЗЦОВ ГОРНОЙ ПОРОДЫ МЕТОДОМ РЕНТГЕНОГРАФИИ

АННОТАЦИЯ

В работе представлен метод мониторинга фильтрации жидкости в пористой горной породе с помощью рентгеновской радиографии. Описана установка, позволяющая проводить рентгенографические измерения фильтрационных процессов в керне при давлениях, имитирующих пластовые, и обеспечивающая пространственное разрешение до 2 мкм. Предложенная процедура обработки регистрируемых снимков позволяет получать распределения флюидонасыщенности в керне с временным разрешением до нескольких секунд, что подтверждено в серии экспериментов на различных песчаниках.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОТОКОВ, РЕНТГЕНОГРАФИЯ, ФИЛЬТРАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КЕРНЕ

введние

Течение флюида через пористую среду играет ключевую роль в целом ряде важных процессов, таких как протекание воды, нефти и газа в горной породе. Понимание и количественное описание этого процесса необходимо для эффективной разработки месторождения. Традиционно многофазные течения в таких системах исследуют в специальных фильтрационных установках на керне – цилиндрическом образце горной породы, исходно извлеченном из скважины посредством предназначенного для этого вида бурения. Современные установки для исследования кернов [1] позволяют измерять основные фильтрационно-ёмкостные, электрические, акустические и другие параметры пород в условиях, моделирующих термобарические условия естественного залегания. Эти сведения могут быть использованы для решения практических задач, связанных с интерпретацией данных промыслово-геофизических исследований скважин при подсчётах начальных и текущих запасов нефти, а также при выборе технологии интенсификации скважин и повышения нефтеотдачи пластов [2, 3].

Как правило, в подобных исследованиях образец керна характеризуется целиком, что может порождать ошибки в последующей интерпретации, например, в случае сильно неоднородной структуры. Для изучения и учёта особенности строения горной породы используются различные методы получения изображения объекта исследования, такие как оптическая и электронная микроскопии, рентгеновская (микро)томография [4]. Последний из упомянутых методов обладает целым рядом уникальных свойств для изучения оптически непрозрачных горных пород. Он позволяет отображать трёхмерную внутреннюю структуру с достаточно большим полем зрения (~1 см³) и высоким пространственным разрешением на уровне 1 мкм, не разрушая образец. Отметим, что рентгеновская томография горных пород может быть использована не только для изучения строения минеральной матрицы, но и при определённых условиях для анализа распределения флюидов в порах образца [5-7]. К сожалению, получение трёхмерной рентгеновской микротомограммы в лабораторных условиях, как правило, занимает относительно долгое время (десятки минут – часы), что затрудняет изучение динамических процессов.

Тем не менее, в последнее время активно развивается задача рентгеновского контроля фильтрационных процессов в образце горной породы. Стоит отметить, что сложность этой задачи возрастает с увеличением пространственного разрешения. Здесь и далее рассматривается возможность наблюдения динамики течения с характерным разрешением ~1-10 мкм. В первых экспериментах в этом направлении томография проводилась только до и после фильтрации [8]. В случае использования на порядки более яркого синхротронного источника излучения [5], [6] удаётся получать изображения образца в ходе протекания через него флюида с высоким временным разрешением [9]. При этом возможность динамической томографической съемки позволяет наблюдать сам процесс фильтрации не только в 2D, но и в 3D [10]. С прикладной точки зрения, основной интерес к динамической съёмке процессов многофазной фильтрации в горной породе заключается в контроле пространственного распределения в образце фаз, участвующих в течении. Например, в экспериментах по определению относительных фазовых проницаемостей через породу необходимо в каждый момент времени знать содержание каждой из фаз в образце. В некоторых случаях эту информацию приходится получать по косвенным измерениям (например, по электрическому сопротивлению), точность которых может быть неудовлетворительной. Задача измерения флюидонасыщенности в керне становится ещё более сложной при изучении малых образцов (около 1 см и меньше). Таким образом, проведение фильтрационных экспериментов с одновременным радиографическим контролем в лабораторной рентгеновской установке позволит с большей точностью определять параметры насыщенности и, как следствие, значения относительных проницаемостей. Кроме того, такой подход предоставляет дополнительные сведения о характере и степени однородности движения исследуемых жидкостей по образцу.

Ещё одна возможная область применения описываемой в работе методики относится к активно развивающемуся сегодня подходу по цифровому анализу керна [11-13], в котором рентгеновская микротомография является основным инструментом для построения цифровой модели геометрии пустотного пространства. В рамках цифрового анализа керна фильтрационно-емкостные свойства образца горной породы определяются не по экспериментам в фильтрационных установках, а из результатов численного моделирования гидродинамических процессов на поровом уровне. Важной частью в создании и развитии подобных численных симуляторов является их валидация. Одним из способов валидации является сравнение результатов моделирования с аналитическими решениями соответствующих задач. Как правило, в таких задачах геометрия каналов течения значительно проще реальной пористой структуры (например, течения в капиллярах, поровых дуплетах, формирование висячей или сидячей капли в гравитационном поле). Пустотное пространство горных пород существенно отличается от таких упрощённых систем. Возможным способом валидации расчётов в этом случае является сравнение динамики изменения пространственного распределения флюидонасыщенности в образце, получаемой из численного моделирования с результатами описываемого в этой статье подхода.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Постановка задачи

В работе рассматривается задача контроля фильтрационных процессов в горных породах с помощью метода рентгеновской радиографии. Для этого необходимо сконфигурировать и оптимизировать установку для рентгенографических измерений с возможностью одновременной прокачки флюидов через образец. Кроме того, требуется разработать процедуру обработки получаемых рентгенограмм для надёжного определения двумерных профилей насыщенности. Протестировать предлагаемое решение на нескольких реальных образцах.

Экспериментальная установка

В качестве рентгенографической системы в данной работе использовался рентгеновский микротомограф SkyScan 1172 (Bruker MicroCT). Источником излучения служила рентгеновская трубка мощностью 10 Вт с напряжением до 100 кВ, током 100 мкА и диаметром фокусного пятна менее 5 мкм. Малый размер источника позволяет использовать коническую геометрию пучка для достижения проекционного увеличения рентгенографического изображения. Габариты поля зрения детектора прибора составляют ~45х24 мм. Распределение интенсивности прошедшего рентгеновского пучка на данной площади регистрируется ПЗС-матрицей размером 4000×2096 пикселов с возможностью объединения соседних пикселов ($\times1$, $\times2$ и $\times4$) при соответствующем уменьшении размера изображения. Отметим, что объединение пикселов приводит к уменьшению времени получения одного кадра при фиксированном соотношении сигнал/шум. Так в режиме 1000×524 время экспозиции составляет около 100 мс.

Для штатного столика данного микротомографа в Московском научно-исследовательском центре Шлюмберже была разработана специальная ячейка-кернодержатель с возможностью фильтрации флюидов через помещённый внутрь образец при всестороннем обжимном давлении до 40 МПа (с целью приближения к пластовым условиям) [14-15]. Перемещение данного столика вдоль оптической оси позволяет варьировать проекционное увеличение и, как следствие, эффективное разрешение рентгенограммы в интервале 2-40 мкм. В работе исследовались цилиндрические образцы песчаника диаметром около 8 мм со значениями пористости от 20% до 25%. В качестве примера демонстрируются результаты заводнения, полученные на образце песчаника Parker (диаметр 8,3 мм, длина 10,3 мм, пористость 20,1%).

Для осуществления фильтрационных экспериментов внутрь микротомографа через имеющиеся технологические отверстия заводились соединительные трубки. Эти трубки с одной стороны подключались к ячейке высокого давления, а с другой – к прецизионному насосу Quizix QX020 (Ametek). Рабочим флюидом насосной системы являлась дистиллированная вода. Для закачки в образец иных жидкостей в подводящую систему между насосом и ячейкой устанавливались разделительные ёмкости. С целью упрощения конфигурации гидравлической системы прошедший сквозь образец флюид собирался в специальном резервуаре-накопителе в непосредственной близости с ячейкой рис. 1.

Оперативное управление насосом и рентгенографической системой осуществлялось с подключённого к ним компьютера. На этот же компьютер происходила запись изображений в ходе съёмки. Описанная ниже процедура обработки данных также может производится на данном ПК.



Рис. 1. Кернодержатель с резервуаром для отвода жидкости

Интерпретация данных

Полученные с томографа радиографические изображения I(x, z) представляют собой пространственное распределение интенсивности пучка, прошедшего через ячейку с образцом. При этом рассматривается лишь прямолинейное распространение рентгеновского пучка, т.е. излучение, зарегистрированное пикселом с координатами (x, z), является результатом суммарного поглощения пучка в образце вдоль прямой линии от источника (микрофокуса рентгеновской трубки) до пиксела (x, z). Пренебрегая на данный момент полихроматичностью рентгеновского пучка, законы поглощения для сухого и насыщенного образца примут вид:

$$I_{drv}(x,z) = I_0 e^{-\mu_{rock} I_{rock}(x,z)},$$
(1)

$$I_{rat}(x,z) = I_0 e^{-(\mu_{rock} I_{rock}(x,z) + \mu_{fluid} I_{pore}^{fluid}(x,z))},$$
(2)

где I_{dry} , I_{sat} – профили интенсивности пучка, прошедшего через сухой и насыщенный образец соответствено, I_0 – профиль интенсивноти пучка, прошедшего через пустую ячейку, μ_{rock} , μ_{fluid} – линейный коэффициент ослабления для керна и флюида соответственно, $l_{rock}(x, z)$ – суммарная длина пути через цилиндрическую минеральную матрицу горной породы, по которому прошёл пучок перед попаданием в пиксел (x, z), l_{pore}^{fluid} – аналогичная длина, занимаемая флюидом.

Данные распределения представлены на рис. 2 для сухого и полностью насыщенного водой образца. Как видно, на исходных данных сложно заметить изменения, связанные с увеличением водонасыщенности порового пространства, т.к. контраст на изображении в большей степени обусловлен поглощением в стенках ячейки и минеральной матрице. Для корректного учёта неизменного поля поглощения от стенок и минералов нами была разработана процедура обработки изображений, описанная ниже.



Рис. 2. Двумерные профили пучка, прошедшие через а) сухой и б) насыщенный водой образцы

Обработка данных и результаты

Всю процедуру обработки изображений можно разделить на несколько этапов: предварительный, получение профилей поглощения и пересчёт профилей поглощения в профили флюидонасыщенности.

Первый этап учитывает известные особенности рентгенографической системы, такие как постепенный прогрев источника, малые смещения фокального пятна рентгеновской трубки, медленные изменения яркости пучка в ходе эксперимента, шум детектора. Все эти эффекты приводят к небольшим дополнительным искажениям в профиле интенсивности пучка, несвязанным с изменением концентрации флюида. Проблемы стабильности пучка частично решаются пространственным совмещением кадров (например, каждого кадра с последним) и калибровкой поля яркости по некоторым областям, не участвующим в течении. Для подавления шумов в данной работе использовалось сочетание достаточно простых и широко известных способов [16] – усреднение методом Гаусса по площади кадра и медианная фильтрация между соседними кадрами (т.е. сглаживание по времени) [17].

На следующем этапе происходит пересчёт профилей интенсивностей в профили поглощения за счёт протекающих флюидов. Из (1) и (2) следует, что поэлементное отношение изображений для полностью насыщенного и сухого образца позволяет отделить вклад в поглощение от твёрдой минеральной матрицы и её поровой структуры:

$$\frac{I_{sat}}{I_{dry}} = e^{-\mu_{fluid}I_{pore}^{fluid}}.$$
(3)

В дальнейшем работа будет осуществляться только с вкладом от вещества, заполняющего поровое пространство. Преобразование выражения (3) с учётом известного значения линейного коэффициента ослабления (вычисленного по табличным данным [18] или измеренного в отдельном эксперименте) позволяет получить двумерный профиль «путей», которые пучок прошёл через флюид в порах:

$$f(x,z) = \ln \frac{I_{sat}}{I_{dry}} = -\mu_{fluid} l_{pore}^{fluid} .$$
(4)

Данное распределение представлено на рис. 3 г). Для сравнения на рис. 3а-в) показано распределение f(x, z) на разных стадиях предварительной обработки.



Рис. 3. Пример обработки изображения (прокачка 20% раствора йодида калия):
а) пространственное распределение величины f(x, z) без предварительной обработки;
б) усредненное по соседним значениям пространственное распределение величины f(x, z);
в) усредненное по времени пространственное распределение величины f(x, z);
г) пространственное распределение величины f(x, z) после полной предварительной обработки. Оси изображений соответствуют пикселам с линейным размером 38,8 мкм

Наконец, последним шагом в обработке рентгенограмм является определение значений насыщенности, которая представляет собой отношение порового пространства занятого флюидом ко всему поровому пространству. Так как в данной работе анализируются проекционные рентгеновские изображения, то под насыщенностью в каждой точке рентгеновского снимка будем понимать отношение:

$$S(x,z) = \frac{l_{pore}^{fluid}(x,z)}{l_{pore}(x,z)},$$
(5)

где $l_{pore}(x, z)$ – суммарная длина пути через поры в образце горной породы, через которую прошёл пучок перед попаданием в пиксел (x, z).

Определение двумерного поля $l_{pore}(x, z)$ может быть выполнено двумя разными способами. Например, если после насыщения флюидом достигается практически 100% насыщенность, то $l_{pore}(x, z)$ несложно оценить из пары изображений с насыщенностями 0% и 100%. Иной подход возможен при известной пористости образца и предположении о её однородном распределении по объёму цилиндра.

На рис. 4 представлен график зависимости текущей полной водонасыщенности S_{Σ} (6) от времени, усредненный по каждому кадру и соответствующие максимальные и минимальные значения. В соответствии с описанной выше процедурой обработки данных максимальное значение водонасыщенности превышает 100%, что обусловлено остаточными шумами на изображениях.

$$S_{\Sigma}(t) = \left\langle S(x, z, t) \right\rangle_{x, z}.$$
(6)

На графике промежуток (1-2) соответствует закачке воды с расходом 0,002 мл/мин. (20% водный раствор йодида калия) в пространство ячейки перед образцом, (2-3) капиллярная пропитка образца, т.е. втягивание смачивающего флюида (воды) за счёт капиллярных сил, (3-4) формирование однородного фронта вытеснения, (4-5) резкое заводнение образца, (5-6) заполнение оставшихся пустот, (6-7) прокачка 10 поровых объемов с расходом 0,2 мл/мин.



Рис. 4. Зависимость насыщенности образца 20% водным раствором йодида калия от времени

Более наглядным является вертикальный профиль насыщенности S_z (7) образца, представленный на рис. 5.



Рис. 5. Профиль насыщенности образца по высоте. Вертикальная ось соответствует пикселам с линейным размером 38,8 мкм

$$S_z = \langle S(x, z, t) \rangle_x,$$

Данные по каждому кадру были усреднены по каждой строке изображения, и для них рассчитана насыщенность.



Рис. 6. Пространственный профиль насыщенности образца Parker, соответствующие времени фильтрации: а) 1 минута; б) 7,5 минут; в) 17 минут; г) 133 минуты. Оси изображений соответствуют пикселам с линейным размером 38,8 мкм

Полный 2D-профиль насыщенности (5) до, во время и после окончания закачки воды представлен на рис. 6. Начальное состояние образца характеризуется полностью однородным однофазным насыщением (рис. 6а). Динамика процесса заводнения, в т.ч. движение фронта вытеснения газа водой вдоль образца, хорошо видна на рис. 6б и 6в. Конечная водонасыщенность, полученная после прокачки более 10 поровых объемов воды, показана на рис. 6г). Она достаточно неоднородна, среднее значение 98%, и варьируется в диапазоне 90-100%, что, возможно, обусловлено как неоднородной смачиваемостью образца, так и наличием тупиковых каналов, удерживающих газ и не участвующих в фильтрации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена возможность контроля насыщенности образца на основе рентгенографических измерений. Разработан программно-аппаратный комплекс для проведения измерительных работ. Созданное решение было успешно опробовано на реальных образцах песчаников.

Полученные профили насыщенностей существенно отличаются для образцов с разными характерными размерами пор. Так, крупнопористая структура характеризуется быстрым появлением доминирующего канала фильтрации по центру и последующим медленным заполнением переферийных зон, в то время как в мелкопористом образце наблюдается более однородное вытеснение, близкое к поршневому, с охватом по всей ширине образца (рис. 6)).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Д.А. Коробкову за помощь в проведении экспериментальных работ и И.А. Варфоломееву за ценные рекомендации при обработке рентгеновских изображений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. **Лебзин Д.У., Топорков В.Г.** Современные технологии отбора и анализа керна // Каротажник. 2008. №12(177). С. 137-162.
- 2. Сургучев М.Л. Вторичные и третичные методы увеличения нефтеотдачи пластов. М.: Недра, 1985. 308с.
- 3. **Рузин Л.М., Морозюк О.А.** Методы повышения нефтеотдачи пластов (теория и практика): Учебное пособие / Ухта: УГТУ, 2014. 127 с.
- 4. **Buzug T.** Computed tomography: from photon statistics to modern cone-beam CT. —Berlin; Heidelberg: Springer Verlag. 2008. 522 p.
- 5. Berg S., Ott H., Klapp S. et al. Real-time 3D imaging of haines jumps in porous media flow // Proceedings of the National Academy of Sciences (PNAS). 2013. Vol. 110 (10). P. 3755–3759.
- 6. Berg S., Armstrong R., Ott H. et al. Multiphase flow in porous rock imaged under dynamic flow conditions with fast X-ray computed microtomography // SCA 2013–011.
- 7. Kovaleva O., Yakimchuk I. Application of X-ray microCT for estimation of rock wettability properties // Bruker microCT user meeting. Luxembourg. 2016.
- 8. Coles M., Hazlett R., Spanne P. et al. Pore level imaging of fluid transport using synchrotron X-ray microtomography // Journal of Petroleum Science and Engineering. 1998. P. 55-63.
- 9. Andrew M., Menke H., Blunt M., Bijeljic B. The imaging of dynamic multiphase fluid flow using synchrotron-based X-ray microtomography at reservoir conditions. Transp porous med. 2015. 110. P. 1–24.
- 10. Singh K., Menke H., Andrew M. et al. Data descriptor: time-resolved synchrotron X-ray microtomography datasets of drainage and imbibition in carbonate rocks. Scientific data.

- 11. **Shandrygin A., Shelepov V., Ramazanov R. et al.** Mechanism of oil displacement during polymer flooding in porous media with micro-inhomogeneities. Society of Petroleum Engineers. 2016.
- 12. Klemin D., Nadeev A., Ziauddin M. Digital rock technology for quantitative prediction of acid stimulation efficiency in carbonates. SPE-174807-MS (2015).
- 13. **Dinariev O., Evseev N.** Modeling of nanoscale liquid mixture transport by density functional hydrodynamics. Phys.Rev.E 95. P. 063307. 2017.
- 14. Yakimchuk I., Safonov I., Serkova E. et al. Ceramic proppant microstructure characterization by X-ray microtomography // Bruker micro-CT user meeting. 2018. Abstract book. P. 17-23.
- 15. Yakimchuk I., Abashkin V., Chertova A., Korobkov D. Laboratory X-ray microtomography of sand proppant pack under stress. ICTMS2017. Sweden. 2017.
- 16. Gonzalez R., Woods R. Digital image processing, 4th Edition. Pearson. 2018.
- 17. **Hall M.** Smooth operator: smoothing seismic horizons and attributes. The Leading Edge 26 (1). 2007. P. 16–20.
- 18. **X-Ray** Mass Attenuation Coefficients 21 September 2009. [Online]. Available: http://phys-ics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab4.html.

A.O. Pliss ^{1, 2}, V.A. Pletneva ², I.V. Yakimchuk ²

¹Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Russia, 141701, Moscow Region, Dolgoprudny, Institutskiy per., 9, E-mail: info@mipt.ru ² Schlumberger Moscow Research Center, Russia, 119285,Moscow, Pudovkina str., 13, E-mail: apliss@slb.com

ROCK SATURATION CONTROL USING X-RAY RADIOGRAPHY

This paper presents a method of fluid flow monitoring in porous rock using x-ray radiography. Experimental setup is described in the paper. It allows radiographic measurements of core flooding processes at confining pressure simulating reservoir one, and providing a spatial resolution up to 2 microns. The proposed method of image processing allows to obtain the distribution of fluid saturation along the core with time resolution up to a few seconds. The technique was tested within flooding experiments on various sandstones.

FLOW MONITORING, RADIOGRAPHY, FILTRATION PROCESSES IN CORE SAMPLE



Пятнадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» Москва, 24 июня— 28 июня 2019 г.

УДК 53.082.5

Поройков А.Ю., Иванова Ю.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: poroykovay@gmail.com

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС ОЦЕНКИ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ФОТОГРАММЕТРИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ

АННОТАЦИЯ

Определение погрешности измерений фотограмметрическими методами является сложной задачей, решить которую предлагается путем сравнения полученных результатов измерений с результатами измерений датчиком с малой погрешностью. В работе представлен разработанный авторами комплекс определения погрешности измерения фотограмметрических методов. Подробно рассмотрены его составляющие и описаны их технические характеристики. Рассмотрены вопросы точности и повторяемости измерений самого комплекса. Представлены алгоритм работы комплекса и пример результатов его измерений.

ФОТОГРАММЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД, ПОГРЕШНОСТЬ МЕТОДА, ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ

введение

Проблема измерений деформаций встречается во многих отраслях науки и техники. Измерения деформаций могут выполняться различными методами. Все их можно условно разделить на две группы: методы, использующие тензоэлектрические, пьезоэлектрические и механические датчики и оптические методы.

Одним из основных методов оценки формы поверхности среди оптических является фотограмметрический метод. Он обладают следующими достоинствами: высокой точностью измерений, высокой степенью автоматизации процесса, быстродействием и возможностью производить измерения дистанционно. Другие оптические методы имеют ряд недостатков, которые не позволяют широко применять их на практике.

Фотограмметрические методы предназначены для измерения физических размеров различных предметов по их изображениям. Эти методы широко применяются в современной науке и технике, однако оценке погрешности проводимых с их применением экспериментов не уделяется должное внимание. В основном для этого применяют или оптогеометрические построения [1-2], или цифровое моделирование изображений с их последующей обработкой и сравнением полученных результатов с заложенными при моделировании параметрами [3]. В некоторых работах указывается только оценка погрешности, без объяснений ее получения [4-5]. В работе предлагается другой подход оценки погрешности измерений.

КОМПЛЕКСА АВТОМАТИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТИ ФОТО-ГРАММЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Для оценки погрешности был создан программно-аппаратный комплекса автоматического определения погрешности фотограмметрических систем (рис. 1) [6]. Основная идея состоит в использовании поверхности, деформация которой происходит заданным образом (имитатора деформируемой поверхности), и высокоточного оптического датчика, с помощью которого можно измерить эту поверхность. Сравнивая результаты, полученные с помощью датчика и с помощью фотограмметрической системы, становится возможным определить абсолютную погрешность измерений системы в пределах погрешности датчика.



Рис. 1. Внешний вид и схема комплекса автоматического определения погрешности фотограмметрических систем

Для измерения всей поверхности одним датчиком используются модули линейного перемещения с шаговыми двигателями. Перемещение оптического датчика над поверхностью в двух перпендикулярных направлениях позволяет измерить расстояние до поверхности во всех ее точках с заданным шагом.

Рассматриваемый комплекс состоит из трех составных частей: имитатора деформируемой поверхности, блока измерения расстояния до поверхности и программного обеспечения для персонального компьютера.

Имитатор деформируемой поверхности позволяет менять профиль поверхности гибкой пластины площадью $380 \times 380 \text{ мm}^2$. Амплитуда смещений составляет 50 мм. Блок измерения расстояния до поверхности состоит из двух перпендикулярных друг другу модулей линейного перемещения PLLM-12. На них, в свою очередь, расположен оптический датчик расстояния LS5-40/50 фирмы НПП ПРИЗМА. Датчик на основе триангуляции отраженного от измеряемой поверхности лазерного луча измеряет расстояние до деформируемой поверхности с дискретностью 0,001 мм и с погрешностью не хуже ±0,075 мм в диапазоне расстояний 50 мм и ближней границей до датчика 40 мм. Размер пятна лазерного луча датчика в середине диапазона измерений составляет 175 мкм и не превышает значения 300 мкм во всем диапазоне.

Программная часть предназначена для управления всей установкой в целом: задания положений сервоприводов (деформации объекта) и отображения результатов блока измерения расстояния до поверхности с помощью графического интерфейса. Программная часть тестовой установки разрабатывалась на языке Python для персонального компьютера [7]. Программа позволяет задавать положение деформируемой поверхности и отображать измеренные датчиком расстояния значения расстояния до поверхности.

ОЦЕНКА ПОРГЕРШНОСТИ КОМПЛЕКСА

Для оценки погрешности разработанного комплекса проводились экспериментальные исследования, заключавшиеся в измерении расстояния до поверочной гранитной плиты (рис. 2) с заявленной неплоскостностью не более 3 мкм.



Рис. 2. Гранитная поверочная плита, установленная вместо имитатора деформируемой поверхности, и результаты ее измерения датчиком расстояния

Измерения проводились многократно в течение длительного периода времени – около одного месяца. Один проход над плитой датчика состоят в измерении расстояния в 144 точках. По измеренным точкам рассчитывалось уравнение плоскости по методу наименьших квадратов. После этого определялось отклонение каждой измеренной точки от рассчитанной плоскости. Все результаты измерений за один день (от 4 до 14 проходов) усреднялись. Таким образом среднее за один день позволяет оценить точность комплекса, а распределение значений за месяц оценить повторяемость измерений. Соответствующие результаты представлены на рис. 3.

Из графика видно, что среднеквадратичное отклонение измеренных расстояний от рассчитанной поверхности составляет не более 20 мкм и практически не изменяется со временем. Таким образом можно сделать вывод о том, что разработанный комплекс обладает высокой точностью и повторяемостью измерений.



Рис. 3. Оценка погрешности разработанного комплекса

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве тестируемого фотограмметрического метода был выбран метод корреляции фоновых изображений (МКФИ) – современный оптико-телевизионный метод измерения деформаций, основанный на цифровой обработке изображений (в англоязычной литературе Image Pattern Correlation Technique – IPCT) [8]. Его главные особенности – простота экспериментальной установки (требуется две цифровых камеры и компьютер), бесконтактность и использование современных алгоритмов обработки изображений.

Алгоритм эксперимента для проведения измерений с помощью разработанного комплекса заключается в:

- программное обеспечение случайным образом задает положение деформируемой поверхности на имитаторе;
- изображение поверхности с двух цифровых видеокамер поступает на персональный компьютер, где они обрабатываются с помощью разработанного программного обеспечения, и восстанавливается профиль поверхности [9];
- оптический датчик перемещается над поверхностью и производит измерения расстояния до нее в нескольких заданных точках;
- расстояния до поверхности в этих точках сравниваются с положением точек на восстановленном профиле поверхности. Таким образом определяется искомая погрешность.

После записи экспериментальных данных цикл повторяется. Деформация поверхности случайным образом и многократное повторение измерений позволяют получить статистические данные о погрешности метода.

На рис. 4 приведены примеры результатов измерений комплекса для различных деформаций тестовой поверхности. Оценка погрешности для этих случаев составила: среднее значение отклонения положения точек, определенных с помощью фотограмметрического метода, от положения точек, измеренных с помощью оптического датчика, от 0,502 мм до 0,588 мм, а среднеквадратичное отклонение этой же величины от 0,251 мм до 0,283 мм.


Рис. 4. Примеры результатов измерений комплекса для различных деформаций тестовой поверхности

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итогом работы служит разработанный аппаратно-программный комплекс определения погрешности фотограмметрических систем. Он позволяет определять погрешность измерения деформаций амплитудой 20 мм на поверхности площадью 380×380 мм² с дискретностью 0,5 мм по горизонтали и вертикали и 0,001 мм по высоте, и погрешностью не более 0,075 мм. Комплекс позволяет проводить автоматическую оценку погрешности результатов оптических измерений профиля деформируемой поверхности, как методом корреляции фоновых изображений, так и другими методами. Использование данного комплекса позволяет упростить разработку и апробирование, как новых методов диагностики деформаций, так и усовершенствование существующих алгоритмов и методов. Одним из возможных применений комплекса может стать проведение прямых сравнений результатов восстановления профиля поверхности различными методами. Что позволит оценивать различные фотограмметрические методы и системы, основанные на них, с помощью единого критерия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lawson N.J., Wu J. Three-dimensional particle image velocimetry: error analysis of stereoscopic techniques // Measurement Science and Technology. – 1997. – Vol. 8. – №. 8. – Pp. 894-900.

2. Boden F., Kirmse T., Поройков А.Ю., Ринкевичюс Б.С., Скорнякова Н.М., Шашкова И.А. Исследования точности измерений динамических деформаций методом корреляции фоновых изображений // Автометрия. – 2014. – Т. 50. – №5. С. 56 – 65.2.

3. **Kirmse T., Gardner A., Krombholz C.** Investigation of Aero-Optical Effects in Model Deformation Measurements in a Transonic Flow. – Simulations of a Compressor Cascade with Steady Secondary Flow Suction. – 2013. – P. 665-672.

4. **Кулеш В.П.** Видеограмметрическая система для измерений деформации крупномасштабной модели в потоке аэродинамической трубы // Датчики и системы. – 2013. – №8. – С. 7-12.

5. Иншаков С.И., Кулеш В.П., Мошаров В.Е., Радченко В.Н. Видеограмметрический метод бесконтактных измерений мгновенной деформации лопастей вращающихся воздушных винтов // Ученые записки ЦАГИ. – 2013. – Т. 44. – №. 4. – С. 72-79.

6. **Поройков А.Ю.** Комплекс определения погрешности измерения формы гибкой деформируемой поверхности методом корреляции фоновых изображений // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2017. №6. С. 28-39.

7. **Иванова Ю.В., Поройков А.Ю.** Программа для управления оптико-электронным комплексом определения погрешности фотограмметричеких систем. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018663113 от 22.10.2018.

8. **Поройков А.Ю.** Восстановление 3D профиля деформированной металлической пластины методом корреляции фоновых изображений // Измерительная техника. – 2014. – №4. – С. 15-19.

9. Поройков А.Ю. Определение погрешности измерения формы гибкой деформируемой поверхности методом корреляции фоновых изображений // Оптические методы исследования потоков: Труды XIV Международной научно-технической конференции – М.: Издательство «Перо», 2017. С. 194-202.

*A.Yu. Poroykov, Yu.V. Ivanova

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, *E-mail: poroykovay@gmail.com

AUTOMATED SYSTEM FOR ESTIMATION OF THE MEASUREMENT ERROR OF DEFORMABLE SURFACE BY PHOTOGRAMMETRIC SYSTEMS

Determination of photogrammetric methods measurement error is a difficult task. It can be solved by comparing the obtained measurement results with the measurement results of the sensor with a small error. The paper presents a system for determining the measurement error of photogrammetric methods developed by the authors. System's components are considered in detail and their technical characteristics are described. The issues of accuracy and repeatability of measurements of the system itself are considered. The algorithm of the complex and an example of the results of its measurements are presented.

IMAGE PATTERN CORRELATION TECHNIQUE, ACCURACY OF THE METHOD, MEAS-UREMENT OF DEFORMATION



УДК 520-39

¹Семибратова М.С., ²Макашов Д.А., ²Макашов М.А.

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул. 14, E-mail: msemibratova@icloud.com ² Акционерное общество «Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения», Россия, 111024, Москва, Авиамоторная ул., 53, E-mail: vans_j@mail.ru

ВЛИЯНИЕ РАЗЪЮСТИРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ ОБЪЕКТИВА ГИДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ

АННОТАЦИЯ

В рамках данной работы особое внимание уделяется исследованию влияния различных смещений оптических компонентов на качество получаемого изображения при юстировке зеркально-линзового объектива гида видимого диапазона (ВД), смоделированного в программном обеспечении ZEMAX.

Главный акцент был сделан на разъюстировку как главного (ГЗ), так и вторичного зеркал (ВЗ), поверхности которых представляют собой асферические с квадратами эксцентриситетов (уточнить), а также проанализировано влияние разворота компонента линзового корректора, выполняющего роль термокомпенсатора.

ТЕЛЕСКОП, ГИД, ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, ДИАГРАММЫ ПЯТНА РАССЕЯ-НИЯ, АНАЛИЗ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ, ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВАЯ СИСТЕМА

введение

С момента запуска первого в мире искусственного спутника Земли основной проблемой вывода космических аппаратов (КА) в безвоздушное пространство стал космический мусор. Вследствие пересечения траекторий инородных объектов с активными спутниками целостность общивки последних может серьёзно нарушиться [1]. В связи с этим реализуется программа по созданию квантово-оптических систем, а также оптико-электронных комплексов обзора космического пространства, расположение и количество которых в дальнейшем позволят производить обзор всей небесной сферы.

Для эффективного использования телескопических систем необходимо получить изображение высокого качества, которого можно добиться исключительно точными сборкой и юстировкой.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАЗЪЮСТИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ С ЭТАЛОНОМ

С целью выявления возможных ошибок при сборке и юстировке оптической системы, зачастую в расчет, производимый в специализированном программном обеспечении, вводят ошибки в тех местах, где наиболее вероятно они могут быть допущены, на основе которых впоследствии производится доработка системы и ее документации (если необходимо) в целом.

Исследование проводилось на примере объектива гида ВД (рис. 1), созданного в рамках Федеральной Космической Программы, и планирующегося установить на Лазерный инфракрасный комплекс, входящий в состав Наземной Оптико-Лазерной Станции на территории Алтайского Оптико-Лазерного Центра им. Г.С. Титова.



1 – стекло защитное, 2 – зеркало, 3 – зеркало, 4 – линза, 5 – линза, 6 – фильтр, 7 – бленда, 8 – бленда, 9 – механизм перемещения, 10 – крышка фронтальная, 11 – крышка технологическая Рис. 1. Схема объектива

В соответствии с техническим заданием объектив гида ВД должен обладать следующими характеристиками:

- Фокусное расстояние 1250 мм;
- Диаметр входного зрачка 250 мм;
- Относительное отверстие: 1:5;
- Концентрация энергии в плоскости наилучшего изображения в рабочем спектральном диапазоне:

- в заданной области размером 13×13 мкм по всему полю зрения – 60 %;

- в заданной области размером 19,5×19,5 мкм по всему полю зрения 85 %;
- Интегральный коэффициент пропускания 60 %.

С помощью программы *ZEMAX* построен график зависимости модуляционной передаточной функции (МПФ) от величин пространственных частот (рис. 2), на котором черным цветом обозначена кривая дифракционного предела, вычисленная для оптической системы, в которой отсутствуют аберрации, а синим – кривая МПФ объектива эталонного объектива без намеренно внесённых разъюстировок [2].



По графику, построенному в результате моделирования исследуемого объектива в программной среде *ZEMAX* можно сделать вывод, что исходная оптическая система имеет незначительные аберрации, так как построенные кривые имеют схожий характер.

Объектив без намеренно внесённых в оптическую систему разъюстировок даёт пятно рассеяния радиусом 2,965 мкм с незначительной сферической аберрацией, исходя из диаграммы, представленной на рис. 3. Все дальнейшие исследования поведения объектива при различных видах отклонений от соосности оптических элементов проводятся на длине волны 631 нм (красный цвет).



Рис. 3. Диаграмма пятна рассеяния съюстированного объектива

Задачей сборки является не только центрировка объектива, но и сохранение его в центрированном положении [3]. Рассмотрим несколько реальных случаев отклонения компонентов от их номиналов и проанализируем их.

Одной из возможных при сборке ошибок может стать наклон главного зеркала в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Результат поворота главного зеркала вдоль оси X в пределах от 0,01 до 0,05° с шагом 0,01° на примере функции распределения кружка рассеяния иллюстрирует рис. 4.



a – 0,01°, б – 0,02°, в – 0,03°, г – 0,04°, д – 0,05°

По мере возрастания угла поворота главного зеркала, являющегося асферической поверхностью второго порядка, наблюдается увеличение как размеров самого пятна рассеяния, так и величины децентрировочной комы, вносимой в систему разъюстировкой. По сравнению с исходной диаграммой пятна рассеяния, полученной без наличия различного вида смещений оптических компонентов, геометрический радиус пятна увеличился в 4 раза. Однако в случае если распределение концентрации энергии (рис. 5) в таком пятне удовлетворяет техническому заданию, объектив будет являться пригодным к использованию.



На приведённом графике видно, что условию технического задания, касающегося распределению концентрации энергии в пятне рассеяния, удовлетворяют две верхние линии: а, б которые соответствуют значениям угла наклона 0,01°, 0,02° и на уровне 0,85 имеют кружки рассеяния радиусами 7 мкм и 9 мкм.

Ниже, на рис. 6 представлены результаты, полученные при децентрировке главного зеркала относительно оптической оси в пределах от 0,01 до 0,05 мм.





С увеличением расстояния положения главного зеркала от эталонного наблюдается появление аберрации кома и существенное увеличение пятна рассеяния.

Для проверки соответствия объектива основным конструктивным характеристикам необходимо определить допустимое для эксплуатации значение децентрировки главного зеркала с помощью распределения концентрации энергий (рис. 7).



Исходя из графика, представленного на рис. 7, можно сделать выводы о допустимой децентрировке главного зеркала: при смещениях на 0,01 мм, 0,02 мм, 0,03 мм необходимая доля энергии достигается для значений радиусов 5,3 мкм, 7,6 мкм и 9,7 мкм. Остальные величины децентрировки для исследуемого объектива неэффективны.

Далее на рис. 8 рассмотрен случай изменения угла, под которым расположено вторичное зеркало, по отношению к оптической оси системы в пределах от 0,005° до 0,025°.



a – 0,005°, б – 0,01°, в – 0,015°, г – 0,02°, д – 0,025°

Из-за смещения центра кривизны вторичного зеркала с оси нарушается гомоцентричность широких световых пучков, вследствие чего возникает децентрировочная кома, величина которой увеличивается почти в 3,5 раза с возрастанием значения угла наклона.

Расположенный ниже рис. 9 наглядно демонстрирует изменения зависимости концентрации энергии от радиуса пятна рассеяния, связанные с увеличением наклона вторичного зеркала.



Требуемое значение 85% от общей энергии достигается при четырёх значениях углов наклона вторичного зеркала, соответствующих линиям а, б, в, г с радиусами пятен рассеивания 5 мкм, 6 мкм, 7,8 мкм, а также 8,5 мкм. При наклоне ВЗ на 0,025° условия технического задания не выполняются.

Наглядные результаты смещения вторичного зеркала на 0,01 – 0,05 мм вдоль оптической оси относительно его эталонного положения представлены на рис. 10 в виде диаграмм пятен рассеяния.



а – 0,01 мм, б – 0,02 мм, в – 0,03 мм, г – 0,04 мм, д – 0,05 мм

Как можно видеть из результатов, представленных выше, сдвиг главного зеркала относительно оптической оси системы существенным образом влияет на величину аберрации кома: пятно, изображённое на рис. 10 д почти в 4 раза превышает радиус пятна на рис. 10 а.

Влияние децентрировки (0,01 – 0,05 мм) ВЗ вдоль оптической оси на концентрацию энергии в пятне рассеяния представлено на рис. 11.



Из пяти рассмотренных значений сдвига вторичного зеркала техническому заданию соответствуют только три: 0,01 мм, 0,02 мм и 0,03 мм с радиусами пятен 5,5 мкм, 7,5 мкм и 10 мкм соответственно.

Был рассмотрен вариант установки линзы блока термокомпенсатора с малоразличимыми радиусами кривизны, перевёрнутой по оси *оХ* на 180°, так как на практике уже бывали подобные случаи (рис. 12).



Рис. 12. Диаграмма пятна рассеяния при развороте линзы

При сравнении диаграммы, полученной после разворота линзы, входящей в состав подвижного блока, выполняющего роль термокомпенсатора, с эталонной сборкой объектива, можно заметить увеличение радиуса пятна примерно в 27,5 раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проведения моделирования объектива гида ВД в программной среде ZEMAX были получены наглядные представления созданных преднамеренно нарушений юстировки и

сборки исследуемого объектива. Анализ полученных изображений показывает, что вторичное зеркало более чувствительно к нарушению соосности оптических элементов, чем главное. Наиболее сильное влияние как на главное, так и на вторичное зеркало оказывает наклон относительно оптической оси. Также, исходя из диаграмм рассеяний, можно сделать вывод, что при наличии децентрировок в оптической системе появляется и становится преобладающей децентрировочная кома.

Таким образом, по полученным в ходе проверки качества объектива гида ВД характеристикам можно будет узнать, были ли допущены неточности при сборке и юстировке.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

ВД – видимый диапазон; ВЗ – вторичное зеркало; ГЗ – главное зеркало; КА – космический аппарат;

МПФ – модуляционная передаточная функция.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Воейкова А.В. Проблема космического мусора // Актуальные проблемы авиации и космонавтики, 2014.
- 2. **ZEMAX.** Optical design program. User's manual, 2011.
- Козерук А.С. Сборка и юстировка оптических приборов: конспект лекций для студентов специальности 1-38 01 02 «Оптико-электронные и лазерные приборы и системы» / А.С. Козерук. Минск: БНТУ, 2015. 96 с.

M.S. Semibratova¹, D.A. Makashov², M.A Makashov²

 ¹ National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: msemibratova@icloud.com
 ² Open Joint-stock Company «Research-and-Production Corporation «Precision Systems and Instruments», Russia, 111024, Moscow, Aviamotornaya st., 53, E-mail: vans_j@mail.ru

MISALIGNMENT INFLUENCE OF GUIDING TELESCOPE LENS OPTICAL COMPO-NENTS ON SYSTEM PERFORMANCE

This article is focused on the research of the influence of different displacements of optical components on the image quality at the alignment of catadioptric lens of guiding telescope of visible range. It was simulated by ZEMAX software means.

The main attention was paid to the misalignment of both the main and the secondary mirror. There was analysed the influence of the swivel of a lens corrector which uses as a temperature compensator.

TELESCOPE, GUIDE, TELESCOPIC SYSTEMS, SPOT DIAGRAMS, IMAGE QUALITY ANALYSIS, CATADIOPTRIC SYSTEM



УДК 621.039.516: 532.574.7

^{1, 2}Сергеев Д.А., ^{1, 2}Кандауров А.А.

¹ Институт прикладной физики РАН, Россия 603950, Нижний Новгород, Ульянова ул. 46, E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru ² Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Россия, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Минина, 24, E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА РОД В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ КОНВЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ В КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты исследований структуры течения свободной конвекции, в условиях вертикального градиента температуры на эталонном бенчмарке – кубе с водой, полученные с использованием недорогой PIV-измерительной системы с непрерывным лазером. Выполнены исследования характерных времен установления течения. Полученные поля скоростей были обработаны методом Proper Orthogonal Decomposition для получения типичных пространственных структур (мод) в потоке и изучения их спектральных характеристик. Показано, что установившееся течение можно описать комбинацией первых трех мод. Продемонстрировано, что, только начиная с третьей моды происходит значительное изменение спектров амплитудных коэффициентов мод, пик сдвигается в область более высоких частот, описывая пристеночную турбулентность. Таким образом, учет этого режима необходим для описания турбулентных процессов в системе и верификации численных расчетов.

СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ, ВЕРИФИКАЦИЯ CFD, ПОЛЯ СКОРОСТИ, PIV, POD

введение

Задачи численного моделирования температурных полей в турбулентных неизотермических потоках являются весьма актуальными при изучении процессов в энергетических установках (ЭУ), в том числе ядерных (ЯЭУ). Нестационарные неизотермические потоки оказывают существенное влияние на показания датчиков температуры, которые используются для контроля и управления процессами на ЭУ. Кроме того, колебания температуры, возникающие в турбулентных неизотермических потоках, приводят к дополнительным циклическим тепловым нагрузкам на стенки оборудования и в некоторых случаях значительно сокращают срок службы, как отдельного оборудования, так и установки в целом.

Экспертами из CFD4NRS (международная научная рабочая группа по исследованиям в интересах безопасности ядерных реакторов) рекомендован эксперимент по исследованию естественной конвекции внутри кубической полости с заданным перепадом температур противоположных вертикальных стенок в качестве эталонного для проверки численных экспериментов, которые моделируют условия свободной конвекции. При этом, следует отметить, что

естественная конвекция в закрытых полостях является традиционным объектом фундаментальных исследований, привлекая внимание разнообразием возможных режимов течений, реализуемых в подобных условиях [1, 2]. В настоящей работе, в качестве такой эталонной задачи (т.н. benchmark) рассматривается случай свободной конвекции воды в кубической полости при постоянном вертикальном градиенте температуры за счет нагрева дна.

Свободная конвекция в закрытых полостях является одной из основных тестовых задач для моделирования различных конвективных процессов в инженерных задачах. Наибольшее количество работ посвящено изучению конвекции в прямоугольных полостях с горизонтальной разностью температур (нагрев и охлаждение на боковых стенках).

Ситуация с вертикальной разностью температур намного сложнее, поскольку в этом случае возможен целый ряд крупномасштабных течений принципиально разной протсанственовременной структуры. Основные исследования крупномасштабных течений в замкнутых объемах выполнены для конвекции в цилиндрической и кубической полостях. Первые численные расчеты конвекции в кубической полости с перепадом температур по вертикали были выполнены для умеренных значений числа Рэлея $(3,5 \cdot 10^3 \le Ra \le 6 \cdot 10^4)$ [3-6]. Показано, что даже при малых значениях сверхкритичности в ламинарных режимах возможно образование турбулентных течений различной пространственной структуры.

В контексте обсуждаемых практических приложений связанных с моделированием процессов на энергетических установках представляет интерес развитая турбулентная конвекция с числами Рэлея $10^8 \le Ra \le 10^{13}$ и выше, но такие режимы изучались мало. Это связано с тем, что эволюция крупномасштабных течений в турбулентных режимах протекает довольно медленно, и, как показывают эксперименты, для описания временной эволюции крупномасштабных структур требуются десятки часов. Проведение расчетов на таких длительных интервалах времени является нетривиальной задачей и требует тщательного выбора числовой модели и высокой производительности вычислительной системы. Поэтому процедура верификации численных расчетов приобретает является важной.

Для корректной верификации результатов численного моделирования наиболее важным является репрезентативное сравнение его результатов с и экспериментальными данными. Сравнение мгновенных или наоборот усредненных характеристик течения, включая его поля скорости, не позволяет в достаточной степени проверить результаты численных расчетов с точки зрения временной эволюции. Можно выполнить сравнение спектральных характеристик потоков в нескольких контрольных неподвижных точках, но репрезентативность выбора положения этих точек также является серьезной проблемой, если не учитывать пространственную структуру течения. Хорошим выходом здесь является использование метода Proper Orthogonal Decomposition (POD), который с одной стороны позволяет выделить основные пространственные характеристики потока, а с другой получить их спектральные характеристики. Также, при определении параметров численного моделирования (схемы, шага по времени, общей длительности) и его верификации необходимо учитывать фактор времени развития или установления потоков. Его можно исследовать экспериментально, изучая эволюцию полей скорости, полученных на различных интервалах от начала процесса с различным усреднением. Настоящая работа направлена на изучение этих двух факторов.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент выполнялся на бенчмарке, представляющим собой куб со стороной 25 см выполненный из стекла толщиной 5 мм, полностью заполненным пресной водой. Специальная стабилизированная система электрического нагрева с обратной связью по датчикам температуры обеспечивала подержание постоянной разницы температур до 20 градусов между верхней и нижней гранью. Таким образом, соответствующее число Рэлея $Ra = 4.4 \cdot 10^9$. Общая схема эксперимента и отдельный кадр, полученный с большой экспозицией (3 секунды) показаны на рис. 1.





Исследования поля скорости течения свободной конвекции, обусловленного вертикальным градиентом температуры, выполнялись с помощью PIV-метода. Была использована простейшая схема с непрерывной лазерной подсветкой зеленым лазером диодной накачки LCS-DTL-413 (1,5 BT, 527 нм). Вертикальный лазерный нож был сформирован с помощью дефокусирующей цилиндрической линзы (2,5 мм радиус). Для засева и визуализации течения использовались калиброванные микрочастицы (полые стеклянные шарики HGS) диаметром 10 мкм. Съемка выполнялась серийной камерой Canon EOS 5D Mark II с матрицей CMOS 21,1 Мрх (масштаб полученного изображения 240 мкм/рх). Использовался режим киносъемки Full HD (1920 × 1080) с частотой кадров 29,97, выдержка 30 мс. Сравнительные тесты вместе серийной 2D-PIV-системой Dantec продемонстрировали, что эта, достаточно примитивная система, позволяет проводить измерения флуктуаций скорости с разрешением от 0,001 до 15 Гц с точностью не хуже 0,1 мм/с в диапазоне скоростей течений до 2 см/с при выбранном масштабе съемки.



б) дисперсия для вертикальной компоненты в) дисперсия для горизонтальной компоненты

ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Получение полей скорости и их предварительная обработка

В общей сложности PIV-методом было обработано около 3200 секунд записи. Использовалась адаптивная схема с гауссовой аппроксимацией кросскорреляционной функции, для обеспечения подпиксельной точности, аналогично использованной нами ранее в работе [7]. Обработке подвергались последовательные кадры с окном поиска 32×32 пикселей и перекрытием 50% с трехточечной аппроксимацией пика кросскорреляционной функции. Полученные поля скорости проходили фильтрационную обработку. Полученные поля скорости проходили фильтрацию по пороговым значениям, значениям. Дополнительная фильтрация осуществлялась путем 10-кратной понижающей выборки во времени. Это было сделано с использованием усреднения с 10-кадровым бегущим окном. Для окон, содержащих менее 30% нефильтрованных скоростей, была выполнялась линейная интерполяция времени. В результате все измеренные поля скоростей были отфильтрованы и объединены в трехмерный массив 61×62×9587 точек.

Анализ полученных данных

Как упоминалось выше, в центре внимания исследования полей скорости находились два аспекта: первый – это время установления потока, а второй – разделение характерных структур (мод) потоков и их спектральный анализ с использованием методов POD.

Полученные поля средней скорости и поля колебаний скорости (см. рис. 2) хорошо согласуются с результатами предыдущих измерений. Показано, что характерное время установления составляет 60 секунд: зависимость профиля вертикальной скорости от времени усреднения показана на рис. 3, а поля скоростей для набора различных времен усреднения представлены на рис. 4.



Рис. 3. Зависимость вертикального профиля скорости от времени усреднения



Рис. 4. Поля скорости, полученные для 9 разных времен усреднения в диапазоне от 1 до150 секунд

Описание и результаты применения РОД

Высокое пространственное разрешение полученных полей скоростей позволило успешно использовать метод POD для выделения основных пространственных мод течения.

Результаты использование POD для данных полученных PIV-методами были недавно опубликованы в нескольких работах (см. [9-12]). Например, в работе [10] POD использовали для получения усредненных по фазе статистических характеристик турбулентного следа за телами. В [11] POD был использован для интерпретации данных, полученных в коротких сериях измерений PIV с высоким временным разрешением течений в модели дизельного двигателя. В [12] POD использовался для исследования связи между характеристиками спектров мощности с наблюдаемыми структурами в потоке над открытой полостью. В [9] POD использовался для в потоке над открытой полостью. В [9] POD использовали техники структурами в потоке над открытой полостью. В [9] POD использовали так называемую технику «shapshot POD», впервые предложенную в [8]. В нашем исследовании мы использовали вариант, приведенный в [9]. Алгоритм POD представляет мгновенные поля скорости в виде суммы мод с зависящими от времени коэффициентами. Для их вычисления, по имеющейся последовательности N полей скорости размерности $l \times m$ использувательности N полей скорости размерности:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \mathbf{u}^{2}, \mathbf{u}^{2}, ..., \mathbf{u}^{N} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_{1}^{1} & u_{1}^{2} & \cdots & u_{1}^{N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ u_{lm}^{1} & u_{lm}^{2} & \cdots & u_{lm}^{N} \\ v_{1}^{1} & v_{1}^{2} & \cdots & v_{1}^{N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ v_{lm}^{1} & v_{lm}^{2} & \cdots & v_{lm}^{N} \end{bmatrix},$$

здесь *и* и *v* горизонтальная и вертикальная компонента соответственно, а верхний индекс у скорости означает номер поля скорости, а не степень. Далее вычисляется матрица $\tilde{C} = U^T U$ и решается задача на соответствующие собственные значения $\tilde{C}A^i = \lambda^i A^i$. Решения берутся в соответствии с собственными значениями в следующей последовательности: $\lambda_1 > \lambda_2 > ... > \lambda_N = 0$, и далее моды POD определяются следующим образом:

$$\boldsymbol{\varphi}^{\mathbf{i}} = \frac{\sum_{n=1}^{N} A_n^i \mathbf{u}^{\mathbf{n}}}{\left\|\sum_{n=1}^{N} A_n^i \mathbf{u}^{\mathbf{n}}\right\|}, \ i = 1, \dots, N$$

Для мод POD, представленных в виде $\Psi = \left[\phi^1, \phi^2, ..., \phi^N \right]$, коэффициенты разложения a_i для выбранного поля скорости с индексом *n* выглядят следующим образом:

$$a^i = \boldsymbol{\varphi}^i \mathbf{u}^n$$
.

При этом флуктуационная часть поля скорости для выбранного поля скорости с индексом *n* представляется в следующем виде:

$$\mathbf{u}^{\mathbf{n}} = \sum_{i=1}^{N} a_i^n \boldsymbol{\varphi}^i.$$

Более подробную информацию об использовании POD можно найти в [13]. Полученные поля скоростей были обработаны методом POD для получения типичных структур (мод) в течении (рис. 5). Показано, что установившийся поток можно описать комбинацией среднего потока и первых трех мод (в них содержится до 95% кинетической энергии потока). Показано, что, только начиная с третьей моды, происходит значительное изменение в спектрах амплитудных коэффициентов мод, пик смещается в область более высоких частот до 0,02 Гц по сравнению с первыми двумя модами (0,006 Гц) (рис. 6).



Рис. 5. Среднее поле скорости и три основных моды в порядке убывания кинетической энергии в них

Таким образом, учет этого режима важен для описания турбулентных процессов в системе (особенно вблизи стенок) и проверки численных расчетов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В интересах задач верификации процессов CFD на энергетических установках, в том числе ядерных выполнялись экспериментальные исследования процессов свободной конвекции на эталонном бенчмарке: кубе, заполненным водой. Эксперименты проводились при постоянном вертикальном градиенте температуры с числом Рэлея 4,4·10⁹, что соответствует режимам развитой турбулентности. Для измерений использовалась система PIV по простейшей схеме с непрерывным освещением лазерным ножом. Для обработки полученных последовательностей полей скорости применялся метод POD с целью разработки наиболее репрезентативных способов верификации для численных расчетов CFD. Показано, что более 95% кинетической энергии турбулентных флуктуаций определяется комбинацией первых трех мод. Таким образом, сравнение с результатами CFD целесообразно проводить для среднего течения,

а также по спектральным характеристикам этих мод. Также выполнены исследования характерных времен установления процессов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований № 18-48-520023 (при проведении численного моделирования) и Российским научным фондом № 18-19-00473 (при проведении измерений).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Зимин В.Д., Фрик П.Г. Турбулентная конвекция. М.: Наука, 1988. 178 с.
- Ozoe H., Yamamoto K., Churchill S.W., Sayama H. Three-dimensional, numerical analysis of laminar natural convection in a confined fluid heated from below // J. Heat Trans. T. ASME. 1976. V. 98. N. 2. P.202-207.
- 3. Hernández R., Frederick R.L. Spatial and thermal features of three dimensional Rayleigh-Bénard convection // Int. J. Heat Mass Tran. 1994. V. 37. N. 3. P. 411-424.
- 4. **Pallarés J., Cuesta I., Grau F.X., Giralt F.** Natural convection in a cubical cavity heated from below at low Rayleigh numbers // Int. J. Heat Mass Tran. 1996. V. 39. N. 15. P. 3233-3247.
- 5. **Pallarés J., Grau F.X., Giralt F.** Flow transitions in laminar Rayleigh-Bénard convection in a cubical cavity at moderate Rayleigh numbers // Int. J. Heat Mass Tran. 1999. V. 42, N. 4. P. 753-769.
- 6. Сергеев Д.А. Измерительный комплекс для исследования течений жидкости методом Particle Image Velocimetry (PIV) на основе твердотельного лазера с диодной накачкой // Приборы и техника эксперимента. 2009. № 3, С.138-144.
- 7. Sirovich L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. I. Coherent structures // Quart. Appl. Math. 1987. V. 45. N. 3, P. 561–571.
- 8. Meyer K.E., Pedersen J.M., Özcan O. A turbulent jet in crossflow analysed with proper orthogonal decomposition. // J. Fluid Mech. 2007. V. 583. P. 199-227
- 9. Perrin R., Braza M., Cid E., Cazin S., Barthet A., Sevrain A., Mockett C., Thiele F. Obtaining phase averaged turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high Reynolds number using POD // Exp. in Fluids. 2007. V. 43. I. 2–3. P.341–355
- 10. Cosadia I., Borée J., Dumont P. Coupling time-resolved PIV flow-fields and phase-invariant proper orthogonal decomposition for the description of the parameters space in a Diesel transparent engine // Exp. in Fluids. 2007. V. 43. I. 2–3, P.357–370
- 11. **Pastur L., Lusseyran F., Fraigneau Y., Podvin B.** Determining the spectral signature of spatial coherent structures in an open cavity flow // Physical Review E. 2005. V. 72. 065301.
- 12. Holmes P., Lumley J., Berkooz G. Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. Cambridge University Press. 1998. 420 p.

D.A. Sergeev^{1, 2}, A.A. Kandaurov^{1, 2}

Institute of applied physics RAS, Russia, ¹603950, Nizhny Novgorod, Uliyanova st, 46, E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru ²Nizhny Novgorod State Technical University n.a. R.E. Alekseev, Russia, 603950 Minina st. 24, Nizhny Novgorod, E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru

POD-METHOD USING WITHIN CARRYING OUT EXPERIMENTS ON MODELING OF CONVECTIVE FLOWS IN CUBIC CAVITY

Investigations of the flow structure on the benchmark "cube" under conditions of free convection caused by a vertical temperature gradient are performed using a low cost PIV-measuring system with continuous laser. The obtained velocity fields were processed with POD method to obtain typical structures (modes) in the flow. It is shown that the steady flow can be described by combination of the first three modes. It is demonstrated that only starting with the third mode there is a significant change in the spectra of the amplitude coefficients of the modes, the peak shifts to the region of higher frequencies. Thus accounting for this mode is essential for describing turbulent processes in the system and verification of numerical calculations.

FREE CONVECTION, CFD VERIFICATION, VELOCITY FIELDS, PIV, POD



УДК 533.9.08

Скрябин А.С., Павлов А.В., Картова А.М., Телех В.Д.

Московский Государственный Технический Университет имени Н.Э. Баумана, Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская, 5/1, E-mail: terra107@yandex.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА И ДИНАМИКИ МЕДЛЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ТИТАНОВЫХ ВОЛОКОН МЕТОДАМИ ШЛИРЕН – ФОТОГРАФИИ

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты медленного (с характерным временем процесса $\tau \approx 50...100$ мкс) электровзрывного диспергирования тонких (с характерным диаметром $\delta \approx 20...50$ мкм) титановых волокон. В режиме с энерговкладом от 1,0 до 1,5 Дж/мг возникающие в результате импульсного нагрева термические напряжения приводили к разрушению волокон без образования ударных волн и других сложных структур течений. При повышении энерговклада (порядка от 2,5 до 3,0 Дж/мг) регистрировалось формирование фронта испарения материала волокна. Он действовал как поршень и создавал ударную волну со скоростью фронта до 800 м/с. Изучены структура и динамика таких течений.

МЕДЛЕННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ, ШЛИРЕН – ФОТОГРАФИЯ, УДАРНАЯ ВОЛНА

введение

Электрический взрыв тонких (с характерным диаметром $\delta \approx 20...50$ мкм) металлических волокон – это резкое изменение физического состояния проводника в результате интенсивного выделения в нем энергии, предварительно запасённой, например, в емкостном накопителе. Такой характер нагрева проводника ведет к разрушению его кристаллической решетки, фазовым превращениям, генерации ударных волн и электромагнитного излучения [1]. В результате диспергирования проводника образуются пары металлов и частицы, оседающие после взрыва на поверхностях экспериментальной камеры.

В данной работе экспериментально изучен медленный [1, 2] электрический взрыв (с характерным временем энерговыделения $\tau \approx 50...100$ мкс) титановых волокон с целью выяснения особенностей их диспергирования. Именно этот режим может приводить к образованию микронных частиц [3].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Подробное описание экспериментальной установки для исследования процесса медленного электрического взрыва приведено в работе [3]. Эксперименты проводились на титановых волокнах с характерным диаметром $\delta \approx 20...50$ мкм и с исходным сопротивлением $R_0 \approx 7...20$ Ом. Их длина варьировалась в диапазоне от 75 до 90 мм. Взрывы проводились в среде аргона при давлениях ≈ 1 бар. Напряжения зарядки конденсатора (ёмкостью $C_0 = 0,6$ мкФ) составляли $U_0 = 2,5...7,0$ кВ. Управляемая коммутация цепи осуществлялась с помощью тиратрона (PulseTech, Ltd.).

Модернизированная оптическая схема шлирен – диагностики процесса взрыва представлена на рис. 1.



Рис. 1. Оптическая схема шлирен – диагностики: 1 – лазер, 2 – зеркало, 3 – расширитель пучка, 4 – титановое волокно, 5 – диафрагма, 6 – экран, 7 – высокоскоростная камера, 8 – линзы, 9 – интерференционный фильтр, 10 – поляризационный фильтр

Генерация лазерного луча, визуализирующего особенности динамики потока, осуществляется с помощью лазера 1 (Nd-YAG с $\lambda = 532$ нм). Далее этот луч проходит через систему зеркал 2 и линз 8 и попадает в расширитель 3 для получения коллимированного пучка с размерами, достаточными для визуализации всей области взрыва исследуемого волокна 4, закреплённого в специальном сосуде. Далее луч формирует на экране 6 изображение, которое фиксируется высокоскоростной камерой 7 (Videoscan). Для визуализации неоднородностей потоков и отсечки паразитной засветки используется диафрагма 5, а также интерференционный фильтр 9 (с $\lambda_{max} = 532$ нм и $\Delta \lambda = 11$ нм). Для предотвращения засветки матрицы камеры (7) применяется поляризационный фильтр (10).

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате проведения серии экспериментов были получены данные о динамике разрушения проводника, а также генерируемых газовых течениях при различном энерговкладе, который оценивался на основании осциллограмм тока и напряжения и нормировался на массу волокна. При низком энерговкладе (менее 1,5 Дж/мг) в результате действия комплекса процессов происходит множественное диспергирование проводника вдоль его длины (рис. 2) в местах наличия локальных дефектов формы. Физическая природа диспергирования исходного волокна (1) связана с возникновением в этих местах (2) термомеханических напряжений p_t с максимальным значением, оцененным по [4], как $p_t \approx 10...15$ ГПа. Отметим, что значения p_t существенно превышают магнитное давление $p_m \approx 0,1...1,0$ МПа на проводник с током с амплитудой $I_0 \approx 50...100$ А, и, следовательно, в данном режиме именно механические напряжения приводят к разрушению проводника. В результате диспергирования проводник распадается на фрагменты (3), которые представляют собой куски волокна, микронные частицы и т.д. [3]. Характерное время диспергирования волокна в данном режиме $\approx 25...30$ мкс.



Рис. 2. Диспергирование проводника при вкладе энергии 1,3 Дж/мг в различные моменты времени: 1 – исходное волокно, 2 – места диспергирования волокна, 3 – разлетающиеся фрагменты

В режиме относительно высокого энерговклада (от 2,5 до 3,0 Дж/мг) волокно подвергается существенном перегреву и интенсивному испарению. Основные стадии развития процесса представлены на рис. 3. При этом процесс начинается подобно рассмотренному выше разрушению волокон (1) в местах концентрации тепловых напряжений, а далее по мере развития процесса распространяется на всю длину волокна. Этим обусловлен, в частности, неравномерный профиль разлетающихся высокотемпературных продуктов взрыва (2), представляющих собой плотную смесь мелкодисперсных капель титана и его паров. При этом на ранних стадиях исходное волокно всё еще может быть визуализировано. Разлетающиеся продукты взрыва, расширяясь, действуют подобно поршню, и создают ударную волну. Ударные волны от единичного взрыва имеют квазисферический фронт (3). Характерное время протекания этой

 $\approx 20...25$ мкс. Продукты достаточно хорошо могут проводить электрический ток, благодаря чему они формируют токовый канал для зажигания электрической дуги. Благодаря этому энерговыделение не прекращается и после разрушения металлического волокна. В результате происходит слияние множества одиночных взрывов, рассеянных по длине волокна, и образование единого фронта цилиндрической ударной волны (4). За характерное время энерговыделения ($\approx 50...100$ мкс) ударная волна продолжает распространяться и может покинуть область визуализации. На более поздних стадиях (более 100 мкс) вследствие разлёта продуктов происходит разрушение токопроводящего канала, и дуга гаснет. Визуализируется (5) остывающая и движущаяся под действием естественной конвекции смесь продуктов взрыва и нагретого аргона.



Рис. 3. Особенности структуры течения при взрыве с высоким энерговкладом 3,0 Дж/мг в разные моменты времени: 1 – исходное волокно, 2 – продукты взрыва, 3 – фронт квазисферической ударной волны, 4 – фронт цилиндрической ударной волны и 5 – остывающие продукты взрыва

На рис. 4 представлена рассчитанная по полученным фотографиям динамика скорости a(t) фронта генерируемой ударной волны и её аппроксимация $a(t) \sim t^{-0.65}$. Отличие от формулы Седова [5] для сильного цилиндрического взрыва, для которого $a(t) \sim t^{-0.5}$, обусловлено влиянием, во-первых, выделением энергии за конечное время, а, во-вторых, влиянием противодавления невозмущённого газа.



Рис. 4. Динамика скорости фронта ударной волны от времени при энерговкладе 3,0 Дж/мг

Оценки по теории ударных волн с учётом противодавления невозмущенной среды p_1 [5] показывают, что соотношения между параметрами на фронте волны и в невозмущённом газе составляют $p_2/p_1 \approx 1,2...4,7$, $\rho_2/\rho_1 \approx 1,5...2,82$ и $T_2/T_1 \approx 1,25...2,0$. Здесь p – давление, ρ – плотность и T – температура. Индекс 1 соответствует невозмущенному газу, а индекс 2 – параметрам на фронте ударной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные с помощью шлирен – фотографии экспериментальные данные и выполненные оценки позволили выявить условия диспергирования тонких титановых волокон без образования ударных под действием термомеханических сил. Кроме того, определены условия, при которых происходит взрывной механизм фрагментации волокон с образованием ударных волн. Исследованы некоторые особенности динамики генерируемых в результате высокоскоростных течений и оценены их некоторые параметры.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Исследования проведены с использованием УНУ «Пучок-М», поддержанного в рамках Госзадания Минобрнауки РФ (№ 13.6918.2017/8.9).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

 ρ – плотность, кг/м³; p – давление, Па; T – температура, К; a – скорость фронта ударной волны, м/с; t – время, с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W.G. Chace, H.K. Moore. Exploding wires. – New York: Plenum Press, 1962. – 360 c.

2. **Г.В. Иваненков и др.** Основные процессы электрического взрыва проводников в вакууме. – Москва, 2004.

3. A.S. Skryabin, A.V. Pavlov, A.M. Kartova, V.D. Telekh, M.M. Serov, A.E. Sytchev Production of the micron powders by the electric explosion of metallic fibers //Journal of Physics: Conference Series 1115 (2018)

4. J.G. Ternan. Stresses in rapidly heated wires. – Physics Letters A, vol. 115,№5, 1986.

5. В. П. Коробейников. Задачи теории точечного взрыва в газах, Тр. МИАН СССР, 1973, том 119, 3–278

A.S. Skryabin, A.V. Pavlov, A.M. Kartova, V.D. Telekh

Bauman Moscow State Technical University, Russia, 105005, Moscow, Baumanskaya 2-ya 5/1, E-mail: terra107@yandex.ru

STUDY OF THE PROCESS AND DYNAMICS OF A SLOW ELECTRIC EXPLOSION OF TITANIUM FIBERS BY SCHLIEREN METHODS

The paper presents the results of a slow (with a characteristic process time $\tau \approx 50...100 \,\mu$ s) electric explosion dispersion of thin (with a characteristic diameter $\delta \approx 20...50 \,\mu$ m) titanium fibers with Schlieren photography. At the mode with energy input from 1,0 to 1,5 J/mg, the resulting thermal stresses led to the destruction of the fibers without shock waves generation and other complex flow structures. At energy increasing (from 2,5 to 3,0 J/mg) the formation of the evaporation front of the fiber material was registered. It acted as a piston and created a shock wave with a front speed up to 800 m/s. The structure and dynamics of these flows were studied.

ELECTRIC EXPLOSION, SCHLIEREN METHODS, SHOCK WAVES



Пятнадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» Москва, 26 – 30 июня 2019 г.

УДК 535.8

Смирнов В.И., Янина Г.М.

ФГБОУ ВО Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: smirnovvi-mpei@yandex.ru

АНАЛИЗ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ИНФОРМАЦИИ

АННОТАЦИЯ

Методами параметрической теории информации исследованы минимальные дисперсионные границы оценок параметров Стокса частично поляризованного квазимонохроматического излучения в поляриметрической схеме с анализатором и фазовым компенсатором в условиях аддитивно-мультипликативного нормального шума. Выведены формулы для получения эффективных оценок параметров поляризации. Рассчитаны предельные погрешности оценок степени поляризации. Результаты анализа подтверждены методом численного моделирования.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ЭФФЕКТИВНЫЕ ОЦЕНКИ, ПАРАМЕТРЫ СТОКСА, СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ, КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

введение

Применение поляризационных устройств в лазерной технике, в лазерных системах диагностики потоков жидкости и газа [1] делает актуальной задачу прецизионного измерения характеристик поляризации излучения. Существуют разные способы измерений состояния поляризации. Изобретено множество устройств их реализующих. В [2-4] представлен оптимальный 6-точечный план измерений в условиях аддитивного шума. В данной работе делается обобщение полученных результатов на случай аддитивно-мультипликативного нормального шума. Дается сравнительный анализ эффективности 6-ти точечных оптимального и однородного планов, а также их укороченных и модифицированных 5-ти и 4-х точечных вариантов.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Состояние поляризации квазимонохроматической волны можно задавать разными способами. Во многих случаях удобно использовать параметры Стокса, которые имеют одинаковую размерность, являются действительными величинами, и имеют наглядную интерпретацию координат точки на сфере Пуанкаре [5]. Параметры Стокса используются также в кристаллографии и квантовой физике. Анализ поляризационных измерений целесообразно провести, используя схему регистрации с поляризатором и фазовым компенсатором, в которой можно сканировать угол поворота поляризатора θ и фазовую задержку є, вносимую компенсатором. На вход поступает анализируемое изучение, на выходе измеряется интенсивность прошедшей волны. Состояние поляризации квазимонохроматической волны можно задавать разными способами. В данной работе используем подход, основанный на применении параметров Стокса.

Параметрической моделью задачи является функциональная зависимость выходной величины от факторов θ, є и искомых параметров Стокса входного излучения. Такая модель получена в [2-4] и имеет вид

$$I(\theta,\varepsilon;\mathbf{s}) = \frac{s_0}{2} + \frac{s_1}{2}\cos(2\theta) + \frac{s_2}{2}\sin(2\theta)\cos(\varepsilon) + \frac{s_3}{2}\sin(2\theta)\sin(\varepsilon).$$
(1)

Формула (1) задает 2-факторную 4-параметрическую модель. Факторы: θ – угол поворота анализатора, ε – сдвиг фаз, задаваемый компенсатором. Параметрами модели являются параметры Стокса, обозначенные вектором **s** = (*s*₀, *s*₁, *s*₂, *s*₃).

Согласно теореме Рао-Крамера [6] существует нижняя граница для дисперсионной матрицы оценок параметров модели, называемая минимальной дисперсионной матричной границей (МДМГ). Она определяет теоретическую предельную точность совместного оценивания параметров, потенциально достижимую при заданной статистике погрешностей измерений, при полном использовании информации, полученной из эксперимента с учетом априорных данных. МДМГ может быть найдена как матрица, обратная информационной матрице **IM**. Как следует из формул, приведенных в [2-4], при измерениях в *n* произвольных точках с координатами (θ_m , ε_m), (m = 0, 1, ...n), в случае нормального аддитивно-мультипликативного шума, элементы нормированной информационной матрицы можно представить в виде

$$IN_{kl}(\mathbf{s}) = \sum_{m=0}^{n-1} \frac{1}{D_m} \frac{\partial}{\partial s_k} I_m(\mathbf{s}) \frac{\partial}{\partial s_l} I_m(\mathbf{s}), \qquad (2)$$

где

$$I_m(\mathbf{s}) = I(\theta_m, \varepsilon_m, \mathbf{s})$$

Дисперсия D_m аддитивно-мультипликативного шума может быть представлена в виде

$$D_m = D_{ad} + D_{mult}(\mathbf{s}) = \alpha^2 s_0 + \beta^2 I_m(\mathbf{s}), \qquad (3)$$

где α и β нормировочные коэффициенты аддитивного и мультипликативного шума соответственно. Для нормировки далее используем условие

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1$$
, то есть $\beta = \sqrt{1 - \alpha^2}$.

Нормированная МДМГ определяется как матрица, обратная матрице IN :

$$\mathbf{DN} = (\mathbf{IN})^{-1}.$$
 (4)

Любой параметр поляризации может быть выражен как некоторая функция параметров Стокса

$$p = p(s_0, s_1, s_2, s_3) = p(\mathbf{s})$$
282

Для нормированной минимальной дисперсии оценки параметра р из (2) следует

$$DNp(\mathbf{s}) = \sum_{k=0}^{3} \sum_{l=0}^{3} \left(\frac{\partial p(\mathbf{s})}{\partial s_{k}} \right) \left(\frac{\partial p(\mathbf{s})}{\partial s_{k}} \right) DN_{k,l} .$$
(5)

В данной работе анализируются МДМГ оценки такого параметра частично поляризованного излучения, как степень поляризации *P*, который выражается через параметры Стокса следующим образом:

$$P = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0}.$$
 (6)

Рассмотрим распределения дисперсии оценок *P* по сфере Пуанкаре для двух характерных 6ти точечных планов [4] – оптимального (таб. 1) и равномерного (таб. 2), а также для их 5-ти и 4-х точечных укороченных и модифицированных вариантов.

Таблица 1. Оптимальный план 6рО

N⁰	0	1	2	3	4	5
θ	0	$\pi/2$	$\pi/4$	$3\pi/4$	$\pi/4$	3π/4
3	0	0	0	0	π/2	$\pi/2$

Таблица 2. Равномерный план 6рU

N⁰	0	1	2	3	4	5
θ	0	$\pi/3$	2π/3	0	π/3	$2\pi/3$
3	0	0	0	π/2	π/2	$\pi/2$

Для оптимального плана из (1) имеем систему уравнений

$$I_0 = \frac{s_0 + s_1}{2}; \quad I_1 = \frac{s_0 - s_1}{2}; \quad I_2 = \frac{s_0 + s_2}{2}; \quad I_3 = \frac{s_0 - s_2}{2}; \quad I_4 = \frac{s_0 + s_3}{2}; \quad I_5 = \frac{s_0 - s_3}{2}.$$
(7)

Из (7) видно, что информация о параметре s_0 содержится во всех 6-ти измерениях оптимального плана. Информацию о параметре s_1 дают точки с номерами 0 и 1, о параметре s_2 – точки с номерами 2 и 3, о параметре s_3 – точки с номерами 4 и 5.

Для равномерного плана из (1) имеем систему уравнений

$$I_{0} = \frac{s_{0} + s_{1}}{2}; \quad I_{1} = \frac{s_{0}}{2} - \frac{s_{1}}{4} + \frac{\sqrt{3}s_{2}}{4}; \quad I_{2} = \frac{s_{0}}{2} - \frac{s_{1}}{4} - \frac{\sqrt{3}s_{2}}{4}; \quad I_{3} = \frac{s_{0} + s_{1}}{2}; \quad I_{4} = \frac{s_{0}}{2} - \frac{s_{1}}{4} + \frac{\sqrt{3}s_{3}}{4}; \quad I_{5} = \frac{s_{0}}{2} - \frac{s_{1}}{4} - \frac{\sqrt{3}s_{3}}{4}. \tag{8}$$

Из (8) следует, что информация о параметре s_0 также содержится во всех 6-ти измерениях равномерного плана. Информацию о параметре s_1 дают точки с номерами 1, 2, 4, 5. Информацию о параметре s_2 – точки с номерами 1 и 2, о параметре s_3 – точки с номерами 4 и 5. Кроме того из (8) видно, что $I_0 = I_3$.

Учтем, что

$$s_1 = s_0 P \cos(2\psi) \cos(2\chi); \quad s_2 = s_0 P \sin(2\psi) \cos(2\chi); \quad s_3 = s_0 P \sin(2\chi).$$
 (9)

Здесь 2 Ψ и 2 χ – координаты угловой долготы и широты на сфере Пуанкаре соответственно. Они связаны с параметрами эллипса поляризации и его ориентацией относительно выбранных осей координат. Угол Ψ – угол между большой осью эллипса поляризации и осью X. Угол χ определяется соотношением $tg(\chi) = b/a$, где *a* и *b* – длины большой и малой осей эллипса поляризации.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Примеры результатов расчета нормированной минимальной дисперсии оценки параметра P(5) при P = 1 для оптимального и равномерного планов представлены на рис. 1 и 2 при $\alpha = 0,1$ в виде распределений *DNP* по сфере Пуанкаре.



Примеры распределений для других значений α и других планов показаны на рис. 3 – 10 в тех же координатах, что и на рис. 1 и 2.

На рис.5 и 6 представлены картины распределений DNP для всех возможных 5-ти точечных планов. Число таких планов равно числу сочетаний из 6-ти по 5: $C_6^5 = 6!/5! = 6$. Что касается 4-х точечных планов, то их число равно 15, но для получения полного набора параметров Стокса, с учетом замечаний к формулам (7) и (8), годятся только 12 для оптимального плана и только 4 для равномерного. На рис. 7 показаны 4 характерные картины из 12-ти возможных для оптимального плана, а на рис. 8 все 4 возможные картины для равномерного плана.



Рис. 3. 6рО







Рис. 10. $3pU + s_0 - 4$ -х точечный модифицированный план (3 точки из таб. 2 плюс измерение входной интенсивности)

На примере представленных рисунков можно проследить влияние различных точек оптимального и равномерного планов на характер трансформации картин распределений. Так замена 4 на 5 приводит к обращению картин относительно экватора сферы Пуанкаре; 2 на 3 – к обращению относительно центрального меридиана; 0 на 1 – к сдвигу вдоль экватора на π.

Диапазоны изменения значений *DN* и *DNP* для различных планов представлены в таб. 3 для P = 1. Таб. 4 на примере плана 4*pO* показывает, как меняются границы диапазонов *DN* и *DNP* для различных значений *P* и α .

Отметим, что во всех рисунках использована радужная 10-ти уровневая карта цветов. Нижним границам диапазонов *DN* и *DNP* соответствует фиолетовый цвет, верхним границам – красный.

В рамках плана 5pU существует два варианта, отличающиеся диапазонами: 5pUa – содержит точку 0 или 3 ($I_0 = I_3 = (s_0 + s_1)/2$), 5pUb – не содержит. Причем, как видно из таб. 3, план 5pUa метрологически выгоднее не только плана 5pUb, но даже плана 6pU. Это связано с условием сохранения общего времени измерения и со спецификой равномерного плана.

	DN			DNP			
α	1	0,5	0	1	0,5	0	
6 <i>pO</i>	6,912·10 ³	675 - 719	0 - 128	16	5,2 - 7,0	0 - 4,0	
6 <i>pU</i>	$8,192 \cdot 10^3$	675 - 1167	0-336	12 - 20	3,0-10,7	0 – 7,9	
5 <i>pO</i>	$1,000.10^4$	610 - 2444	$0 - 1, 3 \cdot 10^{3}$	13 - 40	4,4 - 32,5	0-30	
5pUa	$7,901 \cdot 10^3$	651 - 888	0-325	11 - 20	4,2 - 10,6	0 – 7,9	
5pUb	$1,580 \cdot 10^4$	890 - 3741	$0 - 1,9 \cdot 10^{3}$	10 - 63	2,5-46,8	0-42	
4pO	$1,638 \cdot 10^4$	829 - 5071	$0 - 3, 0.10^{3}$	11 - 63	3,6-43,4	0 - 37	
4pU	$1,295 \cdot 10^4$	730 - 3065	$0 - 1,5 \cdot 10^{3}$	9,8 - 51	3,5 - 38,0	0-34	
$3pO + s_0$	$1,638 \cdot 10^4$	1117 – 9761	$0 - 8, 0.10^3$	16 - 46	$4,0-4\overline{3},0$	0 - 42	
$3pU + s_0$	$2,913 \cdot 10^4$	1840 - 17170	$0 - 1, 4 \cdot 10^4$	12 - 78	3,6-68,0	0 - 65	

Таблица 3. Диапазоны изменения значений DN и DNP для различных планов при P = 1

Таблица 4. План 4рО при различных значениях Р

	DN			DNP		
P	1	0,5	0	1	0,5	0
1	1,638·10 ⁴	1,638.104	1,638.104	11 - 63	8,7 - 45	8 - 32
0,5	829 - 5071	1525 - 3675	1066 - 1066	3,6-43,4	4,6 - 31	5 - 20
0	0 - 2984	428 - 1876	1924 - 1024	0-37	3 – 25	4 - 16

В целом, если судить по верхним границам диапазонов *DN* и *DNP*, оптимальный план 6*pO* предпочтительнее всех других планов. Анализ нижних границ диапазонов *DN* и *DNP* показывает, что в других рассмотренных планах имеются локальные области с повышенной эффективностью оценок параметров поляризации.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Отметим, что в случае 4-х точечных измерений число искомых параметров равно числу определяющих уравнений и при правильном выборе точек измерений существуют классические формульные решения. Для 5-ти и 6-ти точечных измерений число связывающих уравнений превышает число определяемых параметров. В этом случае эффективные оценки параметров могут быть получены как средневзвешенные из всех возможных. При наличии формульных решений дисперсионные матрицы и дисперсии параметров поляризации могут быть определены по формулам расчета погрешностей при косвенных измерениях с учетом корреляций исходных данных. Такие расчеты были проведены для ряда представленных выше примеров (рис. 11) и во всех случаях их результаты в точности совпали с оценками, соответствующими минимальной дисперсионной границе, которая рассчитывается по формуле (5).

Другой способ проверки достижимости минимальной дисперсионной границы в условиях аддитивно-мультипликативного нормального шума состоит в проведении численного эксперимента с использование генератора случайных чисел для моделирования шумов.

Ниже на рис. 11 приведен пример численного моделирования измерений параметров Стокса и степени поляризации в среде Mathcad в условиях аддитивно-мультипликативного нормального шума (N – число опытов). В этом примере **DE** и **DT** – дисперсионные матрицы оценок параметров Стокса, полученные в результате численного эксперимента и из неравенства информации соответственно; *DPE* и *DPT* – дисперсии оценок степени поляризации. Результаты численного эксперимента в пределах статистической погрешности совпадают с теоретическими оценками.

$$\begin{split} \mathbf{i} &= 50 \qquad \mathbf{j} := 70 \qquad 2 \cdot \psi_{1} \frac{180}{\pi} = 100 \qquad 2 \cdot \chi_{j} \frac{180}{\pi} = 50 \\ \mathbf{j}_{\infty} &= \left(\frac{s0}{2} + \frac{s1}{2}\right) \qquad \mathbf{II}_{\infty} := \left(\frac{s0}{2} - \frac{s1}{2}\right) \qquad \mathbf{II} := \left(\frac{s0}{2} + \frac{s2}{1}\right) \qquad \mathbf{II} := \left(\frac{s0}{2} + \frac{s3}{1}\right) \\ \mathbf{I0} &= 0.472 \qquad \mathbf{II} = 0.528 \qquad \mathbf{II} = 0.658 \qquad \mathbf{II} = 0.692 \\ \mathbf{I0} &= \frac{s0}{2} + \frac{s1}{2} \qquad \mathbf{II} = \frac{s0}{2} - \frac{s1}{2} \qquad \mathbf{II} = \frac{s0}{2} + \frac{s2}{2} \qquad \mathbf{II} = \frac{s0}{2} + \frac{s3}{2} \\ \underline{s0}_{\infty} := \mathbf{I0} + \mathbf{II} \qquad \mathbf{s1} := \mathbf{I0} - \mathbf{II} \qquad \mathbf{s2} := 2 \cdot \mathbf{I2} - \mathbf{II} - \mathbf{I0} \qquad \mathbf{s3} := 2 \cdot \mathbf{I3} - \mathbf{II} - \mathbf{I0} \\ \mathbf{s0} &= 1 \qquad \mathbf{s1} = -0.056 \qquad \mathbf{s2} = 0.317 \qquad \mathbf{s3} = 0.383 \\ \alpha = 0.5 \qquad \underline{\beta}_{\infty} := \sqrt{1 - \alpha^{2}} \qquad \mathbf{P} = 0.5 \qquad \underline{N}_{\infty} := 10^{6} \qquad \gamma := 10^{-6} \\ z0 := \mathbf{I0} + \alpha \cdot \mathbf{rmom}(\mathbf{N}, 0, \mathbf{1}) \cdot \gamma + \beta \cdot \mathbf{rmom}(\mathbf{N}, 0, \sqrt{\mathbf{I0}}) \cdot \gamma \qquad \mathbf{z3} := \mathbf{I3} + \alpha \cdot \mathbf{rmom}(\mathbf{N}, 0, \mathbf{1}) \cdot \gamma + \beta \cdot \mathbf{rmom}(\mathbf{N}, 0, \sqrt{\mathbf{I1}}) \cdot \gamma \\ \mathbf{z2} := \mathbf{I2} + \alpha \cdot \mathbf{rmom}(\mathbf{N}, 0, \mathbf{1}) \cdot \gamma + \beta \cdot \mathbf{rmom}(\mathbf{N}, 0, \sqrt{\mathbf{ID}}) \cdot \gamma \qquad \mathbf{z3} := \mathbf{I3} + \alpha \cdot \mathbf{rmom}(\mathbf{N}, 0, \mathbf{1}) \cdot \gamma + \beta \cdot \mathbf{rmom}(\mathbf{N}, 0, \sqrt{\mathbf{II}}) \cdot \gamma \\ \mathbf{z50} := z0 + z1 \qquad \mathbf{s51} := z0 - z1 \qquad \mathbf{s52} := 2 \cdot z2 - z1 - z0 \qquad \mathbf{s53} := 2 \cdot z3 - z1 - z0 \\ \mathbf{mean}(\mathbf{s50} = 1 \qquad \mathbf{mean}(\mathbf{s1}) = -0.056 \qquad \mathbf{mean}(\mathbf{s22}) = 0.317 \qquad \mathbf{mean}(\mathbf{s33}) = 0.383 \\ \mathbf{D}_{0,0} := \operatorname{var}(\mathbf{s50} \quad \mathbf{D}_{0,1} := \operatorname{var}(\mathbf{s50}, \mathbf{s51}) \qquad \mathbf{D}_{0,2} := \operatorname{var}(\mathbf{s50}, \mathbf{s52}) \qquad \mathbf{D}_{0,3} := \operatorname{var}(\mathbf{s51}, \mathbf{s53}) \\ \mathbf{D}_{1,0} := \mathbf{D}_{0,1} \qquad \mathbf{D}_{1,1} := \operatorname{var}(\mathbf{s51} \qquad \mathbf{D}_{1,2} := \operatorname{var}(\mathbf{s51}, \mathbf{s52}) \qquad \mathbf{D}_{1,3} := \operatorname{var}(\mathbf{s51}, \mathbf{s53}) \\ \mathbf{D}_{2,0} := \mathbf{D}_{0,3} \qquad \mathbf{D}_{3,1} := \mathbf{D}_{1,3} \qquad \mathbf{D}_{3,2} := \mathbf{D}_{2,3} \qquad \mathbf{D}_{3,3} := \operatorname{var}(\mathbf{s51}, \mathbf{s53}) \\ \mathbf{DE} := \mathbf{D}_{-1} \cdot \gamma^{-2} \qquad \mathbf{DE} = \left(\begin{array}{c} 5.009 & -0.17 & -5.022 & -5.001 \\ -0.17 & 4.993 & 0.176 & 0.168 \\ -5.022 & 0.176 & 16.849 & 5.005 \\ -5.010 & 0.168 & 5.005 & 17.297 \end{array} \right) \qquad \mathbf{DT} = \left(\begin{array}{c} 5 & -0.167 & -5 & -5 \\ -0.167 & 5 & 0.167 & 0.167 \\ -5 & 0.167 & 16.589 & 5 \\ -5 & 0.167 & 5 & 17.298 \end{array} \right) \\ \mathbf{P}_{\infty} := \frac{\sqrt{\mathbf{s51}^{2} + \mathbf{s52}^{2} + \mathbf{s53}^{2}}{\mathbf{s50}} \qquad \mathbf{man}(\mathbf{P}) = 0.5 \qquad \mathbf{DFE}$$

Рис. 11. Листинг примера численного моделирования в среде Mathcad: план 4pO (0124)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью разработанной методики, основанной на параметрической теории информации, можно исследовать оценки любых параметров поляризации: азимута, эллиптичности и других. Результаты данного исследования могут быть использованы для оптимизации алгоритмов обработки сигналов и повышения эффективности работы оптико-электронных приборов и систем широкого профиля: от лазерных допплеровских измерителей скорости потоков [1] и квантово-оптических систем наведения [7, 8] до астрономических систем 3D-интерферометрии [9, 10].

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

IN – нормированная информационная матрица;
 DN – нормированная дисперсионная матрица оценок параметров Стокса;
 θ – угол поворота анализатора;
є – фазовый сдвиг, вносимый компенсатором;

 $s = (s_0, s_1, s_2, s_3)$ – вектор параметров Стокса;

DNP – нормированная дисперсия оценки параметра *p*;

Р-степень поляризации;

- ψ угол наклона большой оси эллипса поляризации к оси *X*;
- χ угол: tg(χ) = b/a, b/a отношение длин осей эллипса поляризации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ринкевичюс Б.С. Лазерная доплеровская анемометрия. М.: Кнорус, 2017.
- 2. Смирнов В.И. Эффективные оценки параметров Стокса частично поляризованного излучения в условиях нормального аддитивного шума // Измерительная техника. 2018. № 10. С. 35-40.
- 3. Smirnov V.I. Effective Estimates of the Stokes Parameters of Partially Polarized Radiation in Conditions of Normal Additive Noise // Measurement Techniques. January 2019, Volume 61, Issue 10, Page 1001-1009.
- Смирнов В.И. Анализ погрешностей измерения параметров поляризации квазимонохроматического излучения на основе теории информации // Оптические методы исследования потоков: XIV Межд. науч-технич. конференция [Электронный ресурс]: труды конференции. Электрон. дан. М.: НИУ «МЭИ», 2017. С. 346-363.
- 5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
- 6. Бард Й. Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика. 1979.
- 7. Акентьев А.С., Соколов А.Л., Садовников М.А., Симонов Г.В. Поляризационный анализ системы наведения квантово-оптических систем // Оптика и спектроскопия. 2017. Т. 122, № 6, С. 1044-1050.
- 8. Sokolov A.L. Optical vortices with axisymmetric polarization structure // Optical Engineering. 2017. № 56(1).
- 9. Ахметов И.И., Фролов П.Н., Ринкевичюс Б. С., Киселёв А.В., Тавров А.В. Ахроматический 3D интерферометр для контроля и анализа качества волнового фронта // Измерительная техника. 2013. № 8. С. 28-30.
- 10. **Фролов П.Н., Ананьева В.И., Ксанфомалити Л.В., Тавров А.В.** Наблюдение фазовых кривых экзопланет с помощью звездного коронографа // Астрономический вестник. 2015. Т. 49, № 6. С. 448.

V.I. Smirnov, G.M. Yanina

National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: smirnovvi-mpei@yandex.ru

ANALYSIS OF THE POTENTIAL MEASUREMENT ACCURACY OF POLARIZATION PARAMETERS OF A PARTIALLY POLARIZED RADIATION ON THE BASIS OF IN-FORMATION THEORY

The methods of parametric information theory are used to study the minimal variance boundaries of Stokes parameters estimates of partially polarized quasi-monochromatic radiation in a polarimetric scheme with an analyzer and a phase compensator under additive-multiplicative normal noise conditions. Formulas for obtaining effective estimates are derived. The limiting errors of estimates of different polarization parameters are calculated. The results of the analysis are confirmed by numerical simulation.

POLARIZED MEASUREMENTS, EFFECTIVE ESTIMATES, STOKES PARAMETERS, DE-GREE OF POLARIZATION, COMPUTER SIMULATION



УДК 528.77

Суровцева И.В., Калошин И.Б., Кузнецов В.В., Скрипачев В.О.

МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА), Россия 119454, Москва, пр. Вернадского, 78, E-mail: surovceva@mirea.ru

ОБРАБОТКА ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ИНТЕРЕСАХ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ЗЕМЛИ

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены критерии оценки и факторы экологического состояния акваторий Мирового океана. Приведены требования к выбору оптико-электронной бортовой аппаратуры, используемой для диагностики биологической продуктивности вод. Апробирована методика определения концентрации хлорофилла по данным гиперспектрального прибора Hyperion космического аппарата (КА) ЕО-1 на базе двухканального и трехканального алгоритмов обработки изображений. Разработан алгоритм обработки гиперспектральных изображений (ГСИ) водной поверхности и реализующая его вычислительная программа. Построены карты визуализации распределения концентрации хлорофилла. Для валидации использованы данные спектрорадиометра MODIS КА Аqиа, обработка которых проведена посредством разработки функциональной блок-схемы и ее программной реализации.

ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ, ВОДНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ, КОНЦЕНТРАЦИЯ ХЛО-РОФИЛЛА, ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ, АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ

введение

Дистанционное зондирование Земли (ДЗЗ) – получение информации о ее поверхности и объектах на ней, атмосфере, океане, верхнем слое земной коры бесконтактными методами, при которых регистрирующий прибор удален от объекта исследований на значительное расстояние [1].

Материалы исследований нашей планеты из космоса используют в науках о Земле. Космическую съемку применяют в исследованиях, направленных на всестороннее изучение природных ресурсов, динамики природных явлений, в задачах охраны окружающей среды. Особое место отводится применению космической информации для ежедневного оперативного контроля над состоянием окружающей среды при осуществлении геоэкологического мониторинга регионов [2].

В последние годы в практику ДЗЗ активно внедряются технологии гиперспектральной съемки [3-9]. Это перспективное направление исследования объектов земной поверхности – изучение их свойств на основе анализа информации о распределении отраженного от них излучения в зависимости от длины волны, что значительно расширяет возможности прикладного дешифрирования. Использование данных гиперспектральной съемки позволяет решать различные народно-хозяйственные задачи: экологический мониторинг окружающей среды; контроль за состоянием водных, лесных, сельскохозяйственных ресурсов; мониторинг животного и растительного мира; геологическая разведка полезных ископаемых и др.

В интересах экологического мониторинга особенно актуальным является изучение природной среды в глобальном масштабе, в том числе водной поверхности Мирового океана. Например, количественные изменения фитопланктона связаны с продуктивностью океанов и обеспечивают межокеаническую связь для глобального мониторинга изменения климата. Концентрация хлорофилла в океане является количественным показателем биомассы фитопланктона. Ученые используют концентрацию хлорофилла для моделирования биогеохимических циклов Земли. Кроме того, на коротких временных интервалах с помощью хлорофилла отслеживают океанографические течения, струи и плюмы.

Программные продукты, ориентированные на работу с данными ДЗЗ, обеспечивают их первичную и тематическую обработку. Набор алгоритмов может быть различен, но результаты дешифрирования должны являться основой для качественного анализа данных, поддерживать экспорт конечных продуктов обработки в геоинформационные системы. В связи с этим, новизна предлагаемого исследования заключается в объединении и автоматизации программных возможностей определения концентрации хлорофилла на основе двухканального и трехканального алгоритмов.

КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ И ФАКТОРЫ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ АКВАТОРИЙ

При существенном росте фитопланктона (вспышка цветения) по сравнению с характерными показателями для исследуемой экосистемы, водная поверхность становится зеленее (рис. 1). Фитопланктон содержит фотосинтетический пигмент (хлорофилл), придающий такой цвет воде. Хлорофилл поглощает большую часть видимого излучения, но отражает часть зеленого и ближнего ИК-диапазона.



Рис. 1. Аномальное цветение вод в северо-западной части Черного моря по данным MERIS (KA Envisat) 16.07.2010

Вспышки цветения, как правило, сопровождаются увеличением концентрации хлорофилла и приводят к интенсивному образованию органических пленок биогенного происхождения в результате массового отмирания клеток фитопланктона, что рассматривается как критерий повышения биологической продуктивности и свидетельствует о неблагоприятной экологической обстановке. Поэтому, за базовый критерий оценки экологического состояния акваторий принимается биологическая продуктивность вод [10]. В качестве ее показателей (критерии оценки) рассматривается концентрация хлорофилла и зоны пространственной локализации биогенных пленок на морской поверхности (рис. 2).



Рис. 2. Критерии оценки и факторы экологического состояния акваторий

Важная задача при изучении механизмов функционирования морских экосистем - выявление комплекса экологически значимых факторов, влияющих на развитие биологических процессов в водной среде. В зависимости от особенностей акватории комплекс факторов может быть дополнен и уточнен [11].

ТРЕБОВАНИЯ К БОРТОВОЙ ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНОЙ АППАРАТУРЕ ДЛЯ ОЦЕНКИ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ПРОДУКТИВНОСТИ ВОД

Для решения обозначенных задач создается гиперспектральная аппаратура (ГСА) авиационного и космического базирования, имеющая несколько десятков каналов сбора информации. Такая аппаратура позволяет получить для заданного района местности сотни изображений, зафиксированных в очень узких соприкасающихся спектральных диапазонах. Например, КА ЕО-1 имеет полезную нагрузку в виде приборов ALI, Hyperion и LAC. Гиперспектральный сенсор Hyperion предназначен для получения цифровых изображений земной поверхности с пространственным разрешением 30 м в 220 спектральных диапазонах видимой и инфракрасной областей электромагнитного спектра.

Отметим, что выбор оптического сканера, используемого для оценки биологической продуктивности вод как критерия экологического состояния, должен производиться с учетом следующих требований [12]:

1. Важнейшей характеристикой таких сканеров является временное разрешение (интервал повторной съемки в светлое время суток). Для проведения достоверной оценки уровня биопродуктивности океана съемку необходимо проводить с максимальной частотой. Интервал повторной съемки зависит от пространственного разрешения съемочной аппаратуры, а как следствие – от ширины полосы обзора: чем выше пространственное разрешение (уже ширина полосы обзора), тем ниже периодичность получения данных. Серьезным препятствием для получения регулярных (ежедневных) данных в видимом диапазоне спектра является облачность и зависимость от освещенности.

2. Пространственное разрешение является важной характеристикой сканеров цветности океана. Оптимальное разрешение, с которым должна проводиться съемка, определяется в соответствии с размерами изучаемой акватории. Таким образом, дистанционные методы позволяют детализировать тематическую составляющую карт концентрации хлорофилла, способствуют оперативности исследования, что особенно востребовано при изучении явлений, характеризующихся высокой степенью динамичности во времени.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ХЛОРОФИЛЛА

В настоящее время разработано значительное количество алгоритмов для расчета концентрации хлорофилла по спутниковым данным. Эти алгоритмы основаны на оптических свойствах хлорофилла – поглощении солнечного излучения преимущественно в голубой зоне спектра и отражении в зеленой [12].

Для определения уровня хлорофилла по данным гиперспектрального прибора Hyperion КА ЕО-1 воспользуемся двухканальным и трехканальным алгоритмами, предложенными для прибора MERIS КА Envisat в [13]:

$$C = \left[35,75 \cdot \frac{ch_{708}}{ch_{665}} - 19,3\right]^{1,124} \tag{1}$$

$$C = \left[113,36 \cdot \left(\frac{1}{ch_{665}} - \frac{1}{ch_{708}}\right) \cdot ch_{753} + 16,45\right]^{1,124}$$
(2)

где ch_{708} – данные спектрального канала с λ =708 мкм, ch_{665} – данные спектрального канала с λ =665 мкм, ch_{753} – данные спектрального канала с λ =753 мкм.

При этом необходимо учесть, что спектральных каналов с такими длинами волн нет в ГСА Нурегіоп. Поэтому, при расчетах целесообразно воспользоваться каналами максимально близкими к указанным длинам волн. В качестве замены спектрального канала с $\lambda = 708$ мкм воспользуемся двумя каналами с $\lambda = 701,55$ мкм и $\lambda = 711,72$ мкм; для замены $\lambda = 665$ мкм – каналами с $\lambda = 660,85$ мкм и $\lambda = 671,02$ мкм. Замену канала с $\lambda = 753$ мкм может обеспечить канал с $\lambda = 752,43$ мкм. Таким образом, формулы (1) и (2) будут представлены как:

$$C = \left[35,75 \cdot \frac{ch_{701,55}}{ch_{660,85}} - 19,3\right]^{1,124}$$
(3)

$$C = \left[113,36 \cdot \left(\frac{1}{ch_{660,85}} - \frac{1}{ch_{701,55}}\right) \cdot ch_{752,43} + 16,45\right]^{1,124}$$
(4)

$$C = \left[35,75 \cdot \frac{ch_{711,72}}{ch_{671,02}} - 19,3\right]^{1,124}$$
(5)

$$C = \left[113,36 \cdot \left(\frac{1}{ch_{671,02}} - \frac{1}{ch_{711,72}}\right) \cdot ch_{752,43} + 16,45\right]^{1,124}$$
(6)

На базе формул (3–6) разработан алгоритм обработки гиперспектральных изображений водной поверхности для определения концентрации хлорофилла (рис. 3). Вычислительная программа по данному алгоритму реализована на языке программирования IDL, позволяющем упростить выполнение некоторых процедур и расчетов.



Рис. 3. Алгоритм обработки гиперспектральных изображений

Географическая привязка изображений

Необходимо отметить, что каждый набор исходных данных ГСА Нурегіоп представлял собой два файла: файл изображения и файл метаданных. В процедуре географической привязки файл метаданных автоматически считывался, согласно созданному заранее шаблону и затем все данные файла формировали структуру данных, включающие географические координаты (широта и долгота) углов изображения. Поэтому географическая привязка изображения выполнялась по координатам четырех углов [14]. После выполнения привязки каждый пиксел изображения имел собственную географическую широту и долготу, что способствовало к его трансформации при визуализации. Фрагменты исходного изображения и географически привязанного изображения приведены на рис. 4.





Рис. 4. Фрагменты исходного изображение (слева) и географически привязанного (справа)

Далее считывались параметры спектральных каналов, необходимые для использования в формулах (3–6) и рассчитывались значения концентрации хлорофилла для каждого снимка. Для удобства дальнейшей обработки отдельно создавались массивы с координатами каждого пиксела. Построенные карты концентрации хлорофилла визуализировались. Пример визуализации приведен на рис. 5.



Рис. 5. Визуализация карты концентрации хлорофилла

Поскольку акватория Северного моря достаточно велика, то в рамках данной работы вводились ограничения на объем рассматриваемых пикселов по их координатам: по широте $54,0^{\circ}$ с.ш., по долготе от $[6,1^{\circ}-8,0^{\circ}]$ в.д. с шагом по долготе $0,1^{\circ}$.

Для географических широт и долгот по двухканальному и трехканальному алгоритмам рассчитывались значения концентрации хлорофилла: с первым набором длин волн и их абсолютная разница по формулам (3, 4); для второго набора длин волн и разница по модулю – по (5, 6).

В таблице 1 приведены результаты обработки спутниковых данных - показатели концентрации хлорофилла. Колонки Хл.1_1, Хл.1_2, Хл.2_1, Хл.2_2 соответствуют двухканальному и трехканальному алгоритмам с набором спектральных каналов, рассмотренных выше. В колонках Хл.1_1', Хл.1_2', Хл.2_1', Хл.2_2' усреднены значения хлорофилла для каждого месяца.

Таблица 1. Пример результатов обработки спутниковых данных для широты 54,0° и долготы 7,3°

Дата	Месяц	Хл.	Хл.	Хл.	Хл.	Хл.	Хл.	Хл.	Хл.
		1_1	1_2	2_1	2_2	1_1′	1_2′	2_1′	2_2′
25.05.13	05.13	12,48	5,67	3,92	15,16	12,48	5,67	3,92	15,16
08.07.13		11,26	5,09	2,16	16,29	1 4 47	8,79	5,24	11,37
16.07.13	07.12	17,60	12,58	9,21	3,98				
17.07.13	07.13	17,51	12,32	7,21	6,89	14,47			
19.07.13		11,49	5,16	2,38	18,30				
13.02.14	02.14	12,29	5,99	3,12	15,60	12,29	5,99	3,12	15,60
28.03.14	03.14	17,94	13,46	9,92	2,33	18,28	13,68	10,45	2,02
30.03.14		18,62	13,89	10,97	1,70				
21.04.14	04.44	14,92	9,00	5,14	10,48	14.02	9,00	5,14	10,48
23.04.14	04.14	13,51	7,10	3,69	14,45	14,92			
16.06.14	06.14	17,19	12,17	7,75	5,23	17,19	12,17	7,75	5,23
06.09.14	09.14	17,35	12,16	9,09	5,78	17,35	12,16	9,09	5,78
21.01.15	01.15	13,16	6,09	5,79	11,95	13,16	6,09	5,79	11,95
01.02.15	02.15	21,66	17,02	18,77	5,81	21,66	17,02	18,77	5,81
20.05.15	05.15	14,86	9,41	5,30	8,81	14,86	9,41	5,30	8,81
21.06.15	06.15	19,56	14,80	13,28	0,62	19,56	14,80	13,28	0,62

ВАЛИДАЦИЯ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для мониторинга акваторий используются приборы, работающие в оптическом диапазоне электромагнитного спектра. Одним из них является спектрорадиометр MODIS КА Aqua, данные с которого использованы авторами для валидации полученных результатов по ГСИ прибора Hyperion.

Измеряя, что поглощается и отражается, спектрорадиометр MODIS с умеренным разрешением может получать ежедневно концентрацию хлорофилла для определения обилия растений в океане в глобальных масштабах. Данные MODIS позволяют охватывать обширные территории, используя 36 спектральных каналов с пространственным разрешением от 250 метров до 1000 метров, разносторонне оценивать состояние водных объектов.

Валидационные данные представляют собой файлы с расширением CSV, содержащие среднемесячные значения концентрации хлорофилла по данным спектрорадиометра MODIS. Блок-схема обработки таких файлов изображений приведена на рис. 6.



Рис. 6. Блок-схема обработки валидационнных данных

Для обработки данных спектрорадиометра MODIS в виде файлов в Microsoft Excel был разработан макрос на языке VBA. В файлах такого вида содержатся значения концентрации хлорофилла в ячейках размером 0,1°×0,1° по широте и долготе. Таким образом, общее число ячеек составило 1800×3600. В результате, из исходного файла систематизировались значения концентрации хлорофилла, соответственно задаваемым координатам.

На рис. 7 визуализированы показатели хлорофилла для различных долгот с широтой 54,0°, полученные в ходе обработки карт распределения параметра по данным KA Aqua/MODIS.



Дата, мм.гггг Рис. 7. Показатели хлорофилла для различных долгот с широтой 54,0° по данным КА Aqua/MODIS

Оценка точности результатов обработки гиперспектральных изображений

Значения полученных результатов качественно оценивались по их относительной погрешности, согласно формуле $\delta = \frac{x_i - \overline{x}}{\overline{x}}$ [15]. В таблице 2 приведены результаты расчета относительной погрешности для каждого адаптируемого (двухканального и трехканального) алгоритмов и спектральных каналов, используемых в них.

Месяц	Хл.	Хл.	Хл.	Χл.	Валид.	δ1_1'	δ1_2'	δ2_1'	δ2_2'	δвалид
	1_1′	1_2′	2_1′	2_2′	знач.					
05.2013	12,48	5,67	3,92	15,16	3,16	0,22	0,46	0,51	0,80	0,11
07.2013	14,47	8,79	5,24	11,37	3,76	0,10	0,16	0,34	0,35	0,06
02.2014	12,29	5,99	3,12	15,60	2,56	0,23	0,43	0,61	0,85	0,28
03.2014	18,28	13,68	10,45	2,02	7,59	0,14	0,31	0,31	0,76	1,14
04.2014	14,92	9,00	5,14	10,48	4,98	0,07	0,14	0,36	0,24	0,40
06.2014	17,19	12,17	7,75	5,23	2,56	0,07	0,17	0,03	0,38	0,28
09.3014	17,35	12,16	9,09	5,78	2,94	0,08	0,17	0,14	0,32	0,17
01.2015	13,16	6,09	5,79	11,95	-	0,18	0,42	0,28	0,42	1,00
02.2015	21,66	17,02	18,77	5,81	2,30	0,35	0,63	1,35	0,31	0,35
05.2015	14,86	9,41	5,30	8,81	3,05	0,07	0,10	0,34	0,04	0,14
06.2015	19,56	14,80	13,28	0,62	2,65	0,22	0,42	0,66	0,93	0,25
\overline{x}	16,02	10,43	7,99	8,44	3,56	0,16	0,31	0,45	0,49	0,38

Таблица 2. Пример оценивания результатов обработки для широты 54,0° и долготы 7,3°

В результате оценивания получено, что наименьшей относительной погрешностью обладает двухканальный алгоритм с первым набором спектральных каналов. Данная погрешность в каждом из трех исследуемых пиксел изображений (для долгот 7,3°; 7,4°; 7,5°) составляет 0,16; 0,17; 0,17 соответственно.

На рис. 8 представлены распределения рассчитанных значений концентрации хлорофилла по двухканальному алгоритму обработки файлов изображений ГСА Hyperion и валидационных значений по данным прибора MODIS.



Рис. 8. Концентрация хлорофилла по результатам обработки изображений

На данном рисунке наблюдается схожесть основной тенденции в изменении уровней полученных рядов. Однако, разброс по амплитуде рассчитанных значений можно объяснить рядом причин:

1. Валидационные значения получены по данным прибора MODIS KA Aqua, у которого ширина полосы обзора 2300 км, а пространственное разрешение ~1000 м. В тоже время, гиперспектральный прибор Hyperion имеет пространственное разрешение 30 м, а полосу обзора 7,5 км. Таким образом, в данных с КА Aqua могут «присутствовать» участки суши небольших размеров.

2. Алгоритмы, рассмотренные в настоящей работе, использовались для данных прибора MERIS (КА Envisat). Этот прибор имеет другие длины волн спектральных каналов. Поэтому, такое отличие может вносить погрешности в измерения концентрации хлорофилла. Соответственно, необходимо корректировать коэффициенты, входящие в представленные формулы расчета концентрации хлорофилла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одним из перспективных направлений исследования объектов земной поверхности является технология гиперспектральной съемки. В связи с этим, авторами разработаны и программно реализованы алгоритмы обработки гиперспектральных изображений аэрокосмических систем ДЗЗ в интересах экологического мониторинга, получены следующие результаты:

 предложена методика определения концентрации хлорофилла по данным гиперспектрального прибора Hyperion KA EO-1 на базе двухканального и трехканального алгоритмов обработки изображений;

– разработан алгоритм обработки гиперспектральных изображений водной поверхности и реализующая его вычислительная программа на языке IDL;

 получены значения концентрации хлорофилла по результатам обработки 16 снимков ГСА Нурегіоп и построены карты визуализации распределения этого параметра;

– для валидации результатов работы использованы данные спектрорадиометра MODIS КА Aqua, обработка которых проведена посредством создания функциональной блок-схемы и ее реализации на языке VBA;

– проведено оценивание точности результатов обработки ГСИ. Выявлена лучшая адаптируемость двухканального алгоритма к другим данным ГСА.

Результаты обработки ГСИ по предложенным алгоритмам возможно провалидировать с данными, полученными по Методике измерений спектрофотометрическим методом с экстракцией этанолом в [16].

Прикладное значение результатов работы заключается в перспективе их применимости при запусках новых космических аппаратов дистанционного зондирования Земли природоресурсного назначения «Ресурс-П» в рамках Федеральной космической программы.

В зависимости от целевых задач КА состав их бортовой научной аппаратуры может быть различным, поэтому для комплектования ее рационального состава рекомендуется использовать методики и результаты, приведенные в [17-20].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воробьева А.А. Дистанционное зондирование Земли: Уч. пособ. / – С.-Петербург: Издво СПбНИУ ИТМО, 2012. – 168 с.

2. **Сутырина Е. Н.** Дистанционное зондирование Земли: Уч. пособ. / – Иркутск: Изд-во ИГУ, 2013. – 165 с.

3. **Бондур В.Г.** Современные подходы к обработке больших потоков гиперспектральной и многоспектральной аэрокосмической информации // Исследование Земли из космоса. М.: Наука, 2014. №1. С. 4-16.

4. Plaza A., Benediktsoon J.A., Boardman J.W., Brazile J., Bruzzone L., Camps-Valls G., Chanusott J., Fauvel M., Gamba P., Gualtieri A., Marconcini M., Tilton J.C., Trianni G. Recent advances in techniques for hyperspectral image processing // Rem. Sens. Env. 2009. V.113. P.S110-S112.

5. **Teke M., Deveci H.S., Haliloglu O., Gurbuz S.Z., Sakarya U.** A short survey of hyperspectral remote sensing applications in agriculture // In Recent Advances in Space Technologies (RAST). 2013. 6th International Conference on. p.171-176.

6. **Kruse F. A., Boardman J. W., Huntington J. F.** Evaluation and Validation of EO-1 Hyperion for Mineral Mapping // Special Issue, Transactions on Geoscience and Remote Sensing (TGARS). IEEE vol. 41, no. 6. 2003. p.1388-1400.

7. Бондур В.Г., Козленко Н.Н., Рыбакова Н.И. Возможности использования гиперспектральных и многоспектральных спутниковых данных для мониторинга загрязнений прибрежных акваторий океана // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Сборник научных статей ИКИ РАН. Выпуск 3. Том II – М.: ИКИ РАН, 2006. С. 30-36.

8. Аншаков Г.П., Журавель Ю.Н., Ращупкин А.В. Использование мульти- и гиперспектральных данных дистанционного зондирования для автоматизированного мониторинга рек и водоемов в весенний период // Компьютерная оптика. 2015. Т. 39, № 2, С.224-233.

9. **Козодеров В.В., Кондранин Т.В., Дмитриев Е.В.** Распознавание природно-техногенных объектов по гиперспектральным самолетным изображениям // Исследование Земли из космоса. М.: Наука, 2014. №1. С.35-42.

10. Андреева З.В., Верещака Т.В. Оценка экологического состояния акваторий (основная концепция) // Сборник статей по итогам науно-технических конференций / Приложение к журналу Изв. вузов: Геодезия и аэрофотосъемка. – 2011. - №6. Вып. 4. – С. 3-4.

11. **Новиков М.А.** Применение географических экспертно-аналитических систем в целях эколого-географического районирования морских акваторий (на примере Баренцева моря) // Геоинформационное картографирование для сбалансированного территориального развития. Материалы конференции по тематической картографии, Иркутск, 21-23 ноября, 2006 г. – Ир-кутск: ИГ СО РАН, 2006. – Т. 2. – С. 219-221.

12. Верещака Т.В., Андреева З.В., Качаев Г.А. Картографическая оценка экологического состояния суши и акваторий: теория, методы, практика / Под ред. Т.В. Верещаки. - М.: Научный мир, 2015. - 228 с.

13. Gilerson, A., Gitelson, A., Zhou, J., Gurlin, D., Moses, W., Ioannou, I., et al. (2010). Algorithms for remote estimation of chlorophyll-a in coastal and inland waters using red and near infrared bands. Optics Express, 18(23), 24109–24125 p.

14. **Jensen, J. R.** (2007). Remote sensing of the environment: an Earth resource perspective (2nd ed.). Prentice Hall., 592 p.

15. Калошин И.Б., Кузнецов В.В., Суровцева И.В., Гельфман Т.Э. и др. Оценка качества оптических изображений при мониторинге техногенных объектов и явлений. Фундаментальные проблемы системной безопасности: Материалы школы-семинара молодых ученых (13-15 сентября 2017). – Воронеж-Севастополь, Издательство «Цифровая полиграфия» 2017. – С.130-133.

16. РД **52.24.784-2013.** Массовая концетрация хлорофилла «а». Методика измерений спектрометрическим методом с экстракцией этанолом // Министерстство природных ресурсов и экологии Российской Федерации. Федеральная служба по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды (Росгидромет) Ростов-на-Дону, 2013. - 21 с.

17. Скрипачев В.О., Суровцева И.В., Калошин И.Б. и др. Комплексное определение рационального состава информационно-технических систем. International Journal of Open Information Technologies: vol. 5, no.4, 2017, p. 7-11.

18. **Калошин И.Б., Скрипачев В.О., Суровцева И.В. и др.** Системный подход к выбору целевой аппаратуры малых космических аппаратов. Сибирский журнал науки и технологий. 2017. Т. 18, № 4. С. 868–875.

19. **Полушковский Ю.А., Кузнецов В.В., Суровцева И.В., Скрипачев В.О. и др.** Методический подход к задаче синтеза и оценке эффективности автоматизированной системы геофизического обеспечения. International Journal of Open Information Technologies: vol. 5, no.9, 2017, p. 45-52.

20. Полушковский Ю.А., Суровцева И.В., Алексеев О.А. Предложения по созданию консолидированной системы геофизического мониторинга // Сб. науч. трудов III Международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем»: Часть I. Москва, МИРЭА, 2017. С.285-292.

I.V. Surovceva, I.B. Kaloshin, V.V. Kuznetsov, V.O. Skripachev

MIREA — Russian Technological University (RTU MIREA), Russia 119454, Moscow, Vernadsky Avenue, 78, E-mail: surovceva@mirea.ru

PROCESSING OF HYPERSPECTRAL IMAGES IN THE INTERESTS ECOLOGICAL MONITORING OF THE EARTH

The evaluation criteria and factors of the ecological state of the waters of the oceans are considered. The requirements for the choice of opto-electronic equipment used to diagnose the biological productivity of water are given. The method for determining the concentration of chlorophyll according to the Hyperion hyperspectral instrument of the EO-1 spacecraft based on two-channel and threechannel image processing algorithms has been tested. An algorithm for processing hyperspectral images of the water surface and a computational program that implements it has been developed. The maps of visualization of chlorophyll concentration distribution were constructed. Validation based on data of the spectroradiometer MODIS of AQUA spacecraft, the processing of which was carried out through the development of a functional flowchart and its software implementation.

ECOLOGICAL MONITORING, WATER SURFACE, CHLOROPHYLL CONCENTRATION, HYPERSPECTRAL IMAGES, PROCESSING ALGORITHMS



УДК 533.6.013.122, 519.85

¹Токарев М.П., ²Минелли Г., ³Ноак Б., ²Чернорай В.Г., ²Крайнович С.

¹ Институт Теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия, 630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, 1, E-mail: mtokarev@itp.nsc.ru ² Технический университет Чалмерса, Швеция, 41296, Гетеборг, Hörsalsvägen 7a, E-mail: valery.chernoray@chalmers.se ³ Компьютерная лаборатория механики и технических наук (LIMSI), НЦНИ, Франция, 91400 Orsay, Campus Universitaire bât 507, Rue John Von Neumann, E-mail: Bernd.Noack@limsi.fr

РІV ИЗМЕРЕНИЯ ВБЛИЗИ МОДЕЛИ ГРУЗОВИКА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С АКТИВНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ ПОТОКОМ

АННОТАЦИЯ

Грузовые автомобили и автобусы играют важную роль в глобальных транспортных перевозках, поэтому снижение аэродинамического сопротивления является весьма актуальной проблемой для этих автотранспортных средств. Например, для полуприцепа, движущегося с крейсерской скоростью, аэродинамическое сопротивление составляет 60-80% от общего сопротивления движению, и является наибольшим источником энергетических потерь. К настоящему времени известны различные эффективные методы уменьшения сопротивления, начиная от пассивных и заканчивая активными методами управления потоком. В данной работе были выполнены систематические исследования структуры потока в режиме активного управления течением вокруг модели кабины полуприцепа грузовика с использованием управляемых синтетических струй, расположенных по сторонам модели в ее передней части. Для управления потоком использовались бимодальные гармонические возмущения с различными частотами и амплитудами. Поиск режимов с оптимальным модовым составом управляющих возмущений выполнялся предварительно методом эволюционной оптимизации с использованием машинного обучения в процессе продувки модели в аэродинамической трубе. В качестве критерия качества управления использовались весовые измерения силы аэродинамического сопротивления и накладные энергетические затраты на управление потоком. Далее для набора режимов были выполнены плоскостные PIV измерения в зоне отрыва потока на боковой стенке и в следе за моделью. По результатам измерений было отмечено снижение коэффициента сопротивления модели на 17%, по сравнению с базовым случаем без управления и существенная перестройка структуры течения с уменьшением толщины отрывной зоны и заметным сужением следа за моделью для некоторых режимов.

АКТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПОТОКОМ, СНИЖЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРО-ТИВЛЕНИЯ, PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY, МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ, ЭВОЛЮЦИ-ОННЫЙ АЛГОРИТМ

введение

Задача управления потоком при обтекании наземного транспорта для снижения его аэродинамического сопротивления является актуальной проблемой. Суммарные общемировые энергетические затраты на перевозки наземным транспортом в 2016 году согласно оценке [1] составили 84,5% от всех затрат, включающих воздушные, морские перевозки, а также трубопроводный транспорт. Известно, что сила аэродинамического сопротивления пропорциональна характерной площади и коэффициенту сопротивления формы. Традиционно одним из направлений снижения аэродинамического сопротивления было придание объектам более аэродинамической формы для снижения размера отрывной зоны и создания более гладкого обтекания корпуса. Так плохо обтекаемые кузова транспорта оснащали различными типами аэродинамических навесных элементов: обтекателями кабины и прицепа, спойлерами, боковыми юбками, закрылками и пр. [2]. Все эти примеры относятся к пассивным методам управления потоком, недостатком которых является то, что они оптимизированы для номинальных условий обтекания корпуса.

Другим методом управления течением при обтекании объектов является активное управление потоком, когда управляющее воздействие на поток может изменяться во времени за счет внешнего подвода энергии. Количество исследований по активному управлению течением несколько меньше, по сравнению числом таких же работ по пассивному управлению, в том числе методы пассивного управления являются технологически более зрелыми и, в настоящее время, повсеместно встречаются на транспорте серийного производства.

Если рассматривать более общую задачу управления турбулентными сдвиговыми течениями и проблему снижения турбулентного трения в пограничном слое, то на данный момент известно большое количество пассивных и активных методов снижения поверхностного трения: установка риблетов [3], устройств разрушения вихрей [4-5], внедрение высокомолекулярных полимерных добавок, ПАВов, микропузырьков и использование вдува/отсоса [6], податливых поверхностей [7], микроэлектромеханических систем (MEMS) [8], воздействие акустическим полем и т.д.

Данная работа является продолжением цикла исследований по использованию пассивных и активных методов управления для снижения аэродинамического сопротивления плохо обтекаемых объектов, например, грузовиков, начатых Техническом университете Чалмерса. В работе [9] проведена серия LES расчетов обтекания модели грузового трейлера с модификацией формы задней части прицепа. Была проведена численная оптимизация геометрии закрылок установленных под разными углами к продольным плоскостям прицепа по периметру задней части для уменьшения зоны отрыва потока, приводящей к рециркуляции потока и образованию области пониженного давления. В следующей численно-экспериментальной работе тех же авторов [10] выполнены DES-расчеты, а также весовые измерения и измерения давления на модели грузовика-тягача с полуприцепом в аэродинамической трубе. Показано, что при использовании активного управления синтетическими струями в виде щелей в основании закрылок коэффициент аэродинамического сопротивления уменьшается на 3-4% по сравнению с базовой конфигурацией без закрылок и активного управления, соответственно эффект снижения сопротивления при использовании только закрылок без активного управления составил 1-2% от базовой конфигурации. В работе Minelli и др. [11] продолжены исследования по снижению аэродинамического сопротивления за счет использования вдува-отсоса в пограничном слое на передних стойках модели кузова кабины грузовика. С использованием LES численного моделирования при $Re = 10^5$ авторы получили, что активное управление синтетическими струями в начальной области развития пограничного слоя позволяет уменьшить аэродинамическое сопротивление на 34% для двумерной модели. Максимальный эффект достигается при вдуве/отсосе перпендикулярно локальному направлению потока. В следующей работе [12] выполнялись экспериментальные исследования активного управления синтетическими струями по бокам модели кабины грузовика с регистрацией эволюции во времени полей скорости

вблизи боковой стенки и в зоне за моделью методом PIV с частотой съемки 400 Гц. Актуация выполнялась с использованием громкоговорителей и одномодового возмущения на выбранных частотах. В результате из четырех частот возмущения, протестированных в эксперименте, были выявлены частоты St = 2,1 и 3,1, способствующие скорейшему присоединению пограничного слоя и снижению толщины пограничного слоя в зоне отрыва. В работе [15] проведено сравнение LES численного моделирования с экспериментом, проведены экспериментальные весовые измерения и показано преимущество массива продольных щелей для вдува-отсоса по сравнению с одной поперечной щелью.

Целью данной работы было проведение диагностики и анализа полей скорости вблизи модели кабины грузовика, использованной в работе [12] при продувке модели в условиях оптимальных режимов управления. Данные режимы определялись методом машинного обучения путем применения генетического алгоритма для оптимизации частот и амплитуд двухмодового сигнала управления по измерению силы аэродинамического сопротивления модели, продуваемой в аэродинамической трубе.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МЕТОДЫ

Коротко опишем систему возмущения пограничного слоя. Модель объекта исследования с поперечным квадратным сечением со стороной W = 400 мм и продольной длиной L = 360 мм, изготовленная из фанеры, имела возможность установки сменных вставок для создания синтетических струй в передние боковые ребра со сглаженным аэродинамическим профилем с радиусом кривизны R = 20 мм. Среди используемых вставок одна из конфигураций имела 24 горизонтальные щели шириной 1 мм и длиной 16 мм с расстоянием между соседними щелями в 15 мм. Пример геометрии такой вставки показан на рис. 1. Как было отмечено в работе [15] массив продольных щелей для вдува-отсоса по сравнению с одной поперечной щелью является преимущественным, так как при таком расположении щелей значительно уменьшается чувствительность к пространственному расположению щели на кромке модели.



Рис. 1. Пример геометрии сменной боковой вставки для создания синтетических струй

Поток воздуха через щели создавался четырьмя низкочастотными динамиками Wavecor SW182BD02-01 (RMS 62 BT) по два на каждую сторону модели. Динамики были подключены к стереоусилителю ALTO MAC 2.4 (макс. 900 BT) для возможности независимого управления актуаторами с правой и с левой стороны модели. На линейные входы усилителя подавался сигнал с ЦАП NI 9264 по двум независимым каналам, выходное напряжение на которых управлялось из программы в среде LabVIEW, которая являлась программной реализацией регулятора. В данной работе регулятор взаимодействовал с объектом управления по схеме без обратной связи, т.е. сигнал возмущения не зависел от текущего состояния потока.

Оптимизация сигнала возмущения выполнялась непосредственно во время продувки модели в аэродинамической трубе в течение нескольких часов для каждого случая. Критериями оптимизации были среднее значение силы аэродинамического сопротивления за время оценки текущего возмущения и энергетические затраты на внесение текущих возмущений в поток. В качестве времени оценки влияния возмущения на поток было выбрано 5 секунд. Отдельные случаи оптимизации относились к различным видам целевой функции и способам внесения возмущений (см. табл. 1). Первая целевая функция минимизировала коэффициент аэродинамического сопротивления без учета других ограничений. Вид второй функции несколько сложнее, он позволяет минимизировать сопротивление, учитывая при этом энергетические затраты на внесение возмущений. Функция построена таким образом, что изменение значения *Cd* от базового до минимального при фиксированных амплитудах возмущения *A* в данном эксперименте и изменение амплитуд возмущения от максимума до нуля при фиксированном *Cd* приводят к изменениям целевой функции одного и того же порядка величины.

таблица 1. Пепользованные критерии боутения								
Описание функции приспособленности	Вид целевой функции							
1. Функция минимизация аэродинамиче- ского сопротивления f (Cd)	$f(Cd) = 1/Cd$, $Cd = \overline{F}_d / (W^2 \overline{P}_{dyn})$, \overline{F}_d – усредненная сила аэродинамического сопротивления, \overline{P}_{dyn} – усредненное динами-							
2. Функция минимизации аэродинамиче- ского сопротивления и энергетических за-	$f(Cd, A) = \left[\frac{1 + Cd_{base}}{1 + Cd}\right] + \left[\frac{k}{1 + A/A - (k-1)}\right]$							
трат на управление $f(Cd, A)$	$k = \frac{1 + Cd_{base}}{1 + Cd_{\min}}; A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$							
	$Cd_{base} = 0,934; Cd_{\min} = 0,7; A_{\max} = 0,2$							

Таблица	1	Использовании р	VNUTAN		Миртика
гаолица	1.	renoitboobannibic	Kpmcp	nn oc	у чонил

Для оптимизации применялся эвристический генетический алгоритм, который для сложной задачи с большим количеством локальных минимумов целевой функции в большинстве случаев позволяет найти решение близкое к оптимальному за приемлемое время. Генетическим алгоритмом в конце оценки каждого нового поколения отбирались лучшие индивидуумы, часть из которых видоизменялись по правилам, напоминающим эволюционное развитие организмов [13]. В данной работе поиск решений выполнялся в четырехмерном пространстве признаков, определяющих амплитуды и частоты двухмодовых возмущений (A_1, A_2, F_1, F_2), с сигналом возмущения $S = A_1 \sin(2\pi F_1 t) + A_2 \sin(2\pi F_2 t)$. Использованные параметры генетического алгоритма показаны в табл. 2.

Таблица 2.	Параметры	генетического	алгоритма
------------	-----------	---------------	-----------

Описание параметра	Значение параметра
Размер популяции (N)	60
Количество поколений	> 30
Количество генов на один параметр	25
Вероятность кроссовера	0,8
Вероятность мутации	0,04

Размер популяции был выбран равным 60, а типичное число поколений для оптимизации было равно 30. Оптимизация параметров возмущения генетическим алгоритмом была реализована на языке MATLAB и вызывалась перед каждой новой сессией оценки текущего поколения возмущений в аэродинамической трубе.

Для диагностики мгновенной структуры течения вблизи модели: отрыва пограничного слоя на боковой стенке и зоны рециркуляции на задней стенке был использован панорамный метод измерения полей скорости на основе PIV [14]. Данный метод позволяет анализировать пространственное распределение скорости в потоке в каждый момент измерения и, тем самым, в дальнейшем оценивать локальное состояние потока в области измерения, если течение рассматривать как некую динамическую систему. Плоскостные двухкомпонентные PIV измерения выполнялись в горизонтальной плоскости зеркальной симметрии на половине высоты модели (см. рис. 2). Области измерения, направление обзора камер и их расположение показаны

синим. Для возможности сшивки области измерения перекрывались между собой. На рис. 3 показана схема расположения модели кабины в рабочей части аэродинамической трубы. Рабочая часть аэродинамической трубы замкнутого типа технического университета Чалмерса имеет размеры $3 \times 1,8 \times 1,25$ м³ с диапазоном устанавливаемых скоростей 0 - 60 м/с и уровнем турбулентных пульсаций 0,05%. В данном эксперименте скорость потока U_{inf} составляла 20 м/с и число Рейнольдса по характерному размеру модели W составляло $Re = 5 \cdot 10^5$.



Рис. 2. Геометрия диагностики полей скорости вблизи модели

Модель кабины располагалась симметрично относительно правой и левой стенки рабочей части, а также по центру рабочей части в направлении вдоль по потоку. Модель была установлена на вертикальной стойке, оборудованной обтекателем с аэродинамическим профилем изготовленном с помощью 3D-печати. Доля площади фронтальной проекции модели относительно общей площади в поперечном сечении аэродинамической трубы составляла 8,1%. Нижняя часть стойки проходила через отверстие в полу, и закреплялась на платформе 6-компонентных весов, которыми оборудована аэродинамическая труба. Высота установки модели по нижнему краю была 297 мм, таким образом, плоскость измерения была на высоте 497 мм от пола. Система регистрации и подсветки PIV системы располагались вне рабочей части аэродинамической трубы, за прозрачными окнами. Камеры были закреплены сверху, а излучатель лазера с правой стороны, если смотреть на рис. 3.



Рис. 3. Схема расположения модели кабины в рабочей части аэродинамической трубы

В экспериментах использовался сдвоенный импульсный Nd:YAG лазер Quantel Evergreen 532 нм с энергией 200 мДж в импульсе. Лазер работал на максимальной мощности, поэтому возможность дальнейшего увеличения размера области измерения была ограничена за счет сниженной рассеивающей способности трассеров, использующихся при PIV измерениях в газах. Для засева потока частицами применялся генератор тумана испарительного типа SMOKE FACTORY Data II с жидкостью на основе раствора пропиленгликоля с водой. Туман подавался вниз по потоку за моделью и накапливался в контуре аэродинамической трубы. Запись изображений частиц начиналась по команде оператора при достижении необходимой концентрации трассеров в рабочей части с моделью. Регистрация изображений сигнала рассеяния на частицах выполнялась одновременно двумя синхронизированными ПЗС камерами ІтagerProX4M с размером сенсоров 2048 × 2048 пикс от Stereo PIV системы LaVision FlowMaster. Камеры были оборудованы объективами Nikon AF-S DX NIKKOR 35 мм f/1.8G с установленным относительным отверстием f/4 для возможности регистрации сигнала рассеяния малой интенсивности от частиц. Частота регистрации PIV пар изображений (двойных кадров) была около 7 Гц с временем задержки между кадрами в паре изображений dt = 125 мкс для скорости потока $U_{inf} = 20$ м/с и числа Рейнольдса $Re = 5 \cdot 10^5$, и масштабировалось обратно пропорционально скорости потока. Таким образом, для невозмущенных областей потока регистрировались смешения на изображениях порядка 8-9 пикс для обеих камер с пространственным разрешением 0,26 мм/пикс для первой камеры и 0,31 мм/пикс для второй камеры соответственно.

Для каждого режима управления регистрировалось по 500 пар PIV изображений, которые обрабатывались ПО DaVis 8.4. В данной работе использовалась следующая схема расчета полей скорости. Предварительно исходные изображения обрабатывались путем вычитания минимальной яркости по ансамблю изображений для уменьшения вклада фонового сигнала и выделения трассерных частиц на изображениях. Далее к изображениям применялась маска, удаляющая области с изображением самой модели и области с низким уровнем сигнала. На следующем этапе использовался итерационный кросскорреляционный алгоритм со следующими параметрами: 2 итерации с начальным размером расчетной области в 128 × 128 пикс и 50% перекрытием, потом дополнительно еще две итерации с областями размером 64 × 64 пикс и 50%. Для фильтрации полей скорости после каждой итерации использовался медианный фильтр, анализирующий область из 5 × 5 векторов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед выполнением диагностики полей скорости обучение с оптимизацией возмущений выполнялось два раза. Комбинировались два разных способа оценки возмущений и два разных способа внесения возмущений. Первый раз обучение выполнялось с целевой функцией f(Cd), а второй раз с функцией f(Cd, A). В обоих этих случаях возмущения вносились синфазно с правой и левой стороны модели. Результаты обучения показаны на рис. 4, где представлены результаты оценки возмущений на начальном, финальном и нескольких промежуточных поколениях генетического алгоритма. Возмущения отсортированы по величине полученной функции приспособления в порядке убывания, т.е. сначала по абсциссе показаны самые перспективные возмущения и далее по убыванию. На рис. 4а, что в первом случае на первом поколении случайным образом было выбрано возмущение достаточно близкое к оптимальному, и по прошествии 30 поколений оно улучшилось на 0,01 величины. Следующее обучение учитывало затраты на возмущение и последнее поколение продемонстрировало разницу между лучшими и худшими индивидами 0,1 вместо 0,17 на предыдущем графике. Поэтому на графике обучения на рис. 4а визуально может показаться, что расстояние между первым и финальным поколением меньше, по сравнению с графиком на рис. 46. Однако масштаб двух целевых функций отличается, поэтому напрямую сравнивать значения, полученные в результатах обучения, было бы неправильным. В правой колонке на рис. 4 показан вид выбранных сигналов возмущения для обучения с функциями f(Cd) и f(Cd, A). В первом случае наилучшее управление определено с частотами $F_1 = 109,5$ Гц, $F_2 = 221,4$ Гц и амплитудами $A_1 = 0,2$ В, $A_2 = 0,059$ В. Во втором случае максимальная величина амплитуды возмущений была в 10 раз меньше, а использованные частоты следующие $F_1 = 88,77$ Гц, $F_2 = 141,8$ Гц.

На рис. 5 представлены распределения продольной компоненты средней скорости вблизи модели кабины, полученные методом PIV без внесения возмущений в поток, а также для трех различных способов управления.



Рис. 4. Зависимость значений целевой функции по индивидам для разных поколений в процессе обучения и соответствующий оптимальный сигнал управления: (a) – функция *f*(*Cd*) с оптимизацией аэродинамического сопротивления, (б) – функция *f*(*Cd*, *A*) с оптимизацией *Cd* и затрат на внесение возмущений

На рис. 6 показаны профили продольной средней скорости в сечениях x = -150 и 150 мм. Если сравнивать два случая с течением без возмущения на рис. 5а и с управлением с минимальным *Cd* на рис. 5б, то поле скорости без управления характеризуется увеличенной толщиной пограничного слоя (около 110 мм в рассматриваемом сечении), наличием рециркуляции потока в отрывном пузыре, что определяется по наличию отрицательной продольной скорости близи стенки, и широкой зоной рециркуляции в следе за моделью. При активации управления с возмущением минимизирующем *Cd*, турбулентный пограничный слой присоединяется к стенке, и его толщина уменьшается до 80 мм при этом пропадает обратное течение у боковой стенки. Так же в представленном сечении x = 150 мм, увеличивается градиент скорости поперек потока и, тем самым уменьшается ширина следа за моделью (см. рис. 6б). Еще одной особенностью следа за моделью при активации возмущения является уменьшение скорости обратного течения на оси за моделью при x = 150 мм и y = 200 мм на 2 м/с это отмечается на графиках на рис. 66. При этом в области обратного течения образовались два локальных максимума симметрично плоскости симметрии модели вместо одного характерного для течения

без управления. Полученный коэффициент аэродинамического сопротивления, приведенный в табл. 3, для рассмотренных случаев показал, что для случая без возмущений $Cd = 0.958 \pm 0.004$, а для случая с управлением значение $Cd = 0.794 \pm 0.003$, что на 17% меньше.



Рис. 5. Пространственные распределения продольной средней скорости вблизи модели для различных способов управления потоком: (a) – без управления, (б) – наилучшее возмущение, найденное в процессе обучения с целевой функцией f(Cd), (в) – наилучшее возмущение, найденное при обучении с целевой функцией f(Cd, A), (г) – возмущение, дающее минимальное *Cd* взятое из последнего поколения при обучении с целевой функцией f(Cd, A)



Рис. 6. Профили продольной средней скорости: (a) x = -150 мм, (б) x = 150 мм для разных случаев

Управление	$ar{F}_d$, H	$ar{P}_{dyn}$, Π a	Cd
Без управления	$34,70 \pm 0,1$	$226,2 \pm 0,6$	$0,958 \pm 0,004$
f(Cd)	$30,28 \pm 0,1$	$238,0 \pm 0,6$	$0,794 \pm 0,003$
f(Cd,A)	$33,73 \pm 0,1$	$235,5 \pm 0,6$	$0,895 \pm 0,003$
<i>f</i> (<i>Cd</i> , <i>A</i>) возмущение с мини- мальным <i>Cd</i>	$28,61 \pm 0,1$	$224,4 \pm 0,6$	$0,797 \pm 0,004$

Таблица 3. Измерения силы аэродинамического сопротивления

Следует отметить значительное преимущество двухмодового режима управления, использованного в данной работе по сравнению с одномодовым. При одномодовом управлении максимальное достигнутое снижение сопротивления в работе [15] было 10% против 17% в данной работе. В работе [15] было отмечено уменьшение отрывной зоны на боковой стенке модели, а в данном случае наблюдалось полное присоединение потока.

Наилучшее возмущение, определенное в процессе обучения, использовавшего целевую функцию f(Cd, A), эффект воздействия на поток, судя по данным на рис. 5 и 6, оказался не таким значительным. В этом случае скорость рециркуляции потока в отрывном пузыре на боковой стенке снизилась с -5м/с до -3м/с, рециркуляция в следе за моделью снизилась примерно на 1м/с и образования двух зон с локальными максимумами рециркуляции не произошло. Оценка коэффициента аэродинамического сопротивления при этом дала значение $Cd = 0,895 \pm 0,003$, что было на 6,6% ниже базового.

Так же дополнительно из финального поколения оптимизации возмущений по функции f(Cd, A) был выбран сигнал, приводящий к минимальному Cd, и проведена диагностика поля скорости с этим возмущением. Результат для этого случая представлен на рис. 5г и рис. 6. По значению $Cd = 0,797 \pm 0,004$ и по структуре потока он близок к случаю оптимизации только коэффициента аэродинамического сопротивления. По всей видимости, это означает, что вклад поощрения за низкие амплитуды сигнала возмущения в целевой функции f(Cd, A) перевешивал пользу снижения коэффициента Cd. Таким образом, при проектировании целевой функции для методов оптимизации, учитывающих несколько факторов, необходимо тщательно выбирать баланс стоимости каждой из этих составляющих.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнены систематические исследования структуры потока в режиме активного управления течением вокруг модели кабины полуприцепа грузовика с использованием управляемых синтетических струй, расположенных по сторонам модели в ее передней части. Синтетические струи создавались колебанием мембраны громкоговорителей, расположенных внутри модели. В качестве сигнала управления использовались бимодальные гармонические возмущения с различной амплитудой и высотой. Поиск параметров оптимального возмущения осуществлялся генетическим алгоритмом в процессе продувки модели в аэродинамической трубе при числе Рейнольдса $Re = 5 \cdot 10^5$. Использовалось две целевые функции оптимизации. Первая стимулировала только уменьшение коэффициента аэродинамического сопротивления Cd, а вторая, помимо этого, так же учитывала энергетические затраты на внесение возмущений по типу функции стоимости для оптимального управления. Диагностика полей скорости вблизи модели выполнялась плоскостным методом PIV. По результатам измерений получено, что активация выявленных с помощью машинного обучения возмущений приводит к перестройке течения с присоединением отрыва пограничного слоя к боковым стенкам модели и уменьшением ширины следа за моделью. Эффективность управления с возмущением, полученным оптимизацией с первой функцией стоимости, достигала 17% по Сd. Найдено значительное преимущество двухмодового режима управления, использованного в данной работе по сравнению с одномодовым в работе [15] (10% против 17% в данной работе). В работе [15] было отмечено уменьшение отрывной зоны на боковой стенке модели, а в данном случае наблюдалось полное присоединение потока.

При использовании управления с возмущением, полученным оптимизацией с учетом энергетических затрат на актуацию, структура поля течения изменилась слабо по сравнению с базовым случаем без управления. Толщина пограничного слоя несущественно уменьшилась с сохранением рециркуляции в зоне отрывного пузыря, при этом уменьшение сопротивления достигало 6,6% по *Cd* от базового. Этот факт объясняется перевешиванием вклад поощрения за низкие амплитуды сигнала возмущения в целевой функции f(Cd, A) в пользу снижения коэффициента *Cd*. Таким образом, при проектировании целевой функции для методов оптимизации, учитывающих несколько факторов, необходимо тщательно выбирать баланс стоимости каждой из этих составляющих.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 19-79-30075) через ИТ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. **Davis S.C., Boundy R.G.** Transportation Energy Data Book, Edition 37, ORNL-5198, Center for transportation analysis, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN, 2019.
- 2. **Wood R., Bauer S.** Simple and low-cost aerodynamic drag reduction devices for tractor-trailer trucks // SAE transactions. 2003. vol. 112, no. 2, pp. 143–160.
- 3. Liu C.K., Klein S.J., Johnston J.P. An experimental study of turbulent boundary layer on rough walls // Stanford Univ Calif Thermosciences Div, 1966. № MD-15.
- 4. **Хефнер Д.Н., Вайнштейн Л.М., Бушнел Д.М.** Уменьшение турбулентного сопротивления трения с помощью разрушения больших вихрей / Под ред. // ГР Хью. М.: Машиностроение, 1984.
- 5. **Kornilov V.I.** Characteristics of axisymmetric turbulent boundary layer controlled by ring manipulators // Proc. Intern. Conf. on Boundary and Interior Layers, Toulouse. 2004. C. 187-192.
- 6. **Качанов Ю.С., Козлов В.В., Лесченко В.Я.** Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982. 152 с.
- 7. **Kramer M. O.** Boundary layer stabilization by distributed damping // Journal of the American Society for Naval Engineers, 1960. T. 72. № 1. C. 25-34.
- 8. [8] Löfdahl L., Gad-el-Hak M. MEMS applications in turbulence and flow control // Progress in Aerospace Sciences, 1999. T. 35. №. 2. C. 101-203.
- 9. **El-Alti M., Kjellgren P., Davidson L.** Drag Reduction for Trucks by Active Flow Control of the Wake Behind the Trailer Turbulence, Heat and Mass Transfer / K. Hanjalic, Y. Nagano and S. Jakirlic (Editors). Begell House Inc., 2009.
- El-Alti M., Chernoray V., Jahanmiri M., Davidson, L. Experimental and computational studies of active flow control on a model truck-trailer // EPJ Web of Conferences. EDP Sciences, 2012. T. 25. C. 01012.
- Minelli G., Krajnović S., Basara B., Noack B.R. Numerical investigation of active flow control around a generic truck A-pillar // Flow, turbulence and combustion, 2016. T. 97. № 4. C. 1235-1254.
- 12. Minelli G., Hartono E.A., Chernoray V., Hjelm L., Krajnović S. Aerodynamic flow control for a generic truck cabin using synthetic jets // Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2017. T. 168. C. 81-90.
- 13. **Wahde M.** Biologically inspired optimization methods: an introduction. WIT press, 2008. 241 p.

- 14. **Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В.** Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // Вычислительные технологии, 2007. Т. 12. № 3. С. 109-131.
- 15. Minelli G., Tokarev M., Zhang J., Liu T., Chernoray V., Basara B., Krajnović S. Active Aerodynamic Control of a Separated Flow Using Streamwise Synthetic Jets // Flow Turbulence and Combustion, 2019. In Press.

M.P. Tokarev¹, G. Minelli², B. Noack³, V.G. Chernoray², S. Krajnović²

 ¹ Institute of Thermophysics SB RAS, Russia, 630090, Novosibirsk, Lavrentyev ave., 1, E-mail: mtokarev@itp.nsc.ru
 ² Chalmers University of Technology, Sweden, 41296, Gothenburg, E-mail: valery.chernoray@chalmers.se
 ³ Computer Science Laboratory for Mechanics and Engineering Sciences (LIMSI), CNRS, France, 91400 Orsay, Campus Universitaire bât 507, Rue John Von Neumann, E-mail: Bernd.Noack@limsi.fr

PIV MEASUREMENTS AROUND A GENERIC TRUCK MODEL IN ACTIVE FLOW EXPERIMNENTS

Trucks and buses play an important role in the global transportation figures, therefore reduction of aerodynamic drag becomes a relevant problem for road vehicles. For example, for a semi-truck moving at cruise speed, drag accounts for 60-80% of the total resistance of motion, being the largest source of power consumption. Many effective methods of drag reduction have been known from passive to active flow control. In this paper, a systematic study of a flow structure in active flow control mode around a cabin model of a semi-truck using controlled synthetic jets located on the sides of the model in its front. Bimodal harmonic disturbances with different frequencies and amplitudes were used to control the flow. Optimization of parameters of control signal was performed during an aerodynamic experiment in a wind tunnel by an evolutionary algorithm. As a criterion of control effectiveness, weight measurements of aerodynamic drag force and energy expenditure costs for flow control mode adverse used. Further, for a set of control regimes, planar PIV measurements were performed in the flow separation zone at the side wall and in the wake behind the model. The measurements showed a decrease in the aerodynamic drag coefficient of the model by 17% compared to a baseline case without control and a significant change of the flow structure with a decrease in the thickness of the separation zone and a noticeable narrowing of the wake behind the model for some control regimes.

ACTIVE FLOW CONTROL, AERODYNAMIC DRAG REDUCTION, PARTICLE IMAGE VE-LOCIMETRY, MACHINE LEARNING, EVOLUTIONARY ALGORITHM



УДК 621.165.51

Фельдберг Л.А., Терентьев А.В., Бокучава Н.Ю.

ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова», Россия, 191167, Санкт-Петербург, Атаманская ул., 3/6, E-mail: l_feldberg@mail.ru,

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОНКОДИСПЕРСНОЙ ФРАКЦИИ ВЛАЖНО-ПАРОВОГО ПОТОКА В ПАРОВОЙ ТУРБИНЕ

АННОТАЦИЯ

В докладе описан измерительный комплекс для исследования фракционного состава влажно-паровых потоков в турбинах. Измерения, основанные на оптическом методе спектральной прозрачности, позволяют определить следующие параметры: средний размер капель, объемную концентрацию, а также восстановить распределение капель по размерам. Представлены примеры измерений.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ, МЕ-ТОДЫ СВЕТОРАССЕЯНИЯ, ИЗМЕРЕНИЯ В ПАРОВЫХ ТУРБИНАХ

введение

Целью исследований является фракционный анализ двухфазного потока в паровых турбинах. Исследуемая среда представляет собой высокоскоростной поток конденсирующегося пара с преобладающим размером капель в диапазоне от сотых долей до нескольких микрон при объемной концентрации от 10^{-8} до 10^{-5} . Для исследования таких потоков используются, как правило, оптические методы, известными достоинствами которых является безынерционность, высокое временное и пространственное разрешение, бесконтактность и высокая чувствительность. На практике наибольшее распространение для решения рассматриваемой задачи получил метод спектральной прозрачности, основанный на зависимости ослабления излучения двухфазной средой от ее фракционного состава.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения базируются на использовании закона Бугера. Ослабление излучения I_0 с длиной волны λ на базе просвечивания L в двухфазной среде с законом распределения капель по размерам N(r) определяется как:

$$I(r,\lambda) = I_0 \cdot exp(\int_0^\infty (-k(\rho) \cdot N(r) \cdot r^2 \cdot L \cdot dr))$$

где $k(\rho)$ – коэффициент ослабления света, $\rho = 2\pi r/\lambda$ – параметр дифракции.

Таким образом, задача отыскания закона распределения капель по размерам сводится к обращению интегрального уравнения Фредгольма первого рода с заданным ядром $k(\rho)$, экспериментально определяемой функцией $I(r,\lambda)$ и искомой зависимостью N(r).

В процессе развития численных методов появились решения, основанные на обращении этого уравнения путем замены его алгебраической системой. Задача эта является некорректной. До настоящего времени общепризнанного метода решения этой задачи не существует.

В некоторых практически важных случаях исследования влажно-паровых потоков в турбинах стоит задача измерить средний размер капель (обычно «заутеровский» r_{32}) и их объемную концентрацию (степень влажности потока). В этом случае решение обратной задачи может быть упрощено. Нами было получено точное решение обратной задачи рассеяния для определения третьего момента распределения и «заутеровского» размера капель [1]. Позднее было предложено точное решение некорректной обратной задачи относительно закона распределения капель по размерам, основанное на методе приведения к интегралу Фурье [2].

Оба решения выполнены с учетом влияния дисперсии показателя преломления капель и эффекта многократного рассеяния [3].

Предложенные методы предъявляют высокие требования к эксперименту, как по точности измерений, так и по ширине спектрального диапазона длин волн. При этом для измерения размеров капель характерных для условий влажно-паровых потоков в турбине особенно важным является измерение ослабления света в области ультрафиолета и жесткого ультрафиолета (вплоть до 200 нм), что технически достаточно сложно.

ТЕХНИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Измерительное устройство

Принципиальная оптическая схема измерительного устройства приведена на рис. 1.



Рис. 1. Принципиальная оптическая схема: 1 – источник свта, , 2 – осветительный световод, 3 – зонд, 4 – измерительный объем, 5 – приемный световод, 6 – спектрограф

Излучение от источника света 1 по осветительному световоду 2 подается в зонд 3. Ослабленное в измерительном объеме 4 излучение по световоду 5 попадает в регистрирующий спектрограф 6.

Источника света представляет собой комбинацию двух ламп: дейтериевой, обеспечивающей УФ излучение, и галогеновой, излучающей в видимой и ближней ИК области.

Осветительный световод – моноволокно, а приемный – многожильный жгут. Выбор разных типов световодов обусловлен конструкционными особенностями измерительной головки оптического зонда. Материал световодов – специальный кварц с широкой спектральной полосой пропускания от 200 нм до 1200 нм.

Спектрограф на базе дифракционной решетки и с регистрацией спектра на матрице высокого разрешения позволяет проводить измерения в диапазоне от 220 нм до 950 нм. Таким образом, спектральное пропускание всего оптического тракта измерительной системы – 220 – 950 нм.

Схема измерительного устройства для проведения измерений на турбине приведена на рис. 2.



Рис. 2. Схема измерительного устройства:

1 – оптический зонд, 2 – измерительная головка, 3 – модуль траверсирования, 4 – пневматический блок сведения/разведения измерительной головки

Оптический зонд 1 с измерительной головкой 2 установлен в координатном устройстве (модуле траверсирования) на корпусе турбины. В непосредственой близости от турбины располагается оптоэлектронный блок с источником света и спектрографом, а также контроллеры пневмопривода и шаговых моторов координатного устройства. Управление устройством осуществляется с удаленного компьютера в пульте управления.

Главной частью измерительного устройства является оптический зонд. Конструктивно он представляет собой штангу диаметром 20 мм на которой крепится оптическая головка (рис. 3). Длина штанги для модельной турбины составляет 2-3 м, а для натурной – 57 м.

Торец осветительного световода 1 находится в фокусе коллиматора 2, формирующего параллельный пучок лучей, просвечивающий исследуемый влажно-паровой поток. Ослабленное средой излучение поступает в приемный световод 3, передающий излучение в регистрирующую систему (спектрограф). Использование приемного световода в виде многожильного жгута обеспечивает возможность его крутого разворота на 180⁰, что делает возможным создать конструкцию, позволяющую проводить измерения в непосредственной близости от корня турбинной лопатки.



Рис. 3. Измерительная головка оптического зонда: 1 – осветительный световод, 2 – коллиматор, 3 – приемный световод, 4 – подвижный шток, 5 – термопара

Шток 4, в котором находится осветительный световод с коллиматором – подвижный. Это позволяет изменять базу просвечивания L от 0 до 45 мм путем дистанционного перемещения штока при помощи специального пневмопривода, находящегося на противоположном (вне турбины) конце зонда (поз. 4 на рис. 2). Смыкание торцов световодов обеспечивает как измерение исходного излучения I_0 , так и их защиту от загрязнений в промежутках времени между измерениями. Для этой же цели предусмотрена возможность обдува торцов струей воздуха.

Головка зонда изготовлена по SLM технологии 3D печати, что обеспечивает ее высокую жесткость и компактность.

На видеоролике показано движение подвижного штока с осветителем при сведении и разведении, а также компоненты измерительной головки. Последовательно появляются: крышка монтажного люка, термопара, приёмный световод, кожух осветителя, коллиматор, подвижный шток и осветительный световод

По сравнению с описанными в литературе конструкциями оптическая головка ЦКТИ обладает рядом существенных преимуществ:

- зона измерений отдалена от державки на значительное расстояние (порядка 20 мм).
 Это снижает обратное воздействие корпуса зонда на поток в зоне измерений и снижает чувствительность зонда к углу установки. Выполненные на тарировочной установке измерения показали, что поворот зонда вокруг оси на ±30⁰ не влияет на его показания,
- с помощью специального пневмопривода, расположенного на внешнем конце зонда, базу просвечивания можно изменять от 0 (для регистрации I₀) до 45 мм. Это позволяет без потери чувствительности производить измерения в различных местах установки зонда (в различных сечениях по проточной части турбины вследствие изменения плотности потока база просвечивания настраивается от 20 до 45 мм),
- ширина головки на длине 120 мм от ее вершины не превышает 12 мм, что позволяет производить измерения в тесных пространствах между ступенями,

- благодаря специально изготовленным световодам, зона измерений расположена максимально близко к вершине головки зонда. Это позволяет при траверсировании подойти к корню лопатки значительно ближе, чем в известных конструкциях аналогичных устройств,
- одновременно с измерениями ослабления света регистрируется температура потока с помощью термопары,
- предусмотрена защита оптических поверхностей, контактирующих с потоком (коллиматорной линзы и торца приемного световода), от появления на них пленок влаги и загрязнений. Особенностью конструкции является использование для этой цели спутных основному потоку тангенциальных струй (в отличие от осевых продувок, приводящих к неопределенности определения базы просвечивания *L*). Осушенный и очищенный воздух подается в зонд по специальной пневмолинии от компрессора.

При этом, однако, возникает опасность того, что истекающие струи вытеснят влажнопаровой поток из измерительного объема, уменьшив тем самым на неизвестную величину эффективную длину хода луча в исследуемой среде.

Для проверки этого явления был поставлен эксперимент по визуализации истечения защитных струй. Рабочая часть зонда была помещена в поле зрения теневого прибора ИАБ-451 (поле зрения 220 мм, фокус 2000 мм). По пневмолинии обдува вместо воздуха подавался из баллона гелий. Существенное отличие показателя преломления гелия от окружающего воздуха обеспечило хорошую визуализацию защитных струй. Для получения изображения элементов зонда (а не простой тени от него) использовалась дополнительная лампа подсветки. На рис. 4 представлена схема расположения оборудования (рис. 4а) и пример полученной тенеграммы (рис. 4б).



а) схема установки
 Б) тенеграмма истечения струй
 Рис. 4. Визуализация истечения защитных струй

В результате экспериментов было получено, что истекающие защитные струи даже в худших по сравнению с натурными условиях (затопленные струи вместо сильного спутного потока) практически не попадают в измерительный объем.

Измерительный комплекс для исследования в паровой турбине

В ряде случаев при исследовании влажно-паровых потоков в паровой турбине возникает задача одновременного измерения параметров дисперсной структуры потока в различных точках тракта проточной части. Для решения этой задачи разработан специальный измерительный комплекс. На рис. 5 приведена блок-схема такого измерительного комплекса для проведения исследований на модельной турбине ЦКТИ. Комплекс включает в себя две независимые ситемы: систему измерений в проточной части, состоящую из четырех подвижных зондов, и систему измерений в трубопроводах отборов, состоящую из двух неподвижных зондов.



Рис.5. Блок-схема измерительного комплекса

Измерительные головки всех зондов унифицированы. Подвижные зонды в отличие от неподвижных могут перемещаться линейно и вокруг своей оси с помощью шаговых моторов и контроллера.

Рабочий диапазон измерительного комплекса:

- радиус капель: от 0.03 мкм до 0.8 мкм;
- объемная концентрация: от 10⁻⁸ до 10⁻⁴;
- температура потока: 10 160°С.

Работа комплекса полностью автоматизирована. Управление ведется с удаленного компьютера с помощью специально разработанного ПО. Для проведения измерений выбираются необходимые зонды, задаются линейные координаты траверсирования. Для задания угловых координат могут использоваться расчетные значения т.к. зонд мало чувствителен к угловому положению.

Комплекс обеспечивает работу в онлайн-режиме: результаты готовы сразу после окончания траверсирования. Для измерения всех параметров вдоль высоты лопатки в 50 точках требуется 10-15 минут. Система выдает средний размер и объемную концентрацию капель по изложенной в работе [1] методике, а также температуру потока. Если в исходных данных задается плотность (давление) потока, то в выходных данных добавляется и степень влажности потока.

Разработанный измерительный комплекс обладает высокой чувствительностью. На рис. 6 представлены кривые оценки чувствительности (в координатах степень влажности,

средний размер капель) при различном удельном объеме паровой фазы (т.е. в различных точках тракта модельной турбины) для разработанной нами аппаратуры. Измерения возможны, если параметры влажно-парового потока (комбинация степени влажности *Y* и среднего размера капель *r*₃₂) находятся выше пограничных кривых (т.е. в жёлтой зоне рис. 6).



Рис. 6. Кривые чувствительности измерительного комплекса

Видно, что наибольшей чувствительностью измерительное устройство обладает в диапазоне размера капель $r_{32}=0.2...0.5$ мкм: измерения возможны при степени влажности потока вплоть до десятых долей процента. Это отвечает требованиям измерения влажно-паровых потоков в модельных и натурных турбинах. При этом проблемной областью для измерений остается область с размерами капель меньше 0.03 мкм.

Оценка неопределености измеряемых параметров (рис.7) показывает, что погрешность измерений невелика, но резко возрастает на границах рабочего дипазона, т.е. при r_{32} меньше 0,1мкм больше 0,7мкм.



Рис. 6. Неопределенность измерения объемной концентрации и среднего размера капель

На следующем рисунке приведен пример результатов измерений фракционного состава капель процессной влаги на модельной турбине: распределение степени влажности и среднего размера капель по высоте лопатки в различных сечениях проточной части, а также распределения капель размерам.





a) степень влажности в трех контрольных сечениях

б) средний радиус в трех контрольных сечениях



Рис. 8. Пример результатов измерений на модельной турбине (RadP – относительная высота лопатки)

При необходимости описанный измерительный комплекс может быть дополнен оптическими зондами для измерения параметров крупных (более 20 мкм) эрозионно-опасных капель [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан измерительный комплекс, позволяющий в онлайн режиме измерять параметры влажно-парового потока (размер капель, объемную концентрацию капель и температуру поток) одновременно в нескольких сечениях паровой турбины. Измерительный комплекс имеет опыт успешной многолетней эксплуатации на модельной турбине ЦКТИ. Комплекс может использоваться для испытаний как на модельных, так и на натурных турбинах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Терентьев А.В., Фельдберг Л.А., Шустер А.Р. Измерение объемной концентрации диспергированной фазы методом спектральной прозрачности.- В сб. «Оптические методы исследований потоков»: Труды VIII международной научно-технической конференции / под ред. Ю.Н. Дубнищева, Б.С. Ринкевичюса.- М., МЭИ, 2005.
- 2. Фельдберг Л.А., Семидетнов Н.В., Терентьев А.В., Шустер А.Р., Измерение фракционного состава высокодисперсного газокапельного потока в экспериментальной турбине. Труды XII международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков», М., МЭИ, 2013
- 3. Бокучава Н.Ю., Терентьев А.В., Фельдберг Л.А. Решение обратной задачи рассеяния света высокоскоростным потоком конденсирующегося пара Труды XIII международной научнотехнической конференции «Оптические методы исследования потоков», М.: МЭИ, 2015.
- 4. **N I Bokuchava, F M Inochkin**. Measurement of structural-kinematic parameters of highspeed two-phase flow by pulse photography method, Пятнадцатая Международная научнотехническая конференция «Оптические методы исследования потоков», 2019

N I Bokuchava, L.A. Feldberg, A.V. Terentjev

The Polzunov "NPO CKTI» Saint-Petersburg, Russia, 191167, Saint-Petersburg, ul. Atamanskaja, 3/6, E-mail: l_feldberg@mail.ru

MEASURING SYSTEM FOR AN INVESTIGATION OF THE FINE DROPLETS FRAC-TION OF THE WET STEAM FLOW IN A STEAM TURBINE.

The measuring system for investigation the fractional composition of wet-steam flows in turbines is described in the report. Measurements based on the optical spectral transparency method make it possible to determine the following parameters: average droplet size, volume concentration, and also to restore the size distribution of droplets. Examples of measurements are presented.

FRACTIONAL ANALYSIS OF GAS-DROP FLOW, LIGHT-SCATERING METHODS, MEAS-UREMENTS IN STEAM TURBINES



УДК 535.33

¹Шакин О.В., ²Мокрушин Ю.М.

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Россия, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26, E-mail: oshakin@mail.ru ² АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», Россия, 196641, Санкт-Петербург, пос. Металлострой, ул. дорога на Металлострой, д. 3, E-mail: yrmok@yandex.ru

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕЛЕВИЗИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

Устройства, способные отображать большой объем информации при высоком качестве воспроизводимого изображения представляет практический интерес в таких областях науки и техники, как оптическая обработка информации, запись информации на различные виды носителей, воспроизведение телевизионных изображений, связь и других, где мы имеем дело с большими потоками информации в реальном масштабе времени. Одним из перспективных методов формирования изображения в реальном масштабе времени является метод импульсной проекции изображения амплитудно-модулированной ультразвуковой строки, которая заполняет апертуру акустооптического модулятора. В данном кратком обзоре рассмотрены акустооптические методы формирования светового излучения на проекционном экране путем дифракции импульсного лазерного излучения на амплитудно-модулированном ультразвуковом пучке в гиротропном кристалле парателлурита (TeO₂). Показана возможность отображения и записи информации акустооптической системой с помощью импульсных лазеров на парах меди Исследование характеристик акустооптической системы с импульсным методом формирования строки для отображения и записи информации, позволяет применить результаты, полученные авторами, для создания многоцветных систем с использованием импульсных твердотельных лазеров.

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ И ДЕФЛЕКТОРЫ, АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗА-ИМОДЕЙСТВИЕ, ИМПУЛЬСНЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ, ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕ-ТАЛЛОВ, КРИСТАЛЛ ПАРАТЕЛЛУРИТА

введение

Одним из привлекательных методов формирования телевизионного кадра на проекционном экране в реальном времени является импульсная проекция изображения амплитудно-модулированной ультразвуковой линии, заполняющей апертуру акустооптического модулятора [1, 2, 14, 18, 19].

Рассматриваемый метод модуляции не требует высокоскоростного сканирования линий и, в отличие от других существующих методов, использующих массивы модуляторов, не

имеет дискретной структуры изображения. Изображение создается в режиме реального времени без задержек и лучше подходит для последовательной передачи информации по каналу связи. Размеры изображения можно легко изменять, без изменения размера модулятора. В случае хранения информации на различных носителях возможна когерентная оптическая обработка информации. Возможность использования в рассматриваемой системе полностью акустооптических устройств управления позволяет обойтись без механических устройств управления, таких как зеркальные сканеры, вращающиеся многогранные призмы и линейные или двумерные и микрозеркала.

В настоящее время наибольший потенциал для импульсной визуализации обеспечивают лазеры на парах металлов, в том числе лазер на парах меди, и удвоенные по частоте неодимовые лазеры.

РАЗВИТИЕ ЛАЗЕРНЫХ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ УСТРОЙСТВ ОТОБРАЖЕНИЯ ИН-ФОРМАЦИИ

Одной из первых работ по реализации телевизионной системы отображения информации с использованием лазера была работа Корпела и др. [1]. В этой работе в качестве светового пучка использовалось непрерывное излучение He–Ne лазера. Модулятором служила ультразвуковая ячейка на воде, в которой возбуждалась акустическая волна с частотой f = 41,5 МГц. Остановка движения строки на экране осуществлялась при помощи акустооптического дефлектора на воде, отклонявшего падающий на него модулированный световой пучок в сторону, противоположную той, куда перемещалась картина на экране. Развертка по кадру осуществлялась при помощи зеркального электромагнитного гальванометра. При полосе частот видеоканала 3,15 МГц данная система позволяла получить 200 элементов разрешения по строке. Акустооптические модуляторы на воде, используемые в первых работах, из-за большого акустического затухания (1,5 дБ/см при f = 30 МГц) работали на довольно низких частотах ультразвука, что не позволяло получить большой полосы модулирующих частот видеоканала. Кроме того, при работе с большими мощностями ультразвукового сигнала срок службы таких ячеек был ограничен.

В первых телевизионных (ТВ) устройствах с разверткой лазерного луча использовались непрерывные лазеры на инертных газах: аргоне ($\lambda_1 = 476,5$ нм, $\lambda_2 = 514,5$ нм, $\lambda_3 = 488,0$ нм) и криптоне ($\lambda_4 = 647,1$ нм), которые могли давать одномодовое выходное излучение мощностью в несколько ватт. Пик развития этих систем приходится на 70-80-е годы [2]. В таких устройствах излучение аргонового или криптонового лазера модулируется по интенсивности акустооптическим [3, 4] или электрооптическим [5, 6, 7, 8] модулятором. Отклоняется последовательно по строке и кадру при помощи акустооптических дефлекторов (АОД) [4, 7, 8, 9, 10] или систем оптико-механических разверток, представляющих собой вращающиеся зеркальные барабаны [5, 11, 12], многогранные призмы [7], а также гальванометры [7, 12] и биморфные элементы [6].

К основным параметрам, характеризующим работу системы отображения информации с непрерывной разверткой светового луча, относятся: число разрешимых элементов по строке, определяющееся произведением полосы модулирующих частот видеоканала на длительность строки, несущей информацию, а также число разрешимых строк в кадре. Эти параметры определяются характеристиками используемых в системе пространственных модуляторов и дефлекторов светового излучения. Выбор способов модуляции и отклонения светового луча зависит от требований, предъявляемых к конкретной системе отображения или записи информации. В области низких модулирующих частот (≤ 10 МГц) акустооптические модуляторы (АОМ) превосходят по своим параметрам электрооптические модуляторы (ЭОМ) [13]. Электрооптические модуляторы имеют преимущества на более высоких частотах модуляции. С помощью АОМ можно получить более высокий, чем с ЭОМ, коэффициент передачи контраста

на низких частотах.

Оптико-механические дефлекторы использовались, в тех случаях, когда требуется получить цветное изображение с малыми световыми потерями и высоким разрешением по строке и кадру. Так как дисперсия в подобных системах отсутствует, то для них не существует проблемы сведения цветов на экране. Их недостатки – инерционность, сложность обеспечения необходимой точности и стабильности отклонения световых пучков, чувствительность к механическим вибрациям. Для устранения этих недостатков применялись сложные системы автоподстройки, а также высокоскоростные синхронные двигатели с магнитными и газодинамическими подвесами [12]. Акустооптические дефлекторы с успехом использовались в менее дорогих системах для получения одноцветного изображения [7]. Они привлекают внимание простотой управления положением светового пучка, малыми размерами и отсутствием механически перемещающихся деталей.

Высшим достижением в области создания лазерных телевизионных систем отображения информации с непрерывными лазерами явилось цветное воспроизводящее устройство, разработанное японскими фирмами "NHK" и "Hitachi" для телевидения повышенной четкости [2, 12]. Это устройство позволяло отображать 1125 линий по высоте изображения и имело полосу пропускания тракта видеосигнала до 30 МГц. При суммарной мощности источников лазерного излучения в 6 Вт (4 Вт – аргоновый лазер, 2 Вт – криптоновый) система позволяла получать высококачественное изображение на экране площадью 3 м². При коэффициенте усиления экрана равном 4 его яркость составила величину 37,6 кд/м². Несмотря на высокое качество формируемого изображения эти устройства не получили широкого распространения изза низкого коэффициента полезного действия (0,05%) использовавшихся лазерных источников света.

Одним из самых слабых звеньев механической системы разверток телевизионного изображения с непрерывными источниками света является высокоскоростной вращающийся многогранный зеркальный барабан, который формирует строку. Скорости вращения этих барабанов достигает 30 ÷ 60 тыс. об/мин. К качеству изготовления этих устройств предъявляются очень высокие требования.

Большие сложности при формировании равномерной линейной развертки изображения по строке возникают также и при использовании акустооптических дефлекторов непрерывного лазерного излучения [2].

Для устранения высокоскоростной развертки в 1974 году было предложено реализовать акустооптическую систему с импульсной проекцией телевизионного изображения на основе лазера [14]. Эта система являлась модернизацией телевизионной установки, разработанной в 1938 - 1939 гг. английской фирмой "Scophony" [15, 16], в которой источником света являлась мощная ртутная лампа, а модулятором служила жидкостная ультразвуковая ячейка. На рис. 1 представлена оптическая схема этого устройства.

Частота повторения импульсов излучения лазера должна была равняться частоте телевизионных строк, а длина ячейки

$$L = T_{\rm c} \cdot \mathbf{v},\tag{1}$$

где T_c – длительность строки, несущей информацию, v – скорость звука в материале AOM.

При этом каждый световой импульс после дифракции на ультразвуковой волне и прохождения через оптическую проекционную систему должен был давать на экране изображение строки. Для получения резкого изображения длительность светового импульса должна быть меньше или равной времени перемещения одного разрешимого элемента изображения в модуляторе. Для такой системы общее число разрешимых элементов в строке приблизительно можно определить выражением:
$$N_c = \frac{T_c}{\tau + \tau_0} = \frac{T_c \cdot \Delta f_0}{1 + \tau_0 \cdot \Delta f_0}, \qquad (2)$$

где T_c – длительность строки, несущей информацию; τ – длительность одного разрешимого элемента, τ_0 – длительность светового импульса, Δf_0 – полоса частот модулирующего сигнала.



Рис. 1. Оптическая схема акустооптической телевизионной системы с импульсным лазером

Из выражения (2) видно, что для получения 300 разрешимых элементов в строке при $T_c = 60$ мкс, $\Delta f_0 = 6$ МГц необходимо, чтобы $\tau_0 \le 30$ нс. Частота повторения световых импульсов должна равняться частоте строчной развертки (15,625 кГц для системы SECAM) при высокой средней мощности и направленности излучения.

В патенте [14] предлагалось использовать Nd:YAG лазер, работающий в режиме модуляции добротности с частотой повторения равной частоте телевизионных строк. Переход в видимый диапазон длин волн предполагалось осуществлять посредством преобразования частоты излучения во вторую гармонику в нелинейном кристалле йодистого лития. Развертка по кадру в таком устройстве должна была осуществляться при помощи зеркального барабана. В качестве среды акустооптического взаимодействия предлагалось использовать кристалл α -HJO₃, имеющий скорость распространения ультразвука 2,44×10⁵ см/с, при существенно меньшем коэффициенте затухания, чем у воды. При такой скорости длина кристалла для "записи" целой телевизионной строки должна была равняться 15,5 см. В работе [14] указывалось, что, имея излучение на трех длинах волн λ_c , λ_3 , λ_k в соответствующих мощностных пропорциях, можно построить цветное, воспроизводящее ТВ изображение устройство, используя один акустооптический пространственный модулятор света. Для этого нужно возбудить в АОМ ультразвуковые волны на частотах f_c , f_s , f_k , удовлетворяющих условию

$$\lambda_{\rm c} \cdot f_{\rm c} = \lambda_{\rm s} \cdot f_{\rm s} = \lambda_{\rm \kappa} \cdot f_{\rm \kappa} = 2 \cdot \sin \theta_{\rm b}, \qquad (3)$$

где $\theta_{\rm E}$ – угол падения светового пучка на модулятор, равный углу Брэгга. При таком условии

изображения на этих длинах волн будут совмещены. Автором [14] была предпринята попытка практической реализации предложенного устройства, но технические возможности того времени:несоответствие параметров импульсного излучения с требованиями импульсного метода проекции, а также отсутствие подходящих акустооптических кристаллов, – не позволили ее реализовать. Так YAG:Nd лазер работал с частотой 300 Гц и излучал световые импульсы длительностью 0,2 мкс, а длина акустооптической ячейки составляла всего 1/10 часть от требуемой.

Дальнейшее развитие импульсный метод формирования ТВ изображения получил с появлением мощных импульсно-периодических лазеров видимого диапазона длин волн: лазеры на парах металлов (меди, золота и т.д.), YAG:Nd с модуляцией добротности и удвоением частоты во вторую гармонику. Кроме того, были синтезированы высокоэффективные акустооптические кристаллы с малыми скоростями распространения звуковых колебаний по определенным кристаллографическим направлениям (TeO₂, Hg₂Cl₂) и размерами, позволяющими разместить в звукопроводе стандартную телевизионную строку ($T_c = 52$ мкс).

Хорошие результаты по созданию одноцветной телевизионной системы с импульсным лазером на парах меди были достигнуты в Англии [17] и России [18, 19]. В работах [20, 21] описывается система, работающая по тому же принципу, что и [17, 19], в которой в качестве основного применен импульсный YAG:Nd лазер с ламповой накачкой, работающий в режиме модуляции добротности с преобразованием излучения во вторую гармонику. Средняя выходная мощность этого лазера на длине волны $\lambda_1 = 532$ нм составляла 16 Вт. Излучение трех таких лазеров использовалось для получения трех основных RGB (красный, зеленый, синий) цветов полноцветного лазерного ТВ изображения. Для зеленого цвета использовался один лазер ($\lambda_1 = 532$ нм, $P_1 = 16$ Вт). Для получения красного цвета применялся лазер на красителе с накачкой от второго YAG:Nd лазера с удвоением частоты ($\lambda_2 = 615$ нм, $P_2 = 15$ Вт). Синий цвет был получен в лазере на Al₂O₃:Ti³⁺ с удвоением частоты и накачкой от третьего YAG:Nd лазера с удвоением частоты ($\lambda_3 = 450$ нм, $P_3 = 6$ Вт). Данная система работала в стандарте NTSC и формировала цветное ТВ изображение на экране размером 3,6×4,8 м². Длительность импульсов генерации лазеров составляла величину 100 нс, что не давало возможности получить высокое разрешение в ТВ проекторе по строке. В публикации [22] сообщалось об увеличении средней выходной мощности синего лазера до 7 Вт ($\tau_0 = 80$ нс, $f_{\text{повт}} = 17$ кГц) на длинах волн $430 \div 460$ нм в лазере на Al_2O_3 : Ti³⁺ с внутрирезонаторным удвоением частоты на кристалле (BBO), который накачивался второй гармоникой неодимового лазера с модуляцией добротности.

Дальнейший прорыв в развитии лазерных проекционных систем произошел в конце 20го и начале 21-го века. Это было связано с разработками новых достаточно мощных источников лазерного излучения, работающих в зеленой, синей и красной областях спектра. Все эти источники разработаны на основе нелинейного преобразования длины волны инфракрасного излучения твердотельных или полупроводниковых лазеров в видимый диапазон длин волн. Наиболее эффективно это происходит в импульсном режиме работы лазеров с применением нелинейно-оптических монокристаллов или кристаллов с регулярной доменной структурой (РДС) [23 - 27].

В 1998 г. немецкая компания Laser-Display-Technology (LDT) предложила новую технологию создания лазерных проекционных систем отображения ТВ информации [28 - 30], которая вскоре нашла воплощение в серийно производимых установках немецкой фирмы JENOP-TIK Laser, Optik, Systeme GmbH.

Лазерный источник света в данной установке (рис. 2) построен по схеме задающий генератор–усилитель–нелинейно–оптический преобразователь. Задающий генератор представляет собой лазер на кристалле Nd:YVO₄ со светодиодной накачкой, работающий в режиме синхронизации мод на длине волны λ = 1064 нм и генерирующий импульсы излучения длительностью 7 пс с частотой повторения 80 МГц и средней мощностью 4,5 Вт.



Рис.2. Функциональная схема лазерного проектора (LDT)

Это излучение проходит через 4 каскада лазерных усилителей на активных элементах из кристаллов Nd: YVO₄ и усиливается до 42 Вт. Далее оно поступает в нелинейно-оптическую систему преобразования излучения, состоящую из удвоителей и сумматоров частоты на кристаллах LiB₃O₅ (LBO) и KTiOAsO₄ (KTA), а также оптического параметрического преобразователя на кристалле КТА. В результате этого преобразования на выходе формируются 3 лазерных луча на длинах волн 532 нм (*P* = 6,5 Вт), 628 нм (*P* = 7 Вт), 446 нм (*P* = 4,8 Вт). Каждый из этих пучков модулируется по амплитуде при помощи ЭОМ или АОМ. Все пучки вводятся в одно многомодовое оптическое волокно, где они складываются по мощности и далее подводятся к зеркальной системе отклонения по строкам и кадрам, представляющей собой многогранный (25 граней) зеркальный вращающийся барабан и электромагнитный гальванометр кадровой развертки. При помощи оптического телескопического объектива на проекционном экране формируется телевизионное изображение. Суммарная выходная мощность модулированного лазерного излучения в данной системе составляет величину ≈10Вт. Из-за очень малых длительностей лазерных импульсов (больших величин напряженности электрического поля световых волн) эффективность преобразования по мощности инфракрасного излучения в видимый свет в данной системе составила 40%. Кроме того, из-за широкого частотного спектра пикосекундных световых импульсов в изображении отсутствует спекловая структура, которая обычно портит изображение в лазерных проекторах. Предельное число разрешимых элементов в изображении для данной системы определяется отношением частоты следования световых импульсов к частоте кадровой развертки. При частоте смены кадров 25 Гц, за вычетом времени обратного хода развертки, эта величина приблизительно равна 3·10⁶. Излучающий торец волокна является общим для всех длин волн, поэтому в системе отсутствует необходимость в совмещении цветов на экране.

К недостаткам системы можно отнести недостатки, присущие механической высокоскоростной зеркальной системе разверток, используемой ранее для системы с непрерывными газоразрядными лазерами [2], а также сложность конструкции системы, обусловленная необходимостью поддержания стабильных температурных режимов для резонаторов лазерной системы и нелинейных оптических преобразователей.

Для рассмотренной проекционной системы, ведутся работы по увеличению выходной мощности RGB лазеров и упрощению их конструкции. В работах [31, 32] представлены результаты по разработке мощного RGB лазерного источника на основе Yb: YAG тонкого диска, работающего в режиме пассивной синхронизации мод на длине волны $\lambda = 1030$ нм и генерирующего импульсы излучения длительностью 705 фс с частотой повторения 57 МГц и средней мощностью 80 Вт. В данной установке удалось существенно увеличить мощность выходного излучения и упростить конструкцию за счет полного отказа от лазерных усилителей и упрощения схемы нелинейного преобразования. Так, например, в системе используются кристаллы с регулярной доменной структурой (LiTaO₃) работающие при комнатной температуре. За счет очень высоких величин напряженности светового поля удалось полностью отказаться от резонаторов с синхронной накачкой при параметрических преобразованиях. Выходные параметры разработанного лазерного RGB источника: средняя выходная мощность на длинах волн $P_{G} = 23$ Вт ($\lambda_{G} = 515$ нм); $P_{B} = 10,1$ Вт ($\lambda_{B} = 450$ нм); $P_{R} = 8$ Вт ($\lambda_{R} = 603$ нм). Коэффициент преобразования инфракрасного излучения в видимый диапазон длин волн в данной системе составляет 51%. В настоящее время эта система является наиболее мощным полноцветным источником лазерного излучения.

Другой перспективной технологией по созданию лазерных телевизионных проекторов в настоящее время является технология, основанная на использовании RGB лазеров компании "Novalux" [33, 34]. Это полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором и выводом излучения через боковую поверхность (VCSEL), в резонатор которых встроен нелинейный элемент с регулярной доменной структурой на основе MgO:LiNbO₃, позволяющий производить эффективное внутрирезонаторное удвоение частоты основного излучения.

Компании удалось разработать RGB лазеры, излучающие в квази-непрерывном режиме ($f_{\text{повт}} = 500 \text{ к}\Gamma \mu$, $\tau_0 = 200 \text{ нc}$) на длинах волн $\lambda_G = 532 \text{ нм}$, $\lambda_B = 465 \text{ нм}$, $\lambda_R = 620 \div 635 \text{ нм}$. Средняя мощность излучения одного лазера составляет величину от 50 до 120 мВт при полном коэффициенте полезного действия 5 ÷ 10%. Лазеры легко объединяются в линейки. Суммарная выходная мощность линеек из 14 отдельных лазеров может доходить до 1,5 Вт. Использование линеек, состоящих из большого количества независимых лазерных излучателей, позволяет существенно уменьшить контраст наблюдаемых спекловых структур в изображении.

В январе 2008 года на выставке Consumer Electronics Show компания Mitsubishi Digital Electronics America официально представила первый в мире серийный лазерный телевизор с обратной проекцией (rear projection), в котором применяются лазеры компании "Novalux". В качестве модуляторов света в нем была использована матрица кремниевых микрозеркал DMD (Digital Micromirror Device) компании "Arasor" (Австралия), которая базируется на разработ-ках корпорации Texas Instrument, создавшей новый тип формирователя изображения – цифровое микрозеркальное устройство DMD (Digital Micromirror Device). Матрица состоит из 1920 × 1080 кремниевых зеркал размером 4×4 мкм². Каждое зеркало управляется электрическим напряжением и имеет два устойчивых положения, поэтому мощность отраженного от зеркал света регулируется временной длительностью приложенного напряжения. В отличие от модуляторов на жидких кристаллах, которые также могут быть использованы в данном проекционном телевизоре, матрица микрозеркал, по мнению разработчиков, дает существенно более высокий контраст в изображении.

Наиболее перспективным модулятором для проекционных систем отображения ТВ информации с лазерами среднего уровня мощности, как импульсными, так и непрерывными, в

настоящее время является линейный микромеханический модулятор, состоящий из электрически управляемой решетки микрозеркал, напыленных на подвижные микроподложки из нитрида кремния (SiN). Данная технология модуляторов называется GLV (Grating light valve), она впервые была предложена в 1992 г. [35] и получила дальнейшее развитие в работах [36, 37]. Модулятор может содержать 4096 независимо управляемых пикселей. Каждый пиксель состоит из двух элементов размером (3,7×200 мкм²), один из которых управляемый и может перемещаться под действием электрического потенциала в пределах четверти длины волны падающего света, а второй – неподвижный. При подаче напряжения на управляемый элемент он смещается в сторону подложки и происходит отклонение света в направлении проекционной оптики. Управление интенсивностью отраженного света осуществляется временем нахождения световых лучей в отклоненном состоянии. В отличие от матрицы микрозеркал время переключения одного дифракционного элемента в модуляторе GLV составляет всего 20 нс. Модулятор позволяет получить одномерную амплитудно-модулированную строку, состоящую из 4096 элементов. Развертка строк по кадру предполагается осуществлять при помощи электромагнитного гальванометра. Как утверждают разработчики GLV модулятора, при частоте строчной развертки 60 Гц можно получить телевизионный растр, число строк в котором 8192. В настоящее время данную технологию модуляторов предполагается использовать для создания малогабаритных лазерных проекторов вывода телевизионной информации с мобильных телефонов.

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР ДЛЯ ИМПУЛЬСНОЙ СИСТЕМЫ ФОРМИ-РОВАНИЯ ТЕЛЕВИЗИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Акустооптический пространственный модулятор света для импульсной системы формирования изображения строки должен соответствовать ряду требований. Во-первых, длина звукопровода модулятора должна удовлетворять соотношению (1). Это требование, с одной стороны, ограничивает выбор материала звукопровода небольшой скоростью распространения ультразвука, с другой стороны, затухание ультразвуковых волн на длине *L* в выбранном частотном диапазоне не должно быть велико. Во-вторых, модулятор должен обладать достаточно высокой эффективностью управления световым пучком, что предполагает выбор материала звукопровода с высоким коэффициентом акустооптического качества [40, 41], а также малыми потерями света на поглощение рабочей длины волны. Для уменьшения потерь света на отражение необходимо иметь возможность нанесения интерференционных просветляющих покрытий на оптические окна модулятора, выдерживающих большую плотность мощности лазерного излучения. В-третьих, материал звукопровода АОМ не должен обладать существенными фазовыми неоднородностями, приводящими к искажению волнового фронта световой волны, несущей информацию.

Анализ существующих в настоящее время сред для акустооптического взаимодействия показывает, что в наибольшей степени перечисленным требованиям в области частот ультразвука до 100 ÷ 150 МГц удовлетворяет кристалл парателлурита (TeO₂). Этот прозрачный в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне длин волн оптически одноосный кристалл обладает целым рядом уникальных акустооптических свойств [39, 40]. Так, например, скорость медленной сдвиговой ультразвуковой волны вдоль кристаллографического направления [110] составляет 0,616·10³ м/с, что позволяет на длине 32 мм вдоль этого направления разместить модулированный ультразвуковой сигнал длительностью 52 мкс.

Геометрия акустооптического взаимодействия, имеющая место в реальном устройстве с импульсным методом формирования строки для АОМ из TeO₂, изображена на рис. 3.



Рис.3. Геометрия акустооптического взаимодействия в кристалле TeO2

Рис. З иллюстрирует геометрию акустооптического взаимодействия в реальном устройстве с импульсной линейной визуализацией для TeO₂ AOM. Здесь медленная ультразвуковая волна, имеющая вектор поляризации в направлении [110], параллельном оси *Y*, распространяется через кристалл TeO₂ в направлении [110]. Луч света, параллельный дифракционной плоскости (110), попадает на модулятор. Угол между волновым вектором пучка и его проекцией на плоскость (110) равен α , а угол между проекцией этого вектора на плоскость (110) и осью *Z* равен θ .

Затухание медленной звуковой волны на длине звукопровода 35 мм при частоте 80 МГц составляет приблизительно 6 ÷ 6,5 дБ. Несмотря на то, что затухание для этого типа ультразвуковой волны достаточно велико (290 дБ/см · ГГц²), естественная гиротропия кристалла позволяет эффективно использовать широкополосную анизотропную геометрию рассеяния света на частотах 100 МГц и ниже.

Технология роста кристалла TeO₂ высокого качества в настоящее время хорошо освоена в ряде лабораторий мира [42, 43]. Длина выращиваемой були кристалла вдоль кристаллографического направления [110] может достигать 60 ÷ 100 мм при диаметре более 75 мм

На рис. 4 изображена акустооптическая ячейка для проекционного телевизора [46] со звукопроводом из TeO₂, к которому приварен пьезопреобразователь и напылены электроды.

Акустооптическая ячейка использовалась для телевизионной визуализации [18, 46, 47].

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В АКУСТООПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРОМ

При конструировании оптической системы с импульсным методом проекции амплитудно-модулированной строки необходимо принимать во внимание следующие моменты. Акустооптический модулятор в представленной на рис. 5 оптической схеме размещен в фокальной плоскости цилиндрической линзы. Поэтому при использовании больших мощностей лазерного излучения плотность мощности в области перетяжки достигает больших величин, что может приводить к локальному разогреву и нарушению оптической однородности материала звукопровода акустооптического модулятора.



Рис.4. Фотография звукопровода АОМ из кристалла TeO₂ с привареным пьезопреобразователем и напыленными электродами

Например, лазер на парах меди излучает на двух длинах волн $\lambda_1 = 510,6$ нм и $\lambda_2 = 578,2$ нм, средние мощности излучения которых в стационарном режиме разогрева активного элемента примерно равны. При настройке AOM из TeO2 на максимальную эффективность дифракции на одну из этих длин волн λ_1 при выбранной частоте ультразвука f' и угле падения θ'_{i1} условия для эффективной дифракции на другой длине волны при этом угле падения не выполняются или выполняются для части полосы частот модулирующего сигнала. В результате при формировании изображения с одним АОМ приходится использовать только волны излучения лазера одну длину на парах меди И тем самым



Рис. 5. Оптическая схема проекционного устройства отображения ТВ информации в двух взаимно ортогональных плоскостях (а) и (б). Верхний рисунок соответствует горизонтальной плоскости, совпадающей с плоскостью дифракции АОМ

существенно уменьшать эффективность использования света. В-третьих, момент появления максимума излучения спектральной компоненты λ_2 в лазере на парах меди запаздывает, в зависимости от условий накачки активного элемента, на время $\Delta \tau_0 \approx 10 \div 20$ нс относительно момента появления максимума излучения спектральной компоненты λ_1 . За это время ультразвуковая волна в АОМ перемещается на величину $\Delta l = \Delta \tau_0 \cdot v$. В результате световые реплики сигнала телевизионной строки, появляющиеся на выходе АОМ, для световых компонент с разными длинами волн будут сдвинуты друг относительно друга.

Спектральная компонента излучения лазера с λ_2 падает на зеркало M2 под углом (45°- β) и после отражения проходит еще раз через зеркало M1. Таким образом, система зеркал M1 и M2 расщепляет первоначальный пучок света на две компоненты с длинами волн λ_1 и λ_2 , распространяющихся под углом 2 β друг к другу. Далее оба пучка проходят через преобразователь поляризации лазерного излучения П1 (ромб Френеля), который изменяет их поляризации с линейной на эллиптические (близкие к циркулярным), так, чтобы они были близки к собственным поляризациям падающих на звуковой пучок световых волн в кристалле AOM из TeO₂.

Лазерное излучение, прошедшее через преобразователь поляризации П1, поступает на преобразователь апертур лазерного пучка, состоящий из линз Л3, Л4, Л5, который изменяет размеры параллельных лазерных пучков двух спектральных компонент в горизонтальной плоскости до размеров рабочей аппаратуры АОМ и формирует сходящиеся пучки в вертикальной плоскости. После прохождения преобразователя апертур угол между осями пучков двух спектральных компонент в горизонтальной плоскости. После прохождения преобразователя апертур угол между осями пучков двух спектральных компонент λ_1 и λ_2 становится равным $2\beta/M$, где M - коэффициент увеличения согласующего телескопа из линз Л4, Л5. Оба пучка падают на звукопровод акустооптического модулятора под углами θ_1 и θ_2 в горизонтальной плоскости и далее распространяются внутри звукопровода под углами θ_{i1} и θ_{i2} . Расположение зеркал М1 и М2 выбрано таким образом, чтобы лазерные пучки с длинами волн λ_1 и λ_2 оказались совмещенными между собой и апертурой АОМ в плоскости дифракции. Для лазера на парах меди для одной выбранной несущей частоты ультразвука f' можно рассчитать внешние углы падения $\theta_1 = n_0 \cdot \theta_{i1}'$ и $\theta_2 = n_0 \cdot \theta_{i2}'$ световых пучков с длинами волн λ_1 и λ_2 и угол $\beta = \frac{M \cdot (\theta_1 - \theta_2)}{2}$. При

f' = 80 МГц; $\theta_1 = 0,051$ рад; $\theta_2 = 0,049$ рад; M = 1,6; $\beta = 1,6 \cdot 10^{-3}$ рад.

На выходе АОМ в первом порядке дифракции образуется спектр дифрагированных световых волн, соответствующий спектру амплитудно-модулированного звукового сигнала. Объектив Л7 отображает соответствующее этому спектру изображение в плоскость экрана. Все лишние дифракционные порядки фильтруются диафрагмой Д2. Так как источником дифракции световых волн является одна и та же звуковая волна, то ее визуализированные изображения на длинах волн λ_1 и λ_2 должны пространственно совпадать. Для этого оптическая система из линзы Л6 и объектива Л7 должна быть скорректирована на отсутствие хроматической аберрации.

Оптическая система на рис. 5 построена таким образом, что предметная плоскость формируемого на экране изображения и плоскость фокусировки светового пучка после преобразователя апертур разнесены между собой. Это обеспечивается тем, что предметная плоскость анаморфотного корректора, состоящего из отрицательной цилиндрической линзы Л6 и проекционного объектива Л7 совпадает с фокальной плоскостью преобразователя апертур, а предметная плоскость проекционного объектива – с выходной апертурой АОМ. В результате не происходит фокусировки светового пучка внутри кристалла АОМ. Это дает возможность работать с большими средними мощностями лазерного излучения.

В оптической схеме, представленной на рис 5, плоскость фокусировки преобразователя

332

апертур расположена перед АОМ. Установка цилиндрической линзы Л6 после АОМ позволяет осуществить фокусировку строки на экране в вертикальной плоскости, при этом происходит усреднение светового поля на выходной апертуре модулятора по вертикали в плоскости изображения, что уменьшает влияние дефектов кристалла и неоднородностей звукового поля в модуляторе на качество изображения строки на экране. Для развертки изображения по вертикали в оптической схеме рис 5 используется электромагнитный зеркальный гальванометр M3.

На рис. 6 представлены фотография телевизионного изображения, снятая с экрана лазерного ТВ проектора при его работе в лабораторных условиях с использованием лазера на парах меди [47].



Рис. 6. Фотография изображения телевизионной передачи, снятая с экрана лазерного ТВ проектора

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в настоящем обзоре акустооптические лазерные телевизионные системы отображения могут найти применение в мобильных системах отображения информации на больших экранах в кинотеатрах, на стадионах и т.п.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Korpel A., Adler R., Desmares P. et al. A television display using acoustic deflection and modulation of coherent light // Proceedings of the IEEE. 1966. Vol. 54, No.10. P.1429–1437.
- 2. **Ямамото М., Танеда Т.** Лазерные устройства отображения // Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений, т.2: Пер. с анг./ Под ред. Б.Кейзана. М.: Мир, 1979. 286 с.
- 3. Gordon E.I. A review of acousto-optical deflection and modulation devices // Proceedings of the IEEE. 1966. Vol. 54, No.10. P.1391–1401.
- 4. Аксенов Е.Т., Бухарин Н.А., Игнатов А.Б. и др. Применение широкополосных акустооптических элементов при лазерной визуализации телевизионного изображения // Квантовая электроника. – Труды ЛПИ. – 1974, № 366. – С. 69–74.
- 5. Taneda T. et al. High quality laser television display // Journal of the SMPTE. –1973, № 6.
- 6. Gorod J., Knox J.D., Goedertier P.V. A television- rate laser scanner // RCA Review. 1972. –V.33, № 12. P. 623–674.
- 7. Geoffrey G. F. An experimental laser- photo chromic display system // The Radio and Electronic Engineer. 1970. V.39, № 3. P.123–129.
- 8. Бенедичук И.В., Обозненко Ю.Л., Смирнов Е.И. и др. Оптическое устройство воспроизведения ТВ сигналов на основе акустооптического дефлектора // Техника кино и телевидения. – 1978, № 6. – С. 3–10.

- 9. Watson W.N., Korpel A. Equalization of acoustooptic deflection cells in a laser color TV system // Appl. Opt. – 1970. –Vol.9, No.5. – P.1176– 1179.
- 10. Klima M. Trichromaticy akustoopticy deflector laseroveho svazku a ieho aplikace v televizni technice // Slaboproudỳ obzor. 1979. –V.40, № 9. –P. 415–421.
- 11. Yamada Y., Yamamoto M., Nomura S. Large screen laser color TV projector // Proc.Int.Quantum Electron., 6th, Kyoto. –1970. P.242. –243.
- Yamamoto M.A. 1125 scanning line laser color TV display // Hitachi Rew. 1975. No.24. – P. 89– 94.
- Nowicki T. A-O and E-O modulators, basics and comparisons // Electro-Opt. Syst. Design. 1974. –Vol.6, No.2. – P.23–28.
- 14. U.S. Patent, №3818129. Laser imaging device / M. Ymamoto.- June 18, 1974.
- 15. Okolicsanyi F. The wave-slot an optical television system // Wireless Eng.-1937. Vol.14. P.527–536.
- 16. Бергман. Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. Пер. снем. (М.: Иностр. лит., 1957).
- 17. Lowry J.B., Welford W.T., Humphries M.R. Pulsed Scophony laser projection system // Optics andLaser Technology.– 1988.– Vol. 20, No. 5.– P. 255–258.
- 18. Мокрушин Ю.М., Шакин О.В. Акустооптическая система отображения информации с импульсным лазером на парах меди./ Патент РФ № 2104617, БИ, № 28 (1995).
- Mokrushin Yu.M., Shakin O.V. Acousto-optical system for imaging TV information by using a copper vapor laser // Journal of Russian Laser Research.– New-York.– 1996.–Vol.17, No.4.– P. 381–393.
- 20. Martinsen R.J., Aylward R.P. Photonics shows off in a big way // Photonics Spectra.– 1996.– №11.– P.109–114.
- 21. Martinsen R.J., Karakawa M., McDowell S.R. Pulsed RGB laser for large screen video displays // SPIE Proc. 3000–30. – P.150–160.
- 22. Laser Focous World, may 1999, p.13.
- 23. Armstrong J.A., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P.S. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric// Phys. Rev. 127, 1918 (1962).
- 24. Franken P.A., Ward H.F. Optical harmonics and nonlinear phenomena// Rev. Mod. Phys., 35, PP. 23-39 (1963).
- 25. Lim E.J., Fejer M.M., Byer R.L., Second-harmonic generation of green light in periodically poled planar lithium niobate waveguide// Electronics Letters 25(3), 174-5 (1989).
- 26. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 512 с.
- Hu X.P. High-power red-green-blue laser light source based on intermittent oscillating dualwavelength Nd:YAG laser with a cascaded LiTaO₃ superlattice // Optics Letters. – 2008. – Vol. 33, No. 4. – P. 408–410.
- U.S. Patent, No 5,828,424. Process and apparatus for generation at least three laser beams of different wavelength for the display of color video pictures / R. Wallenstein R. – 1998.
- Nebel A., Ruffing B., Wallenstein R. A 19 W RGB solid-state laser source for large frame laserprojection displays // Laser and Electro-Optics Society Annual Meeting. LEOS IEEE.–1998. –P. 395–396.
- Nebel A., Ruffing B., Wallenstein R. Diode pumping sharpens large laser displays // Laser Focus World. –1999.–P. 263–266.
- 31. Brunner F., Innerhofer E., Marchese S.V. at al. Powerful red-green-blue laser source pumped with a mode-locked thin disk laser // Optics Letters. 2004. Vol. 29, No. 16. P. 1921–1923.
- Innerhofer E., Brunner F., Marchese S.V. et al. Analysis of nonlinear wavelength conversion system for a red–green–bluelaser-projection source // J. Opt. Soc. Am B.– Vol. 23, No.2.– P. 265– 274.

- 33. Watson J.P. et al. Laser sources at 460 nm based on intracavity doubling of extended-cavity surface-emitting lasers // Proc. SPIE. –2004. –Vol. 5364. –P. 116.
- 34. Shchegrov A.V. 532-nm laser sources based on intracavity frequency doubling of extended-cavity surfaceemitting diode lasers // Proc. SPIE. -2004.-Vol. 5332. - P. 151.
- 35. Solgaard O., Sandejas F.S.A., Bloom D.M. Deformable Grating Optical Modulator // Optics-Letters. – 1992.–Vol. 17, No. 9. –P. 688–690.
- 36. **Bloom D.M.** The Grating Light Valve: Revolutionizing display technology // Proc. SPIE, Projection Displays III. –1997. –Vol. 3013. –P. 165–171.
- 37. **Trisnadi J.I., Carlisle C.B., Monteverde R.** Overviewand Applications of Grating Light Valve Based Optical WriteEngines for High-Speed Digital Imaging // Proc.Micromachining and Microfabrication Symp., Photonics West.– San Jose, CA, Jan. 26, 2004.
- 38. **Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.** Акустооптические устройства и их применение. М.: Советское радио, 1978.–111 с.
- 39. Акустические кристаллы. Справочник./ Под ред. М.П.Шаскольской.– М.: Наука, 1982.– 632 с.
- 40. Uchida N., Ohmachi Y. Elastic and photoelastic properties of TeO₂ single crystal // J. Appl. Phys.- 1969.- Vol.40, No.12.-P.4692-4695.
- 41. Леманов В.В., Шакин О.В. Рассеяние света на упругих волнах в одноосных кристаллах // Физика твердого тела.– 1972.– Т. 14, № 1.– С. 229–236.
- 42. Шакин О.В., Кудзин А.Ю., Горбенко В.М., Акимов С.В., Портретный В.П., Гришмановский А.Н. а. с 1529785 (СССР) (1989).
- 43. Колесников А.И., Каплунов И.А., Терентьев И.А. Кристаллография, 49, 229 (2004).
- 44. **Проклов В.В.** Исследование дифракции мощного лазерного излучения на звуке в TeO₂ // Радиотехника и электроника.– 1980.– Т. 25, №7.– С. 1543–1545.
- 45. Goutzoulis A., Pape D., Kulakov S. Design and fabrication of acoustooptic devices. Marcel Dekker Inc.: N.York, 1994. 497 p.
- 46. Gulyaev Yu.V., Kazarian M.A., Mokrushin Yu.M., Prochorow A.M., Shakin O.V. Acoustoptical TV projection system with pulsed lasers // Laser Physics, 12, No.8, p. 6 (2002).
- 47. Васильев Ю.П., Казарян М.А., Мокрушин Ю.М., Прохоров А.М., Шакин О.В. Лазерные оптические системы для проекции изображений // Светотехника, № 5, с.7 (1998).

O.V. Shakin¹, Yu.M. Mokrushin²

¹ The Ioffe Institute, Russia, 194021, St. Petersburg, Polytechnicheskaya st., 26, E-mail: oshakin@mail.ru ² JSC "NIIEFA them. D.V. Efremova ", Russia, 196641, St. Petersburg, pos. Metallostroy, the road to Metallostroy, 3. E-mail: yrmok@yandex.ru

ACOUSTO-OPTICAL METHODS OF TELEVISION IMAGE FORMATION

Devices capable of displaying a large amount of information with a high quality of the reproduced image are of practical interest in such areas of science and technology as optical information processing, recording information on various types of media, reproducing television images, communication and others, where we dealing with large streams of information in real time. One of the promising methods of imaging in real time is the method of pulse projection of an image of an amplitudemodulated ultrasonic line, which fills the aperture of an acousto-optic modulator

In this brief review, we consider acousto-optic methods for the formation of light radiation on the projection screen by diffraction of pulsed laser radiation on an amplitude-modulated ultrasonic signal in a paratellurite crystal (TeO_2). The possibility of displaying and recording information using copper vapor lasers by an acousto-optic system using a pulse line method is shown. The study of the characteristics of an acousto-optic system with a pulsed method of forming a display line and recording information using copper vapor lasers makes it possible to apply the results obtained by the authors to multi-color systems with pulsed solid-state lasers.

ACOUSTO-OPTIC MODULATORS AND DEFLECTORS, ACOUSTO-OPTIC INTERACTION, PULSED SOLID-STATE LASERS, METAL VAPOUR LASERS, PARATELLURITE CRYSTAL



УДК 532.574.7, 532.582.31

Шестаков М.В., Маркович Д.М.

Институт теплофизики СО РАН, Россия, 630090, Новосибирск, пр-т Ак. Лаврентьева, 1, E-mail: maximvsh@gmail.com

ДИНАМИКА ТРЕХМЕРНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ КВАЗИДВУМЕРНОГО СЛЕДА ЗА ЦИЛИНДРОМ

АННОТАЦИЯ

В работе экспериментально исследуется трехмерная динамика вихревых структур, формирующихся при обтекании цилиндра, установленного в узкий прямоугольный канал. Измерения трехкомпонентных трехмерных распределений скорости в ближнем поле следа за цилиндром с соотношением высоты канала к диаметру цилиндра h/D = 0,4 проводятся при помощи метода Tomographic PIV высокого временного разрешения. Анализ топологии и динамики вихревых структур в потоке проводится на основании временных последовательностей 3D распределений Q – критерия. Обнаружены системы продольных вихревых структур в ближнем поле квазидвумерного ограниченного следа.

ЗД ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ, КВАЗИДВУМЕРНЫЙ СЛЕД, ТОМОGRAPHIC PIV МЕТОД

введение

Квазидвумерный ограниченный след реализуется в широком спектре природных и инженерных систем, в которых глубина течения намного меньше характерных горизонтальных размеров течения. Примерами квазидвумерных ограниченных следов в природе могут служить течения, образующиеся в атмосфере и океане при обтекании гор и островов. В инженерных областях квазидвумерный след формируется при обтекании зданий, опор мостов, в теплообменниках и системах охлаждения электроники. В перечисленных случаях след формируется при обтекании тела, ограниченного стенкой и свободной поверхностью или второй стенкой. Наличие ограничивающих стенок сказывается на пространственной вихревой структуре потока, которая определяется соотношением h/D, где h – расстояние между ограничивающими стенками, а D – характерный масштаб тела. В потоке ограниченного следа в зависимости от соотношения *h/D* можно выделить две характерные области течения: область свободного тела, равноудалённую от стенок, и области сопряжения тела со стенками. Каждая область характеризуется образованием определенного типа вихревых структур. В области, соответствующей свободному телу, выделяют вихревые структуры Кармана, образующие вихревую дорожку, а в случае более протяженного тела, вторичные продольные вихревые структуры [1]. Область сопряжения тела со стенкой характеризуется системой подковообразных вихревых структур [2], которая, в зависимости от числа Рейнольдса, может быть стационарной и нестационарной. Согласно работе [3], данные системы подковообразных вихревых структур существенно влияют на тепломассообмен на ограничивающей стенке канала. Случай h/D < 1, реализующийся

в большинстве пластинчатых теплообменников, характеризуется двумя системами подковообразных вихревых структур, которые образуются на верхней и нижней стенках, соответственно [4]. При уменьшении h/D эти системы подковообразных вихрей начинают взаимодействовать друг с другом и вихревыми структурами Кармана, приводят к формированию сложной нестационарной трехмерной структуры потока.

Детальное исследование процессов формирования и взаимодействия систем подковообразных вихревых структур между собой, а также с вихревыми структурами Кармана в условиях h/D < 1 практически не проводилось. Кроме того, влияние систем продольных подковообразных вихревых структур на теплообмен имеет практический интерес для создания эффективных теплообмеников.

В настоящее время исследования трехмерной нестационарной структуры течения проводятся при помощи оптических методов, среди которых наиболее апробированным является Tomographic PIV (Tomo PIV) метод. Метод Tomo PIV [5], позволяет измерять мгновенные 3D поля скорости в объеме потока и широко используется для исследования мгновенной трехмерной вихревой структуры потока в следах [6, 7].

В данной работе мы экспериментально исследуем динамику трехмерных вихревых структур, образующихся в ближнем поле квазидвумерного ограниченного следа за цилиндром, при помощи Tomographic PIV метода с высоким временным разрешением.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Метод томографического PIV впервые был предложен в работе [8]. Метод Томо PIV является бесконтактным, позволяет измерять трехмерные трехкомпонентные (3D-3C) распределения скорости потока в объеме.



Рис. 1. Основные этапы реализации томографического PIV метода

Особенностью Tomo PIV метода является то, что измерительная область представляет собой объем. Метод Tomo PIV основан на восстановлении распределения трассеров измерительного объема по двумерным проекциям этого объема, зарегистрированных под разными углами обзора. Основные этапы томографического PIV метода представлены на рис. 1. Для восстановления измерительного объема обычно используется от 3 до 6 камер. Связь между положением трассера в измерительном объеме и его положением на двумерной проекции устанавливается при помощи процедуры калибровки оптической системы. Данная связь используется при томографической реконструкции объемного распределения трассеров в объеме, которое представляет собой дискретное представление интенсивности света. Вследствие ограниченного числа проекций реконструкция объемного распределения трассеров является неопределенной интегральной обратной задачей. Решение данной неопределённой задачи производиться при помощи алгебраических методов, основанных на мультипликативной алгебраической реконструкции (MART). [9]. Мгновенное (3D-3C) распределение скорости в объеме рассчитывается по паре объёмных распределений трассеров при помощи 3D кросскорреляционного алгоритма.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на гидродинамическом стенде, состоящем из рабочего участка и гидродинамического контура, в состав которого входила система контроля расхода и система термостабилизации рабочей жидкости, система трубопроводов, насос, приемный бак и напорный бака постоянного уровня. Рабочая жидкость, дистиллированная вода, подавалась в рабочий участок из бака постоянного уровня. Расход рабочей жидкости контролировался системой ротаметров. Система термостабилизации позволяла поддерживать температуру рабочей жидкости постоянной с точностью 0.1 °C. Схема рабочего участка и расположения измерительной системы представлена на рис. 2.



Рис. 2. Схема рабочего участка и схема расположения измерительной системы

Рабочий участок представлял собой вертикально расположенный щелевой канал, в который был установлен цилиндр. Канал сформирован из двух оргстеклянных пластин. Конфигурация рабочего участка образовывалась вставками, которые располагались по периметру канала. В результате рабочий участок имел следующие размеры: ширина 200 мм, длина 520 мм и глубина h = 4 мм. Для равномерного ввода рабочей жидкости в канал устанавливалась решетка с ячейкой 2 мм×2 мм и хонейкомб, состоящий из прямоугольных каналов с поперечным сечением 3 мм×4 мм. Цилиндр диаметром D = 10 мм и толщиной, равной глубине канала h, располагался на оси канала. Число Рейнольдса равнялось $Re = DU_0/v = 2$ 600, где $U_0 -$ среднерасходная скорость в канале. Измерения проводились в области с размерами 26×34×3,9 мм³, расположенной непосредственно за цилиндром и обозначенной на рис. 2 красным прямоугольником.

Томографическая PIV измерительная система «ПОЛИС» состояла из сдвоенного Nd:YLF лазера New wave Pegasus (10 мДж, 527 нм, 180 нс 1 кГц) и четырех цифровых CMOS камер

PCO.1200 hs (10 бит, 1280×1024 пикс., 12 мкм, 500 кадр./сек.) и синхронизирующего процессора. Освещение измерительного объема осуществлялось при помощи лазерного ножа толщиной 4 мм. Лазерный нож направлялся в рабочий канал через оптическое окно, при помощи зеркала, установленного под углом 90 градусов к горизонтальной плоскости. Камеры располагались таким образом, что положения их цифровых матриц находилось на окружности с радиусом 300 мм с центром, совпадающим с центром цилиндра. Углы обзора «внешних» и «внутренних» камер относительно оси цилиндра равнялись $\pm 42^{\circ}$ и $\pm 18^{\circ}$, соответственно. В оптической системе использовались объективы SIGMA DG MACRO с фокусным расстоянием 50 мм. Учитывая малую глубину измерительного объема, коррекция Шеймпфлюга не применялась. Расположение лазерного ножа и камер обеспечивало одинаковое пространственное увеличение и интенсивность частиц на всех четырех проекциях. Синхронизация камер и лазера осуществлялась при помощи синхронизатора «ПОЛИС». В качестве трассеров использовались полиамидные частицы с низкой дисперсией диаметром 20 мкм и плотностью 1,05 кг/л. Управление измерительной системой осуществлялась при помощи программного обеспечения «ActualFlow» (разработка ИТ СО РАН). Измерения проводились в однокадровом режиме, время между кадрами равнялось 2,4 мс, что соответствовало частоте съемки 416 Гц.

Калибровка оптической системы производилась при помощи высокоточной калибровочной мишени размерами 25×25 мм² с диаметром маркеров 1 мм, расположенных на декартовой сетке с шагом 1 мм. Вследствие малой глубины канала процедуры калибровки осуществлялась посредством перемещения измерительной системой в целом. Перемещение измерительной системы производилось с помощью высокоточной трехкоординатной системы и контролировалось с точностью 10 мкм. Изображения маркеров мишени фиксировались для пяти положений измерительной системы. Далее положения измерительной системы пересчитывалось в соответствующие положения мишени внутри измерительного объема.

ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Обработка данных производилась в ПО «ActualFlow». В целях повышения точности калибровки оптической модели камер проводилась процедура самокалибровки по изображениям частиц, предложенная в работе [10]. Применение процедуры самокалибровки позволило получить среднее значение невязки не более 0,05 пикселя. Перед реконструкцией объемов для повышения соотношения сигнал/шум проводилась предварительная обработка изображений частиц. Предварительная обработка включала в себя вычитание медианного значения интенсивности для каждого пикселя, вычитание минимума и применение фильтра низких частот. Томографическая реконструкция проводилась с помощью SMART алгоритма [11]. В результате реконструкции размер измерительного объема составил 517×917×108 вокселей. Физический размер вокселя приблизительно равнялся 0,043×0,043×0,043 мм³. Распределение скорости рассчитывалось между соседними последовательными распределениями частиц. Корреляционный анализ проводился с использованием итерационного многосеточного алгоритма с непрерывным смещением измерительного окна. При расчете скорости было выполнено четыре итерации, две итерации с разрешением 64×64×32 вокселя и две итерации с разрешением 32×32×16 вокселей. Последняя итерация выполнялась с перекрытием 75 %, в результате чего окончательный размер области для одного вектора скорости составил 0,34×0,34×0,17 мм³.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для идентификации вихревых структур используется положительное значение Qкритерия, который является вторым инвариантом тензора градиента скорости [12]. На рис. З представлены изоповерхности мгновенного трехмерного распределения Q^{3D} – критерия, рассчитанного по трехкомпонентным мгновенным 3D полям скорости. Изоповерхности Q^{3D} – критерия раскрашены в градации значений продольной (компонента по потоку) безразмерной завихренности. Такое отображение Q^{3D} – критерия позволяет выделить продольные вихревые структуры, которые представлены в виде красных и синих изоповерхностей. В данном случае красный и синий цвет соответствует противоположному вращению вихревой структуры. На рис. 3 можно выделить несколько типов вихревых структур. На всех рис. 3 а – в) в области слоя смешения отчетливо просматриваются продольные вихри виде ориентированных по потоку красных и синих изоповерхностей. Данные вихревые структуры являются концами подковообразных вихревых структур, относящихся областям сопряжения цилиндра с верхней и нижней стенкой. Концы подковообразных вихревых структур на расстоянии 1,5 *D* от цилиндра ориентированы по потоку и практически не взаимодействуют между собой.



Рис. 3. Мгновенные распределения Q^{3D} – критерия в три различных момента времени

Далее вниз по потоку на расстоянии от 1,5 *D* до 2 *D* концы подковообразных вихревых структур взаимодействуют с развивающимися вихревыми структурами Кармана, которые представлены на рис. 4. а - в) в виде распределения изоповерхности мгновенного трехмерного распределения Q^{2D} – критерия, рассчитанного по двум x - u y – компонентам мгновенных 3D полей скорости. Изоповерхности Q^{2D} – критерия раскрашены в градации значений нормальной к стенке безразмерной завихренности и представлены в соответствующие моменты времени распределениям Q^{3D} – критерия на рис. 3.



Рис. 4. Мгновенные распределения Q^{2D} – критерия в три различных момента времени

На рис. 4 представлены два варианта формирования вихревых структур Кармана: симметричное рис. 4 а) и несимметричное рис. 4 б), в). Анализ расположения вихревых структур на рис. 3 и рис. 4 показывает, что в случае несимметричного расположения квазидвумерных вихревых структур Кармана на расстоянии примерно в 2,5 D от цилиндра формируется система продольных вихревых структур, которая представлена на рис. 3 б) и 3 в) виде чередующихся изоповерхностей синего и красного цвета. Анализ последовательных распределений Q^{3D} – критерия показывает, что динамика систем продольных вихревых структур зависит от динамики квазидвумерных вихревых структур Кармана. Данные системы продольных вихре

вых структур не связаны с системой подковообразных структур, а являются следствием взаимодействия меандрирующего течения следа, образующегося в результате несимметричного поочередного схода квазидвумерных вихревых структур Кармана, с ограниченными стенками канала. Подобные системы продольных вихревых структур был обнаружен нами в квазидвумерной турбулентной ограниченной струе [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены измерения трехкомпонентных распределений скорости в ближнем поле квазидвумерного ограниченного следа за цилиндром при помощи метода Tomographic PIV высокого временного разрешения. На основании трехмерных распределений Q^{3D} – критерия проанализирована пространственная структура течения и динамика вихревых структур, формирующихся в ограниченном следе за цилиндром. При помощи Tomo PIV метода экспериментально зафиксированы системы подковообразных вихревых структур, образующихся в областях сопряжения цилиндра с ограничивающими стенками, в ближнем поле следа. Показано влияние ограничивающих стенок канала на динамику и топологию вихревых структур в ближнем поле квазидвумерного следа. Впервые экспериментально зафиксированы системы продольных вихревых структур в квазидвумерном ограниченном следе за цилиндром для случая h/D < 1, которые, по нашему мнению, необходимо учитывать при разработке эффективных теплообменников.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана грантом РНФ № 19-79-30075.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

Re – число Рейнольдса;

Q – критерий (1/c²);

Uq – средне расходная скорость (м/с);

h – глубина канала, высота цилиндра (мм);

D – диаметр цилиндра (мм).

Индексы:

3D – рассчитанный по трем компонентам скорости;

2D – рассчитанный по двум *x*– и *y*– компонентам скорости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Williamson C.H. Vortex dynamics in the cylinder wake // Annu. Rev. Fluid Mech. 1996. № 28(1) C. 477-539.
- 2. Simpson R.L. Junction flows // Annu. Rev. Fluid Mech. 2001. № 33 C. 415-43
- 3. Sebastien V. et. al. Quantitative infrared investigation of local heat transfer in a circular finned tube heat exchanger assembly // Int. J. Heat Fluid Flow 2013. № 44 C. 197-207.
- 4. Ozturk N. A. et. al. PIV measurements of flow past a confined cylinder // Exp. Fluids 2008. № 44. C. 1001-1014.
- 5. Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., van Oudheusden B.W. Tomographic particle image velocimetry // Exp. Fluids 2006. № 41(6). C. 933-947.
- 6. **Hang-Yu Zhu et. al.** Tomographic PIV investigation on 3D wake structures for flow over a wallmounted short cylinder // J. Fluid Mech. 2017 №. 831. C. 743-778.

- 7. Branson P.M., Ghisalberti M. and Ivey G.N. Three-dimensionality of shallow island wakes // Environ. Fluid Mech. 2019. C. 1–24.
- 8. Elsinga G.E., Scarano F, Wieneke B. and van Oudheusden B.W. Tomographic particle image velocimetry // Proc. of 6th Int. Symp. PIV Pasadena, USA 2005.
- 9. Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., and van Oudheusden B. W. Tomographic particle image velocimetry // Exp. Fluids 2006. № 41(6) C. 933-947.
- 10. Wieneke B. Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry // Exp. Fluids. 2008. № 45. C. 549-456.
- 11. Bilsky A.V., Lozhkin V.A., Markovich D.M., and Tokarev M.P. A maximum entropy reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // Meas. Sci. Tech. 2013. №. 24. 045301.
- 12. Hunt J.C.R, Wray A.A. Moin P. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows // Proceedings of summer program. Center for Turbulence Report. 1988. C. 193-208.
- 13. Шестаков М.В. Токарев М.П., Маркович Д.М. Применение метода Time-Resolved Тотоgraphic PIV для исследования процессов формирования когерентных вихревых структур в квази-двумерной турбулентной струе // Научная визуализация 2015. Т. 7. № 3. С. 1 – 8.

M.V. Shestakov, D.M. Markovich

Institute of Thermophysics, Siberian Branch of RAS, Novosibirsk, Russia, 630090, Novosibirsk, Lavrentyev Ave., 1, E-mail: maximvsh@gmail.com

DYNAMICS OF 3D VORTEX STRUCTURES EMERGING IN A NEAR FIELD OF QUASI TWO - DIMENSIONAL WAKE PAST A CYLINDER

In the present work, 3D dynamics of vortex structures developing in the flow behind a cylinder installed in a narrow channel was experimentally investigated. The measurements of 3D-3C velocity fields in a near field of wake past a cylinder with AR = 0.4 were carried out by means of Time-Resolved Tomographic PIV techniques. Based on instantaneous 3D distributions of Q –criteria 3D topology and 3D dynamics of vortex structures in the flow were analyzed. Systems of longitudinal vortex structures in the quasi-two-dimensional bounded wake were experimentally detected for the first time.

3D VORTEX STRUCTURES, QUASI-TWO-DIMENSIONAL WAKE, TOMOGRAPHIC PIV



Пятнадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» Москва, 24 июня— 28 июня 2019 г.

УДК 519.254

¹Шматко Е.В., ²Макашов М.А., ²Макашов Д.А.

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: shmatko.97@bk.ru ² AO «НПК «СПП», Россия, 111024, Москва, Авиамоторная ул., 53, E-mail: brain-damage@mail.ru

КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ПОМОЩЬЮ МАТЕМАТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА

АННОТАЦИЯ

Целью данной работы является разработка математического алгоритма, позволяющего минимизировать влияние шумов при определении величины концентрации энергии в определенной области на изображениях, регистрируемых с помощью астрономического объектива. Приведены результаты обработки изображения и проведенные расчеты с помощью разработанного алгоритма. Данный алгоритм будет использоваться в дальнейшем в АО «НПК «СПП» и в АО «ЛЗОС» для контроля параметров оптических систем.

ФИЛЬТРАЦИЯ, КОНЦЕНТРАЦИЯ ЭНЕРГИИ, ШУМ, АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ОБЪЕК-ТИВ, ДИФРАКЦИОННАЯ КАРТИНА

введение

Актуальной задачей космической отрасли является получение изображений, даваемых оптической системой, на которых аберрации сведены к минимуму. Для ее решения, до ввода изделий в эксплуатацию проводятся испытания, на которых должны быть подтверждены расчетные значения основных параметров объектива, к которым относятся такие, как рабочий спектральный диапазон, угловое поле, пространственно-энергетические характеристики.

Задача по определению концентрации энергии в световом пятне относительно малого размера достаточно часто встречается при оценке качества различных объективов [1]. Пространственно-энергетический параметр характеризует распределение и количество энергии, приходящейся на определенную площадь матрицы штатного приемника астрономического объектива. Для штатных камер оптических систем, как правило, изображение точечного объекта, прошедшего круглую диафрагму, соразмерную его расчетной диаграмме пятна рассеяния, должно укладываться в площадь одного пикселя (80% энергии в пятне).

Большинство современных математических пакетов, таких как Mathcad и Matlab имеют большое количество встроенных функций обработки цифровых изображений для получения требуемого результата: ретушь, определение границ объектов, сглаживание деталей и пр. Встроенные функции вышеперечисленных программных обеспечений для обработки изображений имеют закрытый тип, что не позволяет проанализировать принцип их работы, и, с другой стороны, написание подобного алгоритма «с нуля» может оказаться не оправданным. Тем не менее, встроенные функции всё же позволяют проанализировать влияние тех или иных операций на изображении.

Некоторые локальные преобразования оперируют одновременно как со значениями пикселей в окрестности, так и с соответствующими им значениями некоторой матрицы, имеющей те же размеры, что и окрестность. Такую матрицу называют фильтром, маской, ядром, шаблоном или окном, причем первые три термина наиболее распространены [2]. Зачастую, параметры этих фильтров могут изменяться. Изменения могут касаться величины апертуры фильтра или характера распределения, порога фильтрации, и любых параметров, позволяющих варьировать результат фильтрации под требуемые критерии.

При регистрации цифровых изображений наблюдается появление шумов, приводящих к ухудшению визуального качества и потере участков изображений. Также, исправление поврежденных (битых) пикселей перед основной обработкой является важной задачей цифровой обработки изображения.

Основные источники шума на цифровом изображении – это сам процесс его получения. Например, в процессе получения изображения с помощью фотокамеры с ПЗС матрицей, основными факторами, влияющими на величину шума, являются уровень освещенности и температура сенсоров. В процессе передачи изображения могут искажаться помехами, возникающими в каналах связи [3].

На изображении часто могут применяться пространственные фильтры, позволяющие производить локальные преобразования изображения с целью уменьшения влияния шумов. Преимуществом пространственных фильтров является то, что можно произвести ретушировку изображения не искажая характер полезного сигнала и не внося изменений в его распределение энергии. В настоящей статье присутствует описание математического алгоритма пространственной фильтрации изображений по пороговым значениям, не превышающим среднего значения статистического шума с целью исключения влияния темновых шумов на расчетное значение концентрации энергии.

ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА

Для контроля качества объективов в данной работе был использован лабораторный стенд, показанный на рис. 1.



Рис. 1. Схема лабораторного стенда для контроля качества астрономических объективов: 1 – источник излучения; 2 – конденсор; 3 – тест-объект; 4 – объектив коллиматора «Телегоир-12»; 5 – исследуемый объектив; 6 – система регистрации; 7 – поворотный узел; 8 – светозащитный чехол.

На данном стенде есть всё необходимое оборудование для измерений рабочего отрезка объектива, заднего фокального отрезка, и анализа параметров изображений дифракционной

точки (изображения контрольного объекта), в том числе, для оценки доли энергии в требуемой области.

В качестве источника 1 используется монохроматический диод по спектру соответствующий рабочей длине волны исследуемой оптической системы. Свет равномерно засвечивает апертуру конденсора 2, представляющего собой микрообъектив, который в свою очередь направляет сигнал на тест-объект 3 в виде круглой диафрагмы диаметром 20 мкм. На тест-объекте свет дифрагирует, образуя дифракционную картину Эйри, которая впоследствии попадает на коллиматор 4.

Далее коллимированное излучение попадает на испытуемый объектив 5, после которого происходит регистрация кадра с помощью системы регистрации 6, с целью получения изображения дифракционной точки в максимально большом разрешении для точного определения границ полезного сигнала. Тестируемый объектив и система регистрации расположены на едином поворотном основании 7, что позволяет проводить контроль качества изображений объектива не только по центру поля (на оси), но и на зонах (до $\pm 25^{\circ}$). Изображение с системы регистрации передается на компьютер, где происходит дальнейшая обработка информации. Все оборудование располагается на оптических столах с пневмоопорами.

Контроль качества пространственно-энергетических характеристик проводился с помощью астрономического объектива Сова-5, основные технические данные которого указаны ниже:

- фокусное расстояние 99,83 мм;
- диаметр входного зрачка 49,91 мм;
- угловое поле зрения 40°;
- геометрическое относительное отверстие 1:2,05;
- задний фокальный отрезок 71,01 мм;
- концентрация энергии в кружке рассеяния ø24 мкм, не менее 80%.

ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА

Максимальное значение шума по области 100х100 пикселей для исходного изображения:

MaxNoise := max(submatrix(M, 0, 100, 0, 100)) = 2

Рис. 2. Mathcad листинг функции нахождения энергетического центра пятна на изображении

Для полученных с экспериментального стенда изображений, при помощи встроенной функции submatrix, использовалась небольшая часть результирующего изображения, на которую не приходилась область сигнала. После применения локализации небольшой области шума найдено его максимальное значение, по которому производилось определение координат энергетического центра пятна на изображении. Мathcad листинг данной части алгоритма представлен на рис. 2.

Выбор радиуса кружка, полностью исключающего сигнал: RS := round(3RKRpx)Выбор границы области для дальнейшего определения среднего значения шума: AllNoise := $\int for \ i \in 0..rows(M) - 1$ for $j \in 0...$ cols(M)
$$\begin{split} \mathbf{r} \ \mathbf{j} &\in \mathbb{O}.. \ \text{cois}(\mathbf{N}) = \mathbf{i} \\ \mathbf{Mn}_{i,j} &\leftarrow \mathbf{M}_{i,j} \ \text{ if } \ 2\mathbf{RS}^2 > (\mathbf{X}1 - \mathbf{i})^2 + (\mathbf{Y}1 - \mathbf{j})^2 > \mathbf{RS}^2 \\ \mathbf{Mn}_{i,j} &\leftarrow 0 \ \text{ otherwise} \end{split}$$
ANBP := for $i \in 0..$ rows(M) - 1 for $i \in 0$... cols(M) - 1 Зануление битых пикселей по порогу $Mn_{i,j} \leftarrow AllNoise_{i,j}$ if $AllNoise_{i,j} \le 50$ $Mn_{i,j} \leftarrow 0$ otherwise $k \leftarrow 0$ for $i \in 0.. rows(M) - 1$ for $j \in 0.. cols(M) - 1$ Преобразование полученного изображения в одномерный массив для удобства дальнейшей обработки Mn $Vek := k \leftarrow 0$ Vsort := sort(Vek) Сортировка элементов вектора по возрастанию SumSrNoise := for $i \in 0... rows(Vsort) - 1$ Сумма ненулевых $SSrN \leftarrow SSrN + Vsort; if Vsort; > 0$ элементов вектора SumSrNoise = 81489 SSrN for $i \in 0... rows(ANBP) - 1$ for $j \in 0... cols(ANBP) - 1$ KSrN \leftarrow KSrN + 1 if $2RS^2 > (X1 - i)^2 + (Y1 - j)^2 > RS^2$ KolSrNoise := for $i \in 0..$ rows(ANBP) - 1 Количество ненулевых элементов вектора KolSrNoise = 77440 KSrN
 SumSrNoise
 = 1.052286
 Среднее значение шума, взятое по всему изобр-ю
SrNoise := KolSrNoise AllNoise

Рис. 3. Mathcad листинг нахождения среднего значения шума

Для того чтобы корректно определить среднее значение шума на изображении, необходимо выбрать область, полностью исключающую сигнал. Эта область выбирается в виде кольца, построенного концентрично относительно области сигнала. Внутренний радиус кольца в три, а внешний – в шесть раз больше радиуса кружка регистрации. После предварительного расчета приближенного среднего значения шума по изображению производилась пороговая фильтрация, в результате которой, элементы со значениями ниже этого порога занулялись. С учетом того, что значения в этих пикселях ниже среднего значения шума, рассчитанного по области, явно не содержащей сигнал, можно сделать вывод о том, что они точно не соответствуют исследуемой области. Это позволит получить более «редкое» распределение шума на изображении. Маthcad листинг данной части программы представлен на рис. 3, 4.

Часть матрицы, включающая в себя 100% сигнала, со стороной равной диаметру вырезанного кружка на изображении ANBP

Mcut := submatrix(M,X1 - RS,X1 + RS,Y1 - RS,Y1 + RS)

Рис. 4. Mathcad листинг функции пороговой фильтрации по среднему значению шума

Для последующего применения порогового фильтра с апертурой 8×8, элементы которого соответствуют области родительской матрицы, в качестве порога была выбрана сумма элементов апертуры фильтра в случае, когда каждая её ячейка имеет значение среднего шума. Этот алгоритм позволяет убрать весь остаточный шум вокруг полезного сигнала, не касаясь его границ вследствие того, что шум распределяется поверх регистрируемого изображения. Также, границы регистрируемого излучения имеют несколько большее значение и плотность на площади дискретного изображения. На рис. 5 подробно рассмотрена описанная часть программы.

Функция полной фильтрации изображения

$$\begin{split} \text{M11} \coloneqq & \text{for } i \in 0.. \operatorname{rows}(\text{M1}) - 8 \\ & \text{for } j \in 0.. \operatorname{cols}(\text{M1}) - 8 \\ & M11_{i,j} \leftarrow \text{M1}_{i,j} - \operatorname{SrNoise} \text{ if } \operatorname{SumDyn}(i,j) > \operatorname{Coef} \cdot \operatorname{SrNoise} \\ & M11_{i,j} \leftarrow 0 \text{ otherwise} \\ & \text{M11} \end{split}$$
 $\begin{aligned} \text{M2} \coloneqq & \text{for } i \in 0.. \operatorname{rows}(\text{M11}) - 1 \\ & \text{for } j \in 0.. \operatorname{cols}(\text{M11}) - 1 \\ & \text{for } j \in 0.. \operatorname{cols}(\text{M11}) - 1 \\ & M2_{i,j} \leftarrow \text{M11}_{i,j} \text{ if } \text{M11}_{i,j} > 0 \\ & M2_{i,j} \leftarrow 0 \text{ otherwise} \\ & \text{M2} \end{split}$

Рис. 5. Mathcad листинг функции полной фильтрации изображения

Применение вышеуказанного метода фильтрации позволяет с малой вероятностью урезания сигнала практически полностью убрать все шумы. Это позволяет в дальнейшем, с минимальной погрешностью, пересчитать энергетический центр для уточнения по отфильтрованному изображению сигнала и вычислить концентрацию энергии относительно вновь полученных координат этого центра. Концентрацию энергии находят как отношение суммы всех значений матрицы, характеризующей только сигнал, входящий в кружок требуемого диаметра, к сумме всех значений очищенной от шума матрицы, характеризующей сигнал по всей площади этой матрицы (рис. 6).

Сумма всех значений матрицы M2, входящих в кружок требуемого диаметра DKRpx (включая статистический шум). AllSign := $\begin{bmatrix} \text{for } i \in 0.. \operatorname{rows}(M2) - 1 \\ & \text{for } j \in 0.. \operatorname{cols}(M2) - 1 \\ & Ms_{i,j} \leftarrow M2_{i,j} & \text{if } (X2 - i)^2 + (Y2 - j)^2 \leq \operatorname{round} (RKRpx^2) \\ & Ms_{i,j} \leftarrow 0 & \text{otherwise} \\ & Ms \end{bmatrix}$ KolSign := $\begin{bmatrix} \text{for } i \in 0.. \operatorname{rows}(M2) - 1 \\ & \text{for } j \in 0.. \operatorname{cols}(M2) - 1 \\ & \text{for } j \in 0.. \operatorname{cols}(M2) - 1 \\ & Ms_{i,j} \leftarrow Ms_{i,j} + 1 & \text{if } (X2 - i)^2 + (Y2 - j)^2 \leq \operatorname{round} (RKRpx^2) \\ & Ms_{i,j} \leftarrow 0 & \text{otherwise} \\ & Ms \end{bmatrix}$

Количество всех значений матрицы Mcut, входящих в кружок требуемого диаметра DKRpx.

Сумма всех значений матрицы AllSigi, характеризующих только сигнал, входящий в кружок требуемого диаметра DKRpx.

 $SumSign := \begin{pmatrix} rows(AllSign) - 1 \ cols(AllSign) - 1 \\ \sum_{i = 0} \sum_{j = 0} AllSign_{i,j} \end{pmatrix} = 76210.467584$

Сумма всех значений матрицы Mcut, характеризующих только сигнал по всей площади этой матрицы.

SumMcut :=
$$\begin{pmatrix} \text{rows}(M2) - 1 \text{ cols}(M2) - 1 \\ \sum_{i=0}^{j} \sum_{j=0}^{j=0} M2_{i,j} \end{pmatrix} = 89847.287052$$

Рис. 6. Mathcad листинг нахождения концентрации энергии в пятне рассеяния

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Полученное значение концентрации энергии в кружке диаметром 24 мкм и результат работы алгоритма представлены ниже на рис. 7.

Примечание: изображения приведены с одинаковым уровнем яркости, повышенным для наглядности. Данная настройка не влияет на дальнейший расчет и выполнена исключительно для видимости характера сигнала и распределения шумов по площади изображения.

На изображениях видно, что большая часть шумов устранена. А также полученное значение концентрации энергии, равное 84,82%, приближено к значению, указанному в технических данных для испытуемого объектива.



Рис. 7. Результат работы разработанного алгоритма

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен контроль качества пространственно-энергетических характеристик астрономического объектива с помощью разработанного математического алгоритма. На полученных экспериментально изображениях устранена большая часть шума, что в дальнейшем помогает найти качественно значение концентрации энергии. Приведены результаты работы математического алгоритма. В настоящее время с помощью математической модели дифракционной картины Эйри, получены качественные результаты расчета погрешности описанного алгоритма, составляющие порядка 0,5-1 %. В качестве усовершенствования алгоритма планируется использовать итерационный цикл определения энергетического центра по наибольшему значению концентрации энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. М.: Машиностроение, 1987. 264 с.
- 2. Быстрые алгоритмы в цифровой обработке изображений / Т.С. Хуанг, Дж.-О.Эклунд, Г.Дж. Нуссбаумер и др.; Под ред. Т.С. Хуанга: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1984. 224 с.
- 3. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. М.: Техносфера, 2012. 1104 с.

E.V. Shmatko¹, M.A. Makashov², D.A. Makashov²

¹ National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: shmatko.97@bk.ru ² JSC "SPC "SPP", Moscow, Russia, 111024, Moscow, Aviamotornaya st., 53, E-mail: brain-damage@mail.ru

QUALITY CONTROL OF SPATIAL-ENERGY CHARACTERISTICS OF OPTICAL SYSTEMS BY USING A MATHEMATICAL ALGORITHM

The aim of this work is to develop a mathematical algorithm to minimize the effect of noise in determining the value of the energy concentration in a certain area in the images recorded using an astronomical telescope. The results of image processing and calculations using the developed algorithm are presented. This algorithm will be used in the future in JSC «SPC «SPP» and JSC «LZOS» to control the parameters of created optical products.

FILTRATION, CONCENTRATION OF ENERGY, THE NOISE, THE ASTRONOMICAL TELE-SCOPE, THE DIFFRACTION PICTURE

Авторский указатель

A

Авласевич Н.Т	6, 14
Ануфрик С.С.	6
Арумов Г.П	23
Ачкасов Н.С.	32

Б

Близнюк В.В	36, 42
Бокучава Н.Ю	
Братченко И.А	142, 180
Бухарин А.В.	
J 1	

B

Вдовин М.И	137
Ведяшкина А.В.	50
Великовский Д.Ю	60
Войтков И.С.	63
Волков Р.С	63
Высокоморная О.В	63

Γ

Галстян К.П.	
Григорьев В.С.	36, 42
Гузеев А.С.	

Д

Долгов А.В.	36
Дорощенко И.А	90

Ж

3

Захаров В.П.	142
Знаменская И.А 90,	162

И

Иванова Е.П.	99
Иванова С.В.	112
Иванова Ю.В.	249
Ильина Н.С	116
Иншаков И.С.	123
Иншаков С.И 123,	129

К

Калошин И.Б.		290
Кандауров А.А	137,	267

Картова А.М.	275
Козлов С.В.	142
Коновалов С.Г.	142
Кормильцев М.Н.	129
Коростелева Ю.В	149
Коротеева Е.Ю.	162
Косцов Э.Г.	81
Крайнович С	302
Кралинова С.С	63
Кудрявцева Е.Д 12	9, 168
Кузнецов В.В.	290
Купрейчик М.И.	60
•	

Л

Лапина Л.Г	116
Лукахин П.О	174
Ляликов А.М	6, 14
Ляо Ю	

Μ

Макашов Д.А	255, 344
Макашов М.А	255, 344
Маркович Д.М	
Матвеева И.А	
Мацюк А.С	191
Мельситов О.А	142
Минелли Г.	
Мокрушин Ю.М	
Морозов Н.В.	
Морятов А.А	142
Мурсенкова И.В	90, 203
Мякинин О.О 142,	149, 180

H

Ненадович В.Д	
Неруш М.Н.	
Ноак Б	

Π

Павлов А.В	. 222, 275
Павлов И.Н	50, 174
Паршин В.А	36, 42
Печинская О.В	. 191, 233
Плетнева В.А	
Плисс А.О	
Поройков А.Ю	.116,249
Протасов Ю.Ю	

P

Расковская И.Л.	50, 174
Ринкевичюс Б.С	50
Рожков А.Ф.	123
Рязанов П.А	

С

Сазонов А.С.	.203
Сангаджиева Е.Д.	.233
Семенова О.И36	5 , 42
Семибратова М.С.	.255
Сергеев Д.А137,	267
Сергеев Д.С.	.212
Скрипачев В.О.	.290
Скрябин А.С	.275
Скурлатов А.И.	81
Смирнов В.И.	.281
Соколов А.Л.	32
Суровцева И.В.	.290

Т

Тарасов А.Е.	36, 42
Телех В.Д	222, 275
Терентьев А.В.	
Токарев М.П.,	
Толкачев А.В	50, 174
Троицкая Ю.И	137

Φ

Фельдберг Л.А.313

Ч

Чернорай В.Г.....302

Ш

Шагиянова А.М.	.162
Шакин О.В.	.322
Шестаков М.В	.337
Шматко Е.В	.344

Щ

Щепанюк Т.С.	222
Щербаченко А.М	81

Я

Якимчук И.В	239
Янина Г.М	



Оптические методы исследования потоков: Труды XV Международной научнотехнической конференции.

Издательство «Перо» 109052, Москва, Нижегородская ул., д. 29-33, стр. 27, ком. 105 Тел.: (495) 973-72-28, 665-34-36 Подписано к использованию 22.06.2019. Объем 18,3 Мбайт. Тираж 120 экз. Электрон. текстовые данные. Заказ 461.