МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Выпуск 18

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ И ОПТИКИ



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ 2005

Выпуск содержит материалы XXXIV научной и учебно-методической конференции СПбГУ ИТМО, посвященная 100-летию первого выпуска специалистов вуза Конференция была проведена 2–4 февраля 2005 Г. Санкт-Петербургским государственным университетом информационных технологий, механики и оптики в сотрудничестве с ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова, Институтом аналитического приборостроения РАН, Институтом проблем машиноведения РАН, Комитетом по науке и высшей школе Администрации Санкт-Петербурга, ВНИИМ им. Д.И. Менделеева, OAO «ЛОМО», ОАО «Техприбор». ОАО «Электроавтоматика», ЦНИИ «Электроприбор».

Программный комитет конференции:

Васильев В.Н. (СПбГ ИТМО) – председатель

Аронов А.М. (ЛОМО) Маслов Ю.В. (ОАО «Техприбор»)Мирошник И.В. (СПбГУ ИТМО) Викторов А.Д. (КНВШ) Гатчин Ю.А. (СПбГУ ИТМО) Мусалимов В.М. (СПбГУ ИТМО) Гуров И.П. (СПбГУ ИТМО) Парамонов П.П. (ОАО «Электроавтоматика») Дукельский К.В. (НИИ ТИОМ) Пешехонов В.Г. (ЦНИИ «Электроприбор») Индейцев Д.А. (ИПМаш РАН) Путилин Э.С. (СПбГУ ИТМО) Карасев В.Б. (ВНЦ Ханов Н.И. (ВНИИМ ГОИ им. С.И. Вавилова) им. Д.И. Менделеева) Козлов С.А. (СПбГУ ИТМО) Храмов В.Ю. (СПбГУ ИТМО) Колесников Ю.Л. (СПбГУ ИТМО) Шехонин А.А. (СПбГУ ИТМО) Курочкин В.Е. (ИАнП РАН) Яковлев Е.Б. (СПбГУ ИТМО)

Организационный комитет конференции:

Никифоров В.О. – председатель Студеникин Л.М. – зам. председателя Казар Л.Н. – ученый секретарь

Горкина Н.М. Гусарова Н.Ф. Метляков А.П. Подлесных В.И.. Прудентова Т.А. Савельева Л.П. Ткалич В.Л. Яковлев Е.Б.

ISBN 5-7577-0254-8

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2005

ПРЕДИСЛОВИЕ

2005 год отмечается в СПбГУ ИТМО как год выпускника Университета. В ряду мероприятий, запланированных на этот год, одно из важных мест заняла XXXIV научная и учебно-методическая конференция СПбГУ ИТМО, посвященная 100-летию первого выпуска специалистов вуза. Конференция была направлена на ознакомление научной общественности с результатами исследований, выполненных по тематическому плану НИР, проводимых по заданию Министерства образования и науки Российской Федерации, межвузовским научно-техническим программам, Федеральной целевой программе «Интеграция», грантам РФФИ, грантам Министерства образования и науки Российской Федерации, хоздоговорным и инициативным научно-исследовательским работам сотрудниками Университета в кооперации с учеными и специалистами ведущих научных и научнопроизводственных учреждений Санкт-Петербурга.

Материалы конференции публикуются в четырех выпусках «Научнотехнического вестника». В №18 «Исследования в области физики и оптики» вошли статьи, охватывающие проблематику квантовой электроники и биомедицинской оптики, энергомониторинга и энергосбережения, переноca энергии, массы. импульса информации, информационно-И измерительных приборов и систем, силовой электроники, фотоники и оптоинформатики, оптико-электронных приборов, прикладной и компьютерной оптики, физики и физического материаловедения. В №19 «Программирование, управление и информационные технологии» включены результаты работы секций «Нелинейные колебания и параметрическая идентификация механических систем», «Управление и информатика в технических системах», «Базы данных и информационные системы», «Сети ЭВМ и телекоммуникационные системы», «Информационно-управляющие системы», «Технология программирования», «Автоматизация логического

проектирования и защита информации», «Системы ориентации и навигации». Материалы № 20 объединены названием «Современные технологические решения». Здесь представлены работы по таким направлениям, как информационные технологии в образовании, перспективные оптические технологии, лазерные технологии, автоматизация проектирования, технология элементов и узлов компьютерных систем, электротехника, электромеханика и электротехнологии, новые образовательные технологии, технологии приборостроения. Завершает серию выпуск №21, целиком посвященный итогам реализации тематического плана научноисследовательских работ Университета, проводимых по заданию Министерства образования и науки Российской Федерации в 2004 году

Хочется надеяться, что предлагаемые вниманию читателя материалы достойно представляют спектр направлений и уровень научных разработок, поддерживаемых и развиваемых в нашем Университете.

Проректор СПбГУ ИТМО, д.т.н., профессор

В.О. Никифоров

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОСКОГО И НЕУСТОЙЧИВОГО РЕЗОНАТОРА ТВЕРДОТЕЛЬНОГО МОНОИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА С ДИНАМИЧЕСКИМ ГРАДИЕНТНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ В.В. Назаров, С.Е. Парахуда, В.Ю. Храмов

Проведены численные исследования пространственно-энергетических характеристик излучения, полученного в неустойчивом резонаторе моноимпульсного лазера с динамическим градиентным отражателем (ДГО), построенным на основе модифицированного интерференционного отражателя, в конструкции которого использован НПВО-модулятор. Наибольшее значение яркости выходного излучения достигнуто в неустойчивом резонаторе с коэффициентом увеличения 1.2 и коэффициентом усиления слабого сигнала ~10.

Введение

При создании твердотельных лазеров с высокими яркостными характеристиками генерируемого излучения широкое распространение получили градиентные зеркала [1–3]. Использование градиентных зеркал в резонаторах твердотельных лазеров позволяет увеличить яркость генерируемого излучения за счет существенного уменьшения расходимости при незначительном снижении выходной энергии генерации [4]. Одним из возможных вариантов увеличения коэффициента заполнения активной среды при условии сохранения высоких пространственных характеристик генерируемого излучения. может быть применение в резонаторе лазера динамического градиентного отражателя (ДГО), у которого пространственное распределение оптических характеристик изменяется в течение импульса генерации [5].

Пространственно-временные характеристики динамического градиентного отражателя

Возможность применения ДГО в плоском и неустойчивом резонаторах твердотельных лазеров основана на использовании пространственно-временной зависимости коэффициента пропускания НПВО-модулятора, входящего в состав конструкции ДГО. Известно, что в процессе переключения этих модуляторов величина зазора между рабочими поверхностями является функцией не только времени, но и координат [5].

В простейшем случае изменение величины зазора *d* можно представить в виде параболической зависимости [6]:

 $d(t,r)=b(t)(-r^2/r_{max}^2+1).$

(1)

Здесь r_{max} определяет максимальный поперечный пространственный размер апертуры модулятора, обусловленный конструктивными особенностями, b(t) – величина зазора в центре апертуры модулятора. Зависимость b(t) в течение небольшого промежутка времени можно аппроксимировать линейной зависимостью

 $b(t)=d_o+v_ot$.

(2)

Параметр d_o определяет начальную величину зазора в центре апертуры, а параметр v_o – скорость изменения величины зазора. Отметим, что v_o может принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Представляет интерес рассмотреть применение ДГО в качестве полностью отражающего зеркала в резонаторе твердотельного лазера. Схема резонатора с ДГО изображена на рис. 1. Похожая схема отражателя предложена ранее в качестве устройства, сочетающего свойства модулятора и полностью отражающего зеркала, обеспечивающего неразъюстируемость резонатора [7].



Рис 1. Схема резонатора с ДГО: 1 – НПВО-модулятор, 2, 3, 4 – поворотные 100% зеркала, 5 – активный элемент, 6 – диафрагма, 7 – выходное зеркало

Нетрудно показать, что эффективный коэффициент отражения R_{eff} , связывающий интенсивности падающей на отражатель I_{in} и отраженной обратно в резонатор I_{out} волн, зависит от коэффициента пропускания модулятора T следующим образом [6]:

 $R_{eff}=I_{in}/I_{out}=4T(1-T).$ (3) Из (3) следует, что максимальное значение $R_{eff}=1$ достигается при T=0.5. Пространственно-временные характеристики интерференционного отражателя с НПВОмодулятором были рассчитаны на основании выражений (1)–(3) при использовании значений $d_o=d_{max}=\lambda/2$, $V_o=d_o/t_{sw}$, где λ – длина волны генерации, t_{sw} – время переключения модулятора. При проведении расчетов были использованы данные, устанавливающие зависимость коэффициента пропускания T от величины зазора между пластинами модулятора d [5].

Анализ полученных результатов показал, что в процессе переключения модулятора радиальная зависимость коэффициента отражения изменяется от квазигауссовой до зависимости, имеющей минимум коэффициента отражения в центре апертуры.

Результаты численного моделирования плоского и неустойчивого резонаторов с ДГО

Для исследования влияния характеристик интерференционного отражателя с НПВО-модулятором на пространственно-энергетические характеристики лазерного излучения была создана модель твердотельного моноимпульсного лазера с ДГО, учитывающая процессы усиления излучения в активной среде, а также процессы дифракции при распространении излучения в резонаторе лазера. Ранее похожая методика была использована нами при моделировании лазерных резонаторов с градиентными элементами [4, 8].

На основе разработанной математической модели резонатора с ДГО проведено численное исследование пространственно-энергетических характеристик излучения моноимпульсной генерации, полученной в плоском и неустойчивом резонаторах при различных значениях коэффициента усиления в активном элементе. Значения энергии генерации, расходимости, диаметра пучка излучения на выходе лазера были получены при изменении числа Френеля F_n в диапазоне от 2 до 16 и при значениях апертурного фактора $F_{ap} = 0.4, 0.6, 0.8$, который мы определили как $F_{ap} = D_{ap}/D_{max}$, (D_{max} – диаметр

апертуры модулятора, D_{ap} – диаметр апертуры активного элемента). Выбор диапазона значений чисел Френеля и коэффициента усиления активной среды $g_0 = 7$, 10, 14 был обусловлен характером результатов, полученных при моделировании плоского резонатора [6]. Эти характеристики были использованы для оценки яркости пучка излучения генерации, которая оценена по формуле:

$$B \sim \frac{E}{\theta^2 d^2} \,, \tag{4}$$

где *E*, θ , *d* – энергия моноимпульса, расходимость и диаметр пучка излучения, соответственно. Наиболее высокие значения яркости излучения можно ожидать для чисел Френеля в диапазоне 2–16 при $k_{amp}>7$ [6]. На основании полученных данных было проведено сравнение яркости излучения моноимпульса, полученного в плоском резонаторе и неустойчивом резонаторе с коэффициентами увеличения *M*=1.2 и *M*=1.5. Анализ полученных результатов показал, что яркость излучения генерации существенным образом зависит как от числа Френеля F_n , которое определяется апертурой активного элемента, установленного в резонаторе, и в ходе проведения расчетов изменялось в пределах 2–16, так и от значений апертурного фактора F_{ap} . Помимо перечисленных выше параметров, произведено изменение коэффициента отражения выходного зеркала для получения оптимальных значений выходных характеристик излучения генерации.

В ходе проведения исследований было установлено, что при увеличении F_n от 2 до 16 энергия генерации возрастает незначительно (на 10–20%). При увеличении коэффициента M и значений F_{ap} энергия генерации существенно падает, что можно объяснить возрастанием потерь в резонаторе. Размер пучка на выходе резонатора практически не зависит от значения F_n и увеличивается на ~10% при изменении g_0 от 7 до 14 и уменьшении F_{ap} от 0.8 до 0.4. Диаметр пучка излучения на выходе неустойчивого резонатора увеличивается по сравнению с диаметром пучка в плоском резонаторе на ~10–15%.

При увеличении значения F_n расходимость возрастает в ~1.8 раз для плоского резонатора, в 1.5 и 1.3 раза для неустойчивого резонатора с M=1.2 и M=1.5, соответственно. В плоском резонаторе при значениях $g_0=10$ и $g_0=14$ расходимость выше в 1.1 и 1.3 раза, чем при $g_0=7$, это соотношение справедливо при всех значениях параметра F_{ap} .



Рис. 2 Зависимость яркости пучка излучения *B* от числа Френеля *F*_n при коэффициенте усиления активной среды *g*₀=7 для плоского резонатора (сплошная линия), неустойчивого с коэффициентами увеличения *M*=1.2 (штриховая линия) и *M*=1.5 (штрих-пунктир) и значениях апертурного фактора *F*_{ap} =0.4 (кривые 1,2,3), 0.6 (кривые 1',2',3'), 0.8 (кривые 1",2",3")



Рис. 3. Зависимость яркости пучка излучения *B* от числа Френеля F_n при коэффициенте усиления активной среды $g_0=10$ для плоского резонатора (сплошная линия), неустойчивого с коэффициентами увеличения *M*=1.2 (штриховая линия) и *M*=1.5 (штрихпунктир) и значениях апертурного фактора F_{ap} =0.4 (кривые 1,2,3), 0.6 (кривые 1',2',3'), 0.8 (кривые 1",2",3")



Рис. 4. Зависимость яркости пучка излучения *B* от числа Френеля F_n при коэффициенте усиления активной среды $g_0=14$ для плоского резонатора (сплошная линия), неустойчивого с коэффициентами увеличения M=1.2 (штриховая линия) и M=1.5 (штрихпунктир) и значениях апертурного фактора $F_{ap}=0.4$ (кривые 1,2,3), 0.6 (кривые 1',2',3'), 0.8 (кривые 1",2",3")

В неустойчивом резонаторе с коэффициентом увеличения M=1,2 при $g_0=7$ и $g_0=10$ расходимость на 10–20% меньше, чем для плоского резонатора, причем максимальное значение достигается при $F_{ap} = 0.4$. При $g_0=14$ расходимость практически такая же, как и в плоском резонаторе. В резонаторе с M=1.5 при $g_0=10$ и 14 расходимость уменьшается по сравнению с вариантом плоского резонатора примерно на 10, 25 и 30% для значений $F_{ap}=0.4, 0.6, 0.8$, соответственно. Для значения $g_0=7$ уменьшение расходимости составляет около 20% при всех значениях F_{ap} .

На рис 2–4 приведены рассчитанные при помощи соотношения (5) значения яркости излучения моноимпульса, полученного в резонаторах различных типов для ряда

значений $g_0=7$, 10, 14. В качестве единицы измерения выбрано максимальное значение яркости излучения B_{0m} , полученное в плоском резонаторе при $F_{ap} = 0.4$ и $F_n = 2.5$.При $g_0=7$ яркость излучения резонатора с M = 1.2 уменьшается по сравнению с плоским резонатором на 10–15% и на 30% при $F_{ap} = 0.6$, 0.8 и $F_{ap} = 0.4$. Для M = 1.5 уменьшение яркости находится в пределах 30–40% для $F_{ap} = 0.8$, 0.6 и составляет более чем 50% для $F_{ap} = 0.4$, что можно объяснить как снижением энергии генерации, так и увеличением расходимости.

При увеличении коэффициента усиления до 10 наблюдается увеличение яркости на 10% для значения M=1.2. Яркость, полученная при M=1.5, уменьшается на 50 и 30% для значений $F_{ap} = 0.4$, 0.6, соответственно. При увеличении g_0 до 14 яркость излучения в плоском резонаторе снижается на 15%, а в резонаторах с M=1.2 и M=1.5 – более чем на 20%.

Заключение

1. Разработана численная модель резонатора моноимпульсного лазера с динамическим градиентным отражателем, построенным на основе модифицированного интерференционного отражателя, в конструкции которого использован НПВО-модулятор.

2. Яркость излучения генерации моноимпульса существенным образом зависит как от числа Френеля F_n , которое определяется апертурой активного элемента, установленного в резонаторе, так и значения апертурного фактора F_{ap} , равного отношению диаметра апертуры активного элемента к диаметру апертуры модулятора.

3. Наибольшее абсолютное значение яркости достигается в резонаторе с коэффициентом увеличения M = 1.2 при коэффициенте усиления активной среды 10 и значении апертурного фактора 0.6.

Литература

1. De Silvestri S., Laporta P., Magni V., Svelto O.// Opt. Commun. 1988.V.67. №3. P.229–232.

2. De Silvestri S., Magni V., Taccheo S., Valentini G. // Opt. Lett. 1991. V. 16. №9. P. 642–644.

3. Bostanjoglo G., Weber H. // Laser und Optoelektronik. 1996. V. 28. №4. P. 51–61.

4. Аладов А.В., Беззубик В.В, Белашенков Н.Р и др. // Изв. вузов. Приборостроение. 1998. №3. Т.41. С.53–57.

5. Харрик М. Спектроскопия внутреннего отражения. М.: Мир, 1970. 336 с.

6. Назаров В.В., Парахуда С.Е., Храмов В.Ю. Особенности использования динамического градиентного отражателя в резонаторе твердотельного моноимпульсного лазера // Изв. вузов. Приборостроение. 2005. Т.48. №1. С.49–53.

7. Парахуда С.Е., Корчагин А.А. Устройство для модуляции добротности резонатора. Патент RU №2022433 H 01 S3/10 от 30.10.99.

8. Vyacheslav B. Karasev, Vyacheslav V. Nazarov, Eduard S. Putilin, Pavel N. Fimin, and Valery Yu. Khramov // Proceedings of SPIE. 2001. V.4353. P.51–58.

ЛАЗЕР–КИСЛОТНЫЙ СПОСОБ УДАЛЕНИЯ ЭМАЛИ ЗУБА ЧЕЛОВЕКА А.В. Беликов, А.В. Скрипник

Сообщается о первых результатах применения нового комбинированного способа деструкции композитных материалов при их совместной обработке лазерным излучением и водным раствором кислоты. Исследована его эффективность на примере обработки эмали зуба человека *in vitro*. Показано, что эффективность лазер-кислотного способа удаления эмали более чем в три раза превышает эффективность удаления эмали по сравнению с только лазерным излучением.

Введение

Уникальные физико-механические и химические свойства композитных материалов зачастую требуют специальных способов их обработки, а непрерывно возрастающие требования к точности, скорости и эффективности такого процесса диктуют необходимость создания новых обрабатывающих технологий. Обычно выбор способа обработки композитных материалов искусственного происхождения обусловлен только техническими требованиями к конечному продукту, деструкция же биологических композитных материалов (особенно в медицине) практически всегда сопряжена с дополнительным риском и ограничениями.

Композитные материалы – это материалы, состоящие из двух и более компонентов и связующей их матрицы, причем компоненты композитов не должны растворяться или иным способом поглощать друг друга [1]. Как правило, свойства композитных материалов нельзя определить только по свойствам конкретных компонентов без учета их взаимодействия [2].

Композитные материалы классифицируют по следующим основным признакам: материалу матрицы и армирующих элементов, геометрии компонентов, их структуре и расположению, а также методу получения. И хотя в литературе обычно упоминаются искусственные или синтезированные композиты, однако понятие композитного материала в широком смысле, безусловно, включает и природные материалы. К таким «естественным» композиционным материалам можно отнести зуб человека. Основными твердыми тканями зуба являются эмаль и дентин. Они имеют сложную микроструктуру. Эмаль – это наиболее твердая ткань человеческого организма. Основным ее структурным элементом являются эмалевые призмы (армирующий элемент), направленные от дентина корня к поверхности коронки зуба. Эмалевые призмы имеют жесткую кристаллическую структуру. Органические вещества и вода составляют лишь небольшую ее часть, а именно ~5–5.5%. Между эмалевыми призмами находятся межпризменные пространства, заполненные неупорядоченными кристаллами гидроксилапатита (матрица) [3].

Современные технологии обработки зуба, прежде всего, сталкиваются с проблемой эффективного и безболезненного разрушения эмали, защищающей все прочие структуры зуба от внешнего воздействия. В настоящее время наиболее перспективной технологией обработки эмали является лазерная, основное преимущество которой заключается в том, что воздействие на зуб производится практически безболезненно для пациента [6]. Среди основных способов лазерной обработки твердых зубных тканей можно выделить два. Идея первого способа заключается в воздействии лазерного излучения на белковые органические компоненты зуба, пик поглощения которых лежит в ультрафиолетовой и синей областях оптического диапазона длин волн. Для этого используют излучение гармоник, например, неодимового лазера и излучение эксимерных лазеров [7]. Известно, что в состав дентина входит много белка, в то время как в эмали присутствует лишь небольшое его количество. Поэтому при воздействии на такую ткань лазерный способ малоэффективен. Второй способ обработки состоит в воздействии лазерным излучением на другие компоненты зуба, а именно на гидроксилапатит $Ca_{12}[PO_4]_3(OH)_2$ и воду. Гидроксилапатит – это основной компонент в эмали и дентине, пики поглощения которого лежат в диапазоне 2–10 мкм [8], поэтому для его эффективного удаления хорошо подходит излучение тулиевого (λ =1.96 мкм), гольмиевого (λ =2.12 мкм) и эрбиевого (λ =2.94 мкм) лазеров, воздействующее на ОН–группу гидроксилапатита и воду, а также излучение CO₂–лазера (λ =9–11 мкм), которое активно поглощается РО–группами гидроксилапатита и водой. Все это позволяет с успехом использовать лазерный способ для обработки твердых тканей зуба [9].

Наиболее удачным лазером для обработки эмали следует считать Er:YAG лазер (λ =2.94мкм) [10]. Воздействие его излучения приводит к сильному локальному нагреву воды, присутствующей в эмали, что вызывает появление микровзрывов. Фрагменты эмали удаляются из кратера высоким давлением, вызванным перегретым паром. Одна-ко, несмотря на положительный в целом эффект применения лазеров в стоматологии, скорость удаления эмали при лазерной технологии практически в два раза уступает традиционным механическим [11]. В этой связи поиск новых путей, позволяющих увеличить эффективность удаления эмали лазерным излучением, остается достаточно актуальным.

В 2001 году появились первые сообщения о возможности использования кинетической энергии продуктов лазерной абляции совместно с лазерной обработкой эмали [12]. Отмечено, что дополнительное внесение в зону лазерного воздействия твердых частиц сапфира позволяет в значительной мере увеличить эффективность обработки эмали. Однако использование абразива требует специальных устройств для его эвакуации и защиты окружающих тканей от разрушительного действия частиц, что существенно усложняет процедуру.

Авторы настоящей работы предлагают увеличить эффективность разрушения эмали зуба человека излучением Er:YAG лазера за счет предварительной (или одновременной с лазерной) химической обработки эмали. Химическая обработка предполагает использование водного раствора пищевой кислоты с оптимальными значениями рН и температуры для ослабления связей между элементами композита (эмали), а именно: для разрушения межпризменных пространств (матрицы) с частичной деградацией эмалевых призм. В работе мы оценили скорость химической модификации, влияние глубины химически модифицированного слоя в эмали на порог ее лазерного разрушения, исследовали эффективность лазерного удаления интактной и химически модифицированной зубной ткани.

Материал и метод. Описание результатов

В качестве химического реагента мы использовали водный раствор пищевой лимонной кислоты с pH= 3.2 ± 0.2 при температуре ~ $+4^{\circ}$ C. Для определения глубины химической модификации эмали после завершения кислотного воздействия делался шлиф зоны обработки (поперек поверхности), по которому под микроскопом проводилась оценка глубины модифицированного слоя. Типичные зависимости глубины химически модифицированного слоя от продолжительности воздействия кислотного реагента на эмаль зуба представлены на рис. 1. Видно, что с течением времени водный раствор кислоты все глубже и глубже внедряется под поверхность эмали. При этом на начальном этапе (до трех суток) скорость модификации была ниже, чем при более долгих сроках кислотного воздействия. Этот факт может быть связан с тем, что вначале действию кислоты подвергается наиболее прочный наружный слой эмали, содержащий фтор (типичная толщина слоя ~10 мкм). После же его видоизменения кислота начинает действовать на менее прочные глубинные слои ткани, скорость модификации возрастает, причем, достигнув определенного значения, далее практически не меняется.



Рис.1. Зависимость глубины модифицированного слоя в эмали от продолжительности кислотного воздействия

В экспериментах по измерению порога лазерного разрушения мы использовали свежеэкстрагированные интактные зубы человека. Поверхностный слой эмали на половине интактной коронки был химически модифицирован под действием водного раствора пищевой лимонной кислоты с pH=3.2±0.2 при температуре ~+4°C. Далее мы измерили порог лазерного разрушения как минимальную плотность энергии излучения Er:YAG лазера, под действием которой на поверхности зубной ткани начинают происходить видимые изменения. Взаимосвязь между порогом лазерного разрушения эмали и глубиной модифицированного слоя представлена на рис. 2. Видно, что величина порога лазерного разрушения кислотно-модифицированной ткани ниже, чем у интактной. Так, например, для трехсотмикронного слоя значение порога снизилось практически в 1.5 раза.



Рис.2. Зависимость порога лазерного разрушения эмали от глубины модифицированного слоя

В экспериментах по исследованию эффективности удаления эмали мы также использовали свежеэкстрагированные интактные зубы человека. Поверхностный слой эмали на половине интактной коронки был химически модифицирован под действием водного раствора пищевой лимонной кислоты на глубину ~300 мкм. После модификации образцы были помещены в дистиллированную воду и при температуре ~+4°C хранились в темном месте вплоть до экспериментов, но не более 4 суток. В экспериментах модифицированные образцы подразделялись на две группы. В первой группе образец до лазерной обработки в течение суток хранился на открытом воздухе, а во второй группе – извлекался из дистиллированной воды непосредственно перед началом лазерного воздействия. Таким образом, к моменту лазерного облучения образцы первой группы содержали в пористом модифицированном слое предположительно меньшее количество воды, чем образцы второй группы. Эффективность удаления эмали определена как отношение значения удаленного объема эмали к величине затраченной на это суммарной лазерной энергии. Лазерная обработка проведена при следующих параметрах излучения: λ =2.94 мкм, τ =(200±20) мкс по полувысоте, *f*=1 Гц, неконтактный режим, энергия лазерного импульса непосредственно на объекте – порядка 0.05 Дж, диаметр светового пятна на поверхности объекта – (515±60) мкм (по уровню 0.9 интенсивности).

Рис. 3 иллюстрирует типичный внешний вид полученных в эксперименте кратеров (поперечный разрез). Эффективность удаления интактной и модифицированной эмали излучением субмиллисекундного Er:YAG лазера от количества импульсов излучения приведена на рис. 4. Видно, что для первого лазерного импульса эффективность удаления модифицированного водным раствором пищевой лимонной кислоты слоя эмали выше эффективности удаления интактной эмали в среднем в 3.5 раза. Очевиден факт влияния содержания в модифицированном слое воды на величину эффективности удаления. Так, эффективность удаления эмали для образцов второй группы (облучаемых сразу после их извлечения из емкости с дистиллированной водой) более чем в 1.5 раза выше эффективности удаления эмали для образцов первой группы. С увеличением числа импульсов излучения эффективность удаления падает для всех образцов, что может быть связано с увеличением глубины кратера при практически постоянном его диаметре. Рост же глубины за счет удаления плоскости дна кратера от плоскости фокусировки лазерного пятна приводит к снижению плотности энергии излучения.



Рис.3. Иллюстрация типичного внешнего вида получаемых в эксперименте кратеров в зависимости от состояния эмали: (a) – интактная ткань;

(б) – образец из первой группы, (в) – образец из второй группы.



Заключение

В работе показано, что предлагаемый нами лазер-кислотный способ позволяет значительно интенсифицировать процесс обработки зубной эмали, а именно, более чем в три раза повысить эффективность удаления эмали субмиллисекундным излучением Er:YAG лазера по сравнению с просто лазерной обработкой при аналогичных характеристиках.

Литература

- 1. Справочник по композитным материалам / Под ред. Дж. Любина. М.: Машиностроение, Т. 1, 1987.
- 2. Вишняков Л.Р., Грудина Т.В., Кадыров В.Х. и др. Композиционные материалы: Справочник. Киев: Наукова думка. Институт проблем материаловедения, 1985.
- 3. Грошиков М.И. Профилактика и лечение кариеса зубов. М.: Медицина, 1980.
- 4. Справочник стоматолога. М.: Медицина, 1993.
- 5. Nielsen A. Ultrasonic dental cutting instrument // I-II. JADA. 1955. Vol. 50. № 4. P. 392–399.
- 6. Goldman L., Gray J.A., Goldman J., Goldman B., Meyer R. Effects of laser impact on teeth // JADA. 1965. Vol. 70. P. 601–606.
- Lustman J., Ulmansky M., Fuxbrunner A., Lewis A. 193 nm excimer laser ablation of bone // Lasers Surg. Med. 1991. Vol. 11. P. 51–57.
- 8. Koort Hans J., Frentzen Matthias YAG-lasers in Restorative Dentistry. A histological investigation // SPIE. 1991. Vol. 1643. P. 403-405.
- 9. Keller U. Lasers in dentistry. Future trends in biomedical applications of lasers // SPIE. 1991. Vol. 1424. P. 127–133.
- Walsh J.T., Deutsch T.F. Er:YAG laser ablation of tissue: measurement of ablation rates // Lasers Surg Med. 1989. Vol. 9. P. 327–337.
- 11. Jelinkova H., Dostalova T., Dolezalova L., Krejsa O., Hamal K., Kubelka J., Prochazka S. Comparison of preparation speed of Er:YAG laser and conventional drilling machine // Proc. SPIE Lasers in Dentistry III Vol. 2973, p. 2-10
- 12. Altshuler G.B., Belikov A.V., Sinelnik Y.A. // Lasers in Surgery and Medicine. 2001. Vol. 28. P. 435–444.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ КАК ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА А.А. Андреев, А.В. Кулик, Е.Г. Салль, Р.Л. Сабиров, С.А. Чижов, В.Е. Яшин

Экспериментально измерен коэффициент поглощения лазерной плазмы, образованной при фокусировке мощного лазерного импульса (E=30 мДж, т=0,3 нс) на поверхность плоской оловянной мишени при различных углах падения и поляризациях падающего излучения. Получена диаграмма разлета осколков мишени, подтверждающая наличие «flip-over» эффекта.

Введение

Источники оптического излучения в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ) представляют большой интерес в различных областях науки и техники, таких как спектроскопия, метрология, микроскопия, фотолитография. Применение литографических установок на основе ВУФ источников позволит в ближайшем будущем изготавливать интегральные схемы с характерным размером элементов порядка 40 нм, что приведет к значительному повышению производительности электронных устройств и уменьшению их размеров.

Наибольший интерес представляют источники линейчатого спектра с длиной волны ~13,5 нм, где находится максимум коэффициента отражения многослойных зеркал, поскольку излучение от источника должно быть собрано и направлено на записывающую среду для формирования топологии.

В настоящее время можно выделить следующие виды источников мощного ВУФ излучения: синхротроны, электроразрядные источники и лазерно-плазменные (ЛП) источники. Вследствие больших размеров и высокой стоимости (25 млн. долларов) синхротроны не получили широкого распространения в качестве технологического ВУФ-источника. Электроразрядные источники обладают относительно высоким КПД в сравнении с лазерно-плазменными источниками, однако проигрывают им по ряду важных параметров: частоте следования импульсов, стабильности амплитуды излучения, степени загрязнения оптических элементов и ресурсу непрерывной работы. Поэтому для технологических применений наиболее подходящими могут оказаться лазерно-плазменные источники ВУФ излучения.

В ЛП установках источником ВУФ излучения служит горячая плазма, образующаяся при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения с мишенью. Диапазону 10–15 нм соответствуют излучательные переходы в ионах с низкой степенью ионизации, которая достигается при относительно невысоких интенсивностях лазерного излучения на мишени (около 10^{11} – 10^{13} BT/см²), что соответствует пиковой мощности лазера примерно 10^8 – 10^9 Вт при диаметре фокального пятна 100 мкм. При длительности лазерного импульса 3–10 нс энергия в импульсе равна 0,1–1 Дж.

Очень важным параметром ЛП источников ВУФ излучения является эффективность (или КПД) преобразования лазерного излучения в ВУФ излучение. Под ней принято понимать отношение энергии ВУФ излучения в требуемом спектральном диапазоне, излученной в телесном угле 2π ср, к энергии инициирующего лазерного излучения. У современных ЛП источников эффективность преобразования обычно не превышает 1%, что сильно сдерживает их практическое применение. Поэтому основной задачей, стоящей сейчас перед разработчиками источников ВУФ излучения, является увеличение эффективности ЛП источников. Эта задача решается путем оптимизации параметров как лазерного излучения, так и плазменной мишени.

В работе в качестве мишени использовано олово (Sn). Этот материал является одним из лучших с точки зрения энергетической эффективности преобразования лазерного излучения в ВУФ излучение. Теоретические [1] и экспериментальные [2, 3] иссле-

дования показывают, что энергетический КПД лазерно-плазменных источников на основе олова достигает в настоящее время 2,5–3%.

Задачей данной работы являлось исследование важного с точки зрения повышения эффективности ЛП источника вопроса – поглощения лазерного излучения в плазме при интенсивностях порядка 10^{11} – 10^{13} Вт/см². Подобные исследования [4, 5] проводились ранее, но для больших интенсивностей. Кроме того, была исследована диаграмма направленности разлета осколков плазменной мишени, что является полезным для решения вопросов минимизации загрязнения оптических элементов.

Описание экспериментальной установки

Исследование поглощения лазерного излучения проведено на установке, схема которой приведена на рис.1.



Рис.1. Схема экспериментальной установки.

Для создания необходимого уровня интенсивности излучения на мишени применялся импульсный Nd:YAG лазер, построенный по схеме задающий генератор– усилитель с ВРМБ-компрессией импульса. Он обеспечивал параметры выходного излучения, представленные в таблице.

Таблица

длина волны	1,064 мкм
энергия в импульсе	до 35 мДж
длительность импульса	0,3 нс
расходимость излучения	2,2 дифракционной
модовый состав	TEM ₀₀

Предварительно расширенный лазерный пучок был сфокусирован линзой (F=0,4 м) на поверхность мишени, расположенной в вакуумной камере. Механизм подвижки обеспечивал линейные и угловые перемещения мишени. Получаемая на поверхности мишени интенсивность могла варьироваться в пределах $10^{11}-10^{13}$ BT/cm² путем перемещения линзы. Давление в вакуумной камере составляло примерно 2×10^{-5} мм р.с.

Измерение коэффициента поглощения плазмы

В опыте измерялась энергия $E_{\rm rm}$ на длине волны 1,064 мкм в зеркально отраженной компоненте. Калориметр устанавливался за окнами вакуумной камеры (см. рис.1). Телесный угол измерения составлял 0,055 ср. Для исключения влияния на результаты эксперимента кратеров, образовавшихся в результате лазерной абляции, каждый последующий лазерный импульс фокусировался в новое место мишени. Коэффициент диффузного отражения $\kappa_{\rm rd}$ определялся через отношение пороговой энергии чувствительности калориметра к падающей на мишень энергии E_0 . Значение $\kappa_{\rm rd}$ в опытах принималось равным 0,3. Коэффициент поглощения плазмы $\kappa_{\rm a}$ вычислялся по формуле $\kappa_a = 1 - (\kappa_{\rm rd} + E_{\rm rm} / E_0)$. Графики полученных зависимостей представлены на рис.2.



Рис.2. Графики зависимости коэффициента поглощения плазмы *к*_а от расчетной интенсивности I инициирующего лазерного излучения на поверхности мишени для углов падения 22,5° (вверху) и 45° (внизу) при различных состояниях поляризации

Из графика на рис.2 (вверху) видно, что в случае *P*-поляризации падающего излучения коэффициент поглощения плазмы несколько больше, чем для *S*-поляризации. Это объясняется наличием резонансного поглощения, отсутствующего при *S*-поляризации [6]. Однако это превышение крайне мало, поэтому можно утверждать, что в исследуемом диапазоне интенсивностей преобладает тормозной механизм поглощения лазерного излучения в плазме.

Определение диаграммы направленности разлета продуктов разрушения

Для определения диаграммы направленности разлета продуктов разрушения на расстоянии около 2 см от мишени были установлены пластинки из оргстекла (рис.3).



Рис. 3. Схема эксперимента по изучению характера разлета продуктов разрушения мишени.

После воздействия на мишень из олова 1200 лазерных импульсов на пластинке 2 (рис.3) были обнаружены следы продуктов разрушения материала мишени. Вид распределения этих следов по поверхности пластинки 2 с указанием линейных (в мм) и угловых размеров приведен на рис.4. На пластинках 1 и 3 следы продуктов разрушения обнаружены не были.



Рис. 4. Схематическое изображение распределения продуктов разрушения на поверхности пластинки 2 (слева). Также показаны форма и расположение фокального пятна (справа)

Периферийные области (зоны 1 и 2 рис. 4) представляли собой сплошной тонкий (~ 500 нм), полупрозрачный слой олова с зеркальным отражением. К центру толщина осажденного слоя возрастала. В центральной области (зона 3 рис.4) слой олова был непрозрачным, матовым с выраженными концентрическими кольцами. Был обнаружен «flip-over»' эффект [7] – взаимный поворот на 90° фокального пятна и пятна, образованного осажденными продуктами разрушения материала мишени.

Заключение

В результате проведенной работы было установлено, что коэффициент поглощения лазерной Sn плазмы слабо зависит от интенсивности лазерного излучения и равен примерно 65% в диапазоне интенсивности от 10^{11} до 10^{13} BT/см². Обнаружено значительное превышение тормозного поглощения над резонансным. Была получена диаграмма направленности разлета продуктов разрушения материала мишени. Получены характерные эллипсовидные области осажденного вещества, причем максимум разлета осколков приходился на направление, нормальное к поверхности мишени. Взаимная ориентация области осажденных осколков и пятна фокусировки лазерного излучения подтвердило наличие «flip-over» эффекта.

Литература

- 1. O'Sullivan G., Cummings A., Duffy G., Dunne P., Fitzpatrick A., Hayden P. Optimising an EUV source for 13.5 nm. // Proc. SPIE. 2004. V.5196. P.273–281.
- 2. Jansson P.A.C., Hansson B.A.M., Hemberg O., Otendal M. Liquid-tin-jet laser-plasma extreme ultraviolet generation. // Appl. Phys. Lett., 2004, V.84. № 13. P. 2256–2258.
- Shimada Y., Nishimura H., Hashimoto K., Yamaura M., Shigemori K., Nakai M., Fujioka S. Properties of EUV emissions from laser-produced tin plasmas. // Proc. SPIE. 2004. V.5374. P.912–917.
- 4. Milchberg H.M., Freeman R.R. Light absorption in ultrashort scale length plasmas. J. Opt. Soc. Am. B 1989. V.6. № 7. P.1351–1355.
- 5. Андреев А.А., Баянов В.И., Ваньков А.Б., Чижов С.А., Яшин В.Е. Поглощение лазерного УКИ, генерация рентгеновского излучения и быстрых частиц горячей плотной плазмой. // Квант. Электрон.1996. 23. № 10. С.907–910.
- 6. Мак А.А., Соловьев Н.А. Введение в физику высокотемпературной лазерной плазмы. Л.: Издательство Ленинградского университета, 1991.
- Anisimov S.I., Luk'yanchuk B.S., Luches A. An analytical model for three-dimensional laser plume expansion into vacuum in hydrodynamic regime. // Applied Surface Science 96-98. 1996. P.24-32.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДИНАМИКУ РАЗВИТИЯ КУЛЬТУРЫ *PISUM SATIVUM* L А.Б. Веселовский, А.С. Митрофанов, Н.Н. Бондарев, Т.В. Рожманова

Показана возможность повышения устойчивости к патогену и улучшение различных параметров *Pisum* sativum L после воздействия оптического излучения различных длин волн с разной экспозицией

Введение

Чувствительность к световой энергии – одна из основных характеристик или свойств живых организмов, свет оказывает мощное стимулирующее воздействие на большинство функций организма. Именно это качество света активно используют в светотерапии при лечении различных патологий у человека. В последние годы расширяются исследования по влиянию на рост и развитие растений света различного спектрального состава.

Грибные болезни растений – страшный бич сельского хозяйства во всех странах мира. Так, наиболее распространенным и вредоносным заболеванием овощного гороха (*Pisum sativum* L.) является фузариозное увядание, вызываемое *Fusarium oxysporum* (Schlecht.) [1]. У больных растений отмечаются побурение и загнивание корней у основания стебля, хлороз верхушки или всего растения, бесплодие, увядание и гибель. Патоген хорошо развивается в почве. Он может существовать, не поселяясь на хозяине, расти и размножаться сапрофитно в почве неопределенно долго при наличии достаточной влажности, температуры и органических веществ. В присутствии подходящего растения-хозяина гриб изменяет свой образ жизни на паразитический (факультативный паразит).

При поражении гороха фузариозным увяданием на 55% снижается адсорбирующая поверхность корневой системы. Масса стеблей и корней уменьшается в 1,5–2 раза, количество азотфиксирующих клубеньков в 2,2 раза, масса семян с одного растения – на 1,5–2,5 г, масса 1000 семян – на 56–104 г. Количество белка в семенах снижается на 3-4%, а полевая всхожесть семян – на 40–50%. Все это обусловливает высокую вредоносность фузариоза [3, 4].

Трудность борьбы с фузариозным увяданием гороха объясняется тем, что возбудитель, вызывающий это заболевание, находится в пахотном слое. С годами он накапливается в почве, сохраняя высокую патогенность. В настоящее время существует ряд мероприятий, направленных на снижение вредоносности фузариоза.

Цель и метод исследования

Цель исследований – изучить влияние оптического излучения различных длин волн на рост и развитие растений гороха (*Pisum sativum* L.), а также на степень развития фузариозного увядания (*Fusarium oxysporum* f. *pisi* L.).

В работе использованы семена и растения гороха (сорт Орловчанин). Этот сорт восприимчив к фузариозному увяданию и относится к группе среднеспелых сортов. Семена были разделены на 13 групп по 30 семян в каждой. В качестве источников оптического излучения использованы светодиодные матрицы. Двенадцать групп семян облучались светом разных длин волн: λ =870 нм (инфракрасный); λ =470 нм (синий); λ =625 нм (красный). Плотность мощности для инфракрасного излучения – 100 мВт/см², для синего и красного порядка 4–5 мВт/см². Облучение произведено с экспозицией 60, 120, 180 и 240 мин. Воздействию подвергнуты сухие, покоящиеся семена за 2 недели до посева их в почву. Контрольным образцом служили соответствующие семена без облу-

чения. Через 2 недели после облучения семена высеили в поле на естественном инфекционном фоне. Повторность в варианте – 10 растений. Учитывалась энергия всхожести проростков, интенсивность ростовых процессов, измеряемая по высоте растений, начиная с 5-го дня после появления всходов и через каждые 10 дней до наступления межфазного периода бутонизация – начало цветения. В фазе бутонизации отбирали пробы по 10 растений каждой группы для учета поражения растений фузариозным увяданием (*F. oxysporum* f. pisi), а в фазу созревания анализировали основные хозяйственнополезные признаки по стандартным методикам [5].

Результаты исследований

Энергия всхожести. Образцы, облученные ИК-излучением с экспозицией 180 и 240 минут, не анализировали по данному признаку ввиду механического повреждения проростков (в фазе всходов часть проростков склевали птицы). Снижение энергии всхожести для 120 минут может свидетельствовать об ингибирующем воздействии данного излучения. При воздействии синим светом на семена заметно увеличивается энергия всхожести по сравнению с контрольной группой. Полученные результаты представлены на рис.1.



Рис. 1. Влияние излучения на энергию всхожести семян гороха

После воздействия сиим светом наблюдается снижение энергии всхожести с 86,7% (60 мин, λ =470 нм) до 70% (120 мин, λ =470 нм). Однако эта тенденция при увеличении времени воздействия не сохраняется и в случае 240 минут составляет 76,7%, что на 13,4 % выше, чем у растений контрольного варианта.

При воздействии красным светом спектра с увеличением экспозиции возрастает энергия всхожести. Так, при облучении красным светом 240 мин она составила 93,3%, что на 16,6% выше, чем при 60 мин, и на 30 % выше по сравнению с контролем.

Полученные данные позволяют говорить о том, что обработка светом с длинами волн λ =470 нм и λ =625 нм приводит к стимуляции прорастания. Можно предположить,

что это происходит из-за высвобождения связанных форм гиббереллина у облученных семян различных сельскохозяйственных культур [2].

Интенсивность ростовых процессов. Во время первого замера длина стебля практически у всех образцов не отличается от контроля (кроме 120 мин, λ =470 нм). Во время 2, 3 и 4 замеров у образцов, облученных синим и красным светом, отмечалось позитивное влияние излучения на ростовые процессы – растения в 2 раза выше, чем не облученные (табл. 1). Воздействие инфракрасным светом в течение 180 и 240 минут не оказало влияние на рост растений. Наблюдалось некоторое увеличение длины стебля, начиная с третьего замера в варианте 60 минут ИК воздействия.

Диапазо свето- вого воздейст- вия	Экспо зиция, мин	Замеры				
		NºI	<u>Nº2</u>	<u>№</u> 3	<u>N</u> º4	
Инфракрасный	60	0,8±0,1	3,4±0,3	9,1±0,6*	15,5±1,1*	
-«-	120	0,9±0,1	4,5±0,2*	8,2±0,9*	13,8±1,4	
-«-	180	1,0±0,1	3,1±0,6	5,8±0,5	10,5±0,9	
-«-	240	0,9±0,1	1,6±0,5*	5,2±0,4	9,8±0,7	
Синий	60	0,8±0,1	4,9±0,2	11,3±0,5*	20,3±0,7*	
-«-	120	1,0±0,1*	4,3±0,2*	9,7±0,6*	17,4±1,0*	
-«-	180	0,9±0,1	4,4±0,2*	9,1±0,7*	18,3±0,9*	
	240	0,6±0,1	4,4±0,2*	11,6±0,7*	20,5±1,0*	
Красный	60	0,9±0,1	4,7±0,3*	12,0±0,6*	21,1±1,2*	
	120	0,6±0,1	4,6±0,1*	12,0±0,5*	20,0±1,0*	
	180	0,8±0,1	4,0±0,2*	10,9±0,6*	20,6±0,8*	
	240	1,0±0,1	4,6±0,2*	12,7±0,5*	21,6±0,7*	
без облучения	0	0,7±0,1	2,7±0,2	5,7±0,6*	$10,2\pm1,1$	

*достоверность различия при P<0,05

Таблица 1. Темпы ростового процесса у гороха сорта Орловчанин при воздействии излучеием различных дли волн

Распространенность и степень развития фузариозного увядания. Распространение болезни определяли числом пораженных растений в изучаемой выборке (%). Степень развития болезни определяется формулой:

$$C = \frac{\sum (a \times b) \times 100}{4 \times N}$$

где С – степень развития болезни; $\Sigma(a \times b)$ – сумма произведений числа пораженных растений на соответствующий балл поражения; 4 – наивысший балл поражения; N – общее число растений в образце [5].

Минимальное количество растений с признаками заболевания отмечено при облучении на длине волны λ =870 нм (ИК), а при экспозиции 240 минут больных растений практически не было. При облучении λ =470 нм в течение 60 минут распространенность болезни также незначительна – не более 10%. При увеличении времени воздействия на 1 час резко возрастало количество больных растений – до 44%. Максимальное количество пораженных растений, облученных синим светом, составило 50% (180 мин). При 240-минутном воздействии число больных растений уменьшается (рис.2).



Рис. 2. Распространенность болезни (%) после облучения семян светодиодной матрицей при различном времени экспозиции

При облучении на длине волны λ =625 нм увеличение времени воздействия привело к снижению количества больных растений с 70% (60 мин) до 30% (240 мин), что, в свою очередь, на 14,1 % ниже, чем в необлученной группе.

В степени развития болезни отмечены те же закономерности, что и в ее распространенности. Относительно высокая степень развития болезни отмечена при облучении с λ =625 нм (60 мин) и составила 22,5%, что на 11,4% выше, чем в контрольной группе. Причем преобладали растения с незначительной степенью поражения заболеванием. Поражений, приводящих к гибели растений, не наблюдали (рис.3).



Рис. 3. Степень развития болезни (%) после облучения семян светодиодной матрицей при различном времени экспозиции

Связь режима воздействия с основными хозяйственно-ценными признаками. Во всех режимах инфракрасного воздействия возросло количество продуктивных узлов и количество бобов по сравнению с контрольной группой. В единичных случаях наблюдалось увеличение длины стебля (при облучении в течение 60 мин.), семян в бобе (при ИК облучении в течение 240 минут) и уменьшение числа непродуктивных узлов (при ИК облучении в течение 180 минут). С увеличением длины стебля возросла и его масса в случае 60-минутного облучения семян. Почти во всех вариантах произошло увеличение количества семян с растения и, соответственно, массы семян. Исключение составил вариант инфракрасного воздействия в течение 180 мин.

Растения, выращенные из семян, облученных синим светом в течение 60 мин., по всем изученным хозяйственно-ценным признакам не отличались от контрольной группы. Для остальных вариантов облучения с λ =470нм наблюдалось увеличение числа продуктивных узлов, числа бобов, числа семян с растения, массы стебля и семян, причем в отдельных случаях зарегистрированы значительные различия по сравнению с контрольной группой (в 2–3 раза) (табл.2). Для растений, выращенных из семян, подвергшихся воздействию синего света, число непродуктивных узлов и число семян в бобе не отличались от таковых у контрольной группы растений.

Диапа-	Время	Длина	Количество, шт.			Масса, г			
30н из-	воздей-	стебля, см	непро-	продук-	бобов	семян	семян в	стебля	семян
лучения	ствия,		дук-	тивных		c pac-	бобе		
	МИН		ТИВНЫХ	узлов		тения			
			узлов	5					
Инфра-	60	106,6 ±	8.0 ±	4,9 ±	9.0 ±	27,2 ±	2.9 ± 0.4	8,2 ± 1,1*	8,1 ± 1,5*
красный		5,0*	0,8	0,5*	1,0*	4,9*	, ,	, ,	, ,
	120	$84,8 \pm 6,0$	8,9 ±	4,1 ±	7,1 ±	27,3 ±	$4,1 \pm 0,2$	$4,5 \pm 0,6$	7,4 ± 1,1*
			0,4	0,6*	1,2*	3,9*			
	180	$94,4 \pm 4,2$	7,9 ±	4,1 ±	7,4 ±	24,2 ±	$3,1 \pm 0,3$	$5,9 \pm 1,2$	$6,7 \pm 1,4$
			0,5*	0,5*	1,1*	4,8			
-«-	240	$92,8 \pm 3,6$	9,4 ±	3,9 ±	7,2 ±	32,3 ±	4,6 ±	$6,0 \pm 1,0$	9,1 ± 1,4*
			0,5	0,3*	1,2*	5,6*	0,2*		
Синий	60	$96,3 \pm 4,7$	9,4 ±	$2,9 \pm 0,4$	4,4 ±	19,5 ±	$4,8 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,3$	$5,7 \pm 0,6$
			0,6		0,6	2,3			
-«-	120	104,3 ±	8,8 ±	3,9 ±	6,9 ±	29,4 ±	$4,5 \pm 0,4$	$6,8 \pm 1,0*$	7,5 ± 1,0*
		5,4*	0,4	0,4*	1,1*	4,8*			
-«-	180	109,4 ±	8,2 ±	6,0 ±	$10,5 \pm$	39,0 ±	$3,7 \pm 0,1$	$7,2 \pm 1,0*$	11,7 ± 1,6*
		3,7*	0,8	0,5*	1,2*	5,0*			
	240	107,6 ±	10,9 ±	4,2 ±	8, 7 ±	32,1 ±	$3,9 \pm 0,3$	$8,4 \pm 2,0$	9,1 ± 1,7*
		3,8*	0,7	0,3*	1,7*	5,7*			
Красный	60	$92,4 \pm 6,5$	10,1 ±	$2,7 \pm 0,5$	3,6 ±	9,3 ±	$2,5 \pm 0,5$	$4,8 \pm 1,1$	$3,1 \pm 0,9$
			1,4		0,6	2,6			
	120	110,3 ±	8,5 ±	4,5 ±	8,2 ±	35,0 ±	$4,3 \pm 0,2$	8,5 ± 1,2*	$10,2 \pm 1,3*$
		4,0*	0,3	0,2*	1,0*	4,3*			
	180	$99,5 \pm 4,4*$	8,7 ±	$3,1 \pm 0,4$	5,4 ±	19,3 ±	$3,6 \pm 0,3$	$6,7 \pm 0,7*$	$5,6 \pm 1,0$
			0,9		0,9	3,3			
	240	107,5 ±	8,2 ±	$3,5 \pm 0,3$	4,8 ±	11,7 ±	$2,5 \pm 0,4$	$5,3 \pm 1,1$	$2,5 \pm 0,4$
		5,8*	0,6		0,5	1,5			
Кон-	0	83,1 ± 4,3	9,6 ±	$2,5 \pm 0,4$	3,6 ±	13,4 ±	$3,7 \pm 0,3$	$4,4 \pm 0,5$	3,6 ± 0,9
троль-			0,5		0,7	3,1			
ная									
группа									

достоверно при Р≤0,05

Таблица 2. Влияние воздействия оптического излучения на основные хозяйственно ценные признаки гороха.

Красный свет оказал значительное влияние на увеличение длины стебля, за исключением варианта 60-минутного воздействия, но не привел, однако, к изменению остальных признаков растений, показатели которых не отличались от контрольной группы. Возможно, это связано с высокой распространенностью болезни, которая негативно повлияла на ряд хозяйственных признаков. Лишь в одном варианте (120-минутное воздействие) возросло количество продуктивных узлов, бобов, семян с растения, масса стебля и семян, а также увеличились длина стебля и вегетативная масса растения. Воздействие в течение 240 минут привело только к увеличению длины стебля.

Заключение

Световое облучение семян гороха привело к изменению ряда параметров ростовых процессов, а также повлияло на поражение фузариозным увяданием растений, выращенных из облученных семян.

Выявлено дифференцированное влияние различных диапазонов и времени воздействия на различные признаки растений.

Наиболее высокая энергия всхожести отмечена при облучении красным светом (93,3% при 240 мин).

Наиболее благотворное воздействие по комплексу показателей отмечено для инфракрасного воздействия в течение 240 мин. Не обнаружено больных растений, увеличилось число продуктивных узлов, число бобов, число семян с растения и масса семян.

Наше исследование явилось первым экспериментом по изучению влияния оптического излучения на горох (*Pisum sativum*).

Результаты следует считать предварительными. Однако совершенно очевидно, что следует продолжать исследования в этом направлении.

Литература

- 1. Беседина В.А., Беседин А.Г. Заболевания овощного гороха и получение здорового семенного материала в первичном семеноводстве. // Науч. техн. бюл. ВНИИ растениевод. 1992. № 222. С.50–53.
- 2. Инюшин В.М, Ильясов Г.У., Федорова Н.Н. Лазер стимулятор развития сельскохозяйственных культур. Алма-Ата, 1973. С.111.
- 3. Кирик Н.Н., Стеблюк Н.И. Особенности паразитизма возбудителей фузариозной корневой гнили и увядания гороха. // Микология и фитопатология. 1977. Т. 11. № 5. С. 415–421.
- 4. Кузьмина Г.Н. Фузариозное увядание зернобобовых культур в восточном Казахстане и меры борьбы с ним. // Автореф. дисс. ...канд. с.-х. наук: ВИЗР. Л., 1968. 21 с.
- 5. Методические указания по диагностике корневых гнилей зернобобовых культур (горох, вика). Л., 1979. 28 с.

ЭНЕРГОМОНИТОРИНГ И ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЕ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В АСТАТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ И ТЕПЛОМЕРЕ ГАРДОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФИЛЬТРА КАЛМАНА Н.В. Пилипенко, Д.А. Гладских, М.Г. Зеленская

Предложена методология нестационарной теплометрии, основанная на использовании дифференциально-разностных моделей различных типов тепломеров и применении к ним методов пространства состояний. Дан метод оценки точности результатов параметрической идентификации.

Как показано в работах [1,2], решение задачи по восстановлению входящего в тепломер нестационарного теплового потока методом параметрической идентификации

заключается в нахождении оптимальных оценок \vec{Q} некоторого вектора \vec{Q} , представляющего искомую произвольную функцию $q(\tau)$. Выбор формы такого представления назван параметризацией $q(\tau)$ и граничной обратной задачи теплопроводности (O3T) в целом. В качестве способа параметризации $q(\tau)$, исходя из анализа и результатов собственных исследований, предложено использовать В-сплайны первого порядка. Опти-

мальные оценки \vec{Q} вектора \vec{Q} получены путем минимизации по \vec{Q} функции невязки между измеренным и рассчитанным по математической модели теплопереноса в ПТП вектором измерений \vec{Y} . Для минимизации функции невязок предложено использовать алгоритм цифрового фильтра Калмана (ФК).

Такой подход, как показали проведенные нами исследования, оказался эффективным для различных типов и конструкций тепломеров.

В данной работе рассмотрены возможности предлагаемого метода для восстановления нестационарного теплового потока и оценки погрешности с помощью двух типов тепломеров, нашедших широкое использование в промышленности, а именно: тепломер в виде пластины на полупространстве и тепломер с продольным градиентом температур (датчик Гардона). Поскольку подход к решению задачи восстановления искомого потока $q(\tau)$ является общим для обоих типов тепломеров, за исключением некоторых важных особенностей, более подробно изложим методологию для первого типа преобразователя теплового потока (ПТП).

Тепловая модель ПТП первого типа представлена на рис. 1.



Рис. 1. Тепловая модель ПТП: 1 – плоская стенка; 2 – полуограниченное тело

Для восстановления искомого потока $q(\tau)$, поглощаемого ПТП, необходимо измерять температуру поверхности стенки $t_1(\tau)$ и знать теплофизические свойства тел 1 и 2.

Для реализации полупространства примем условие $\delta = \frac{t(x, \tau) - t_0}{t(0, \tau) - t_0} \le 0,01$, где t – темпе-

ратуры; т – время; х – текущая координата.

Данным определением удобно пользоваться, так как глубина прогретой зоны не зависит от величины потока, воздействующего на тепломер, а является функцией теплофизических свойств самого ПТП. Предварительную оценку величины х можно провести по формуле $x = 2.36\sqrt{a \cdot \tau}$ для полупространства, на которое воздействует поток постоянной величины, и $x = 4.61 \cdot \sqrt{\frac{a \cdot T}{\pi}}$, для полупространства, на которое воздействует странства, на которое воздействует поток вует поток, изменяющийся по гармоническому закону [3], где *a* – температуропроводность; τ – время воздействия потока; *T* – период колебаний величины теплового потока.

Для решения задачи воспользуемся дифференциально-разностной моделью (ДРМ) теплопереноса в ПТП, которая в векторно-матричной форме имеет вид [1]

$$\frac{d}{d\tau}\vec{T}(\tau) = F\vec{T}(\tau) + G\vec{U}(\tau), \qquad (1)$$

где \vec{T} и \vec{U} – векторы состояния и управления; F и G – матрицы обратных связей и управления.

При составлении ДРМ толщина Δ элементов полупространства принималась равной $\Delta_{i+1} = \Delta_i 2^m$, где *m*=0.2. Толщины элементов одномерной стенки равны Δ (за исключением первого и последнего элементов, толщины которых равны $\Delta/2$). В модели учитывалось контактное тепловое сопротивление R_k между стенкой и полупространством.

При моделировании нестационарного теплового потока в ПТП и восстановлении входящего в ПТП потока $q(\tau)$ нами рассматривались материалы с различными теплофизическими свойствами и варьировались различные законы изменения потока $q(\tau)$. При этом результаты решения прямой задачи при ступенчатом воздействии, представленные в безразмерном виде, сопоставлялись с результатами, приведенными в [4]. Во всех случаях расхождение не превышало 0,1%.

В процессе исследований ПТП-1 разбивался по толщине на 34 элемента, для каждого из которых записывалось уравнение теплового баланса вида

$$\begin{split} & \overset{\bullet}{t_1} = -2\frac{a_1}{\Delta^2}t_1 + 2\frac{a_1}{\Delta^2}t_2 + 2\frac{b_1}{\Delta}q_1(\tau) \\ & \overset{\bullet}{t_2} = \frac{a_1}{\Delta^2}t_1 - 2\frac{a_1}{\Delta^2}t_2 + \frac{a_1}{\Delta^2}t_3 \\ & \overset{\bullet}{t_i} = \frac{a_1}{\Delta^2}t_{i-1} - 2\frac{a_1}{\Delta^2}t_i + \frac{a_1}{\Delta^2}t_{i+1} \\ & & \\ &$$

$$\dot{t}_{13} = \frac{a_2}{\Delta^2} t_{12} - \frac{a_2}{\Delta^2} (1 + \frac{2}{1 + 2^{02}}) t_{13} + \frac{a_2}{\Delta^2 \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{14} + \frac{a_2}{\Delta^2 \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{14} + \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^2 \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{15} \\ \dot{t}_{14} = \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^3 \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{13} - \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^2 \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} (1 + \frac{1}{2^{02}}) t_{14} + \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^2 \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{15} \\ \dot{t}_{15} = \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^3 \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{14} - \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^3 \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} (1 + \frac{1}{2^{02}}) t_{15} + \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^4 \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{16} \\ \dot{t}_{15} = \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^{-27+2i} \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{i-1} - \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^{-27+2i} \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} (1 + \frac{1}{2^{02}}) t_i + \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^{-26+2i} \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{i+1} \\ \dot{t}_{26} = \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^{-27+2i} \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{23} - \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^{-27+2i} \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{23} + \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^{-26+2i} \left(\frac{1 + 2^{02}}{2}\right)} t_{26} + \frac{a_2}{\Delta^2 \left(2^{02}\right)^{-26+2i$$

$$\dot{t}_{34} = \frac{a_2}{\Delta^2 (2^{0.2})^{41} \left(\frac{1+2^{0.2}}{2}\right)} t_{33} - \frac{a_2}{\Delta^2 (2^{0.2})^{41} \left(\frac{1+2^{0.2}}{2}\right)} t_{34},$$

где $a_1 = \frac{\lambda_1}{c_1 \rho_1}$ – температуропроводность стенки; $a_2 = \frac{\lambda_2}{c_2 \rho_2}$ – температуропроводность

полупространства; $b_1 = \frac{1}{c_1 \rho_1}$.

Для получения оптимальных оценок \vec{Q}_{K} вектора \vec{Q}_{K} использовался рекуррентный алгоритм фильтра Калмана [2]:

$$K_{K+1} = P_K f_{K+1}^{T} (f_{K+1}^{T} P_K H_{K+1}^{T} + R)^{-1} , \qquad (3)$$

$$\vec{Q}_{K+1} = \vec{Q}_K + K_{K+1} [\vec{Y}_{K+1} - \vec{Y}_{K+1} (\vec{Q}_K)] , \qquad (4)$$

$$P_{K+1} = P_K - K_{K+1} H_K P_K , (5)$$

где $\vec{Y}_{K+1}(\vec{Q}_K)$ - модельные значения вектора измерений в (k+1)-й момент времени, рассчитываемые по модели ПТП с использованием предыдущей оценки вектора $\hat{\vec{Q}}_K$; P_K , - ковариационные матрицы ошибок оценок вектора параметров для момента времени "k" и "k+1" соответственно; \vec{H}_K - матрица коэффициентов чувствительности, рассчитанная с использованием \vec{Q}_K .

Алгоритм (2–4) позволил, начиная с момента времени k=0, по заданным измерениям \vec{Y}_{k} , k-й оценки $\hat{\vec{Q}}_{k}$ и ее ковариационной матрице P_{k} определить k+1 оценку $\hat{\vec{Q}}_{k+1}$ и ее ковариационную матрицу P_{k+1} и т. д.

Модельные исследования по восстановлению $q(\tau)$ с помощью ПТП-1 проводились для различных материалов тел 1 и 2; с контактными термическими сопротивлениями между телами 1 и 2 и без них; для различных граничных условий и законах изменения искомого потока; с шумами в измерениях ($\sigma = 0,1\div1,5$ ⁰C, σ – среднеквадратичное отклонение).при этом методическая погрешность восстановления потока $q(\tau)$ не превышала 1% при высоком уровне шумов.

Оригинальные результаты получены нами с использованием ПТП-1 при измерениях эффективных температур и коэффициентов теплоотдачи в промышленных печах КС-450, при обжиге дисперсных материалов в псевдоожиженном слое [6].

Несомненный интерес представляет применение изложенной методологии для определения локальных тепловых потоков с помощью тепломеров типа тонкого диска (тепломер Гардона) [5]. Как известно, в отличие от большинства тепломеров с поперечным градиентом температуры, в тепломере Гардона измеряется продольный градиент. Тепловая модель тепломера представлена на рис. 2.



Рис. 2. Тепловая модель тепломера Гардона: 1 – тонкий константановый диск; 2 – медное кольцо

Для восстановления потока $q(\tau)$, аналогично предыдущему, воспользуемся дифференциально-разностной моделью (1), в которой вектор управления $\vec{U}(\tau)$ будет иметь вид

$$\vec{U}_{(2\times1)} = \begin{vmatrix} q_1(\tau) \\ t_k(\tau)/R_k \end{vmatrix},$$
(6)

где $t_k(\tau)$ – температура медного кольца; R_k – термическое сопротивление между диском и кольцом.

Тонкий диск разбиваем на 11 элементов, для каждого из которых записываем уравнение теплового баланса, затем получаем выражения для матриц обратных связей F и управления G. Далее по алгоритму, изложенному в [1], используя оригинальную программу «Heat Stream», решаем прямую и обратную задачи теплопроводности.

Модельные эксперименты проводились по следующим основным направлениям: - получение переходных характеристик ПТП;

- установление реакции ПТП на различные законы изменения входного воздействия;

- влияние изменения температуры кольца на реакцию ПТП;

- влияние шумов в измерениях на погрешность восстановления потока;

- влияние контактного сопротивления между диском и кольцом на температуры элементов;

- получение импульсной переходной матрицы;

- построение совместных доверительных областей искомых параметров.

29

В качестве примера приведем результаты восстановления периодически меняющегося теплового потока при постоянной температуре кольца t_k = const и измерении температуры первого и одиннадцатого блоков с учетом шумов (σ = 0,5 ⁰C) (рис. 3).



Рис. 3. Результаты восстановления теплового потока q(т): а) температуры первого и одиннадцатого блоков; б) 1- эталонный поток; 2 – восстановленный поток.

Как видно из рис. 3, погрешность восстановления потока не превышает 0,1%. Проведенные исследования показали успешное использование методов параметрической идентификации в нестационарной теплометрии.

Литература

- 1. Пилипенко Н.В. Методы параметрической идентификации в нестационарной теплометрии. Часть 1. // Изв. вузов. Приборостроение. 2003. Т.46 №8. С. 50÷54.
- 2. Пилипенко Н.В. Методы параметрической идентификации в нестационарной теплометрии. Часть 2. // Изв. вузов. Приборостроение. 2003. Т.46 №10. С. 67÷71.
- 3. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.487 с.
- 4. Бек Д., Бракуэлл Б., Сент-Клер Ч. Некорректные обратные задачи теплопроводности. М.: Мир, 1989. 312 с.
- 5. Гортышев Ю.Ф. и др. Датчик для измерения локальных тепловых потоков методом тонкого диска. // Приборы и техника эксперимента. №6. 1979. С. 78.
- 6. Пилипенко Н.В. Динамический метод измерения эффективных температур и коэффициентов теплоотдачи в псевдоожиженных слоях. // Приборы. №10. 2004. С. 37÷39.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМБИНИРОВАННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В.П. Афанасев, Е.Б. Дубко, Р.А. Козловский, Н.В. Пилипенко

Предложен метод определения динамических характеристик тепломеров различных типов, в основе которого лежит параметрическая идентификация нестационарных потоков.

В настоящее время интенсивно развиваются методы восстановления полей температур и тепловых потоков по ограниченному числу точек измерений, основанные на закономерностях теплопереноса внутри исследуемого объекта. Помимо самостоятельного интереса – определения поля температуры и ее локальных значений в труднодоступных местах объекта – эти методы помогают в решении других важных задач, а именно: восстановлении теплового потока поглощаемого телом, определении температуры среды или коэффициента теплоотдачи на поверхности объекта. Самостоятельное направление представляют задачи уточнений теплофизических свойств материалов совместно с восстановлением граничных условий.

Указанные задачи характерны для таких технологических процессов, как сжигание низкосортного топлива в псевдоожиженном слое, обжиг и сушка дисперсных материалов, теплообмен на наружном контуре турбинных лопаток авиационных двигателей, а также теплообмен в ударных трубах, каналах и др. Задачи востановления теплофизических свойств объекта расматриваются в энергосберегающих технологиях, например, при определении теплового сопротивления строящихся зданий и сооружений, а также при исследовании различных энергетических установок, топок и камер сгорания.

В связи с этим ниже предложена унифицированная методология определения динамических характеристик различных типов преобразователей теплового потока (ПТП). В качестве объектов исследования выбраны комбинированные ПТП с одномерным полем температуры (рис.1), которые наиболее широко используются в технике. При этом возможна реализация ПТП из материалов с различными теплофизическими свойствами, наличием или отсутствием контакного термического сопротивления R_k , воздушного зазора между элементами ПТП.



Рис.1. Обобщенная модель комбинированного ПТП: 1,2,4 – материалы с различными теплофизическими свойствами; 3 – воздушный зазор

Общность подхода для любых типов ПТП, в том числе и указанных выше, состоит в составлении дифференциально-разностной модели теплопереноса в датчике. Для этого ПТП разбиваем по высоте на *n* блоков с температурами t_1 , t_2 , ... t_n (рис. 2). Средние температуры блоков t_n , отнесенные к их центрам, составляют вектор состояния $\vec{T}(\tau)$. Далее для каждого блока записываем уравнение теплового баланса с учетом различных теплофизических свойств материалов слоев, с наличием или отсутствием контактного термического сопротивления между слоями, воздушного зазора.

В результате теплоперенос в датчике описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка относительно составляющих вектора состояния $\vec{T}(\tau)$, которая в векторно-матричной форме имеет вид [1]:

$$\frac{d\bar{T}(\tau)}{d\tau} = F \cdot \vec{T}(\tau) + G \cdot \vec{U}(\tau) , \qquad (1)$$

где F и G – матрицы обратных связей и управления; \vec{U} – вектор управления.

Общее решение уравнения (1) имеет вид [1]

$$\vec{T}(\tau) = \Phi(\tau, \tau_0) \cdot \vec{T}(\tau_0) + \int_{\tau_0}^{\tau} \Phi(\tau, \Theta) G \vec{U}(\Theta) d\Theta \quad ,$$
⁽²⁾

где $\Phi(\tau, \tau_0)$ – переходная матрица, определяемая по зависимости

$$\Phi = I + F\Delta \tau + \frac{1}{2!}F^2(\Delta \tau)^2 + \frac{1}{3!}F^3(\Delta \tau)^3 + \dots + \frac{1}{p!}F^p(\Delta \tau)^p + \dots, (3)$$

где *I* – единичная матрица. Численное решение уравнения (3), которое используется при расчетах, представим в виде [2]

$$\vec{T}_{k+1} = \Phi \cdot \vec{T}_k + \frac{1}{2} (\mathbf{I} + \Phi) G \vec{U}_k \Delta \tau , \qquad (4)$$

где $\vec{T}_k = \vec{T}(\tau_k), \ \vec{U}_k = \vec{U}(\tau_k), \ \tau_k = k \cdot \Delta \tau, \ k = 0, 1, 2, 3, \dots, \Delta \tau$ – временной шаг.

Информация о количестве измерений, а также сведения о характере и величинах погрешностей отражаются в следующей математической модели измерений [2]:

$$\vec{Y}_k = \mathbf{N} \cdot \vec{T}_k + \vec{\varepsilon} \,, \tag{5}$$

где \vec{Y}_k и $\vec{\epsilon}$ – векторы измерений и погрешностей, N – матрица измерений. По матрице измерений N можно судить о том, какие температуры и в каких точках измеряются в эксперименте.

Таким образом, полная математическая модель датчика как динамической теплоизмерительной системы состоит из моделей теплопереноса (1) и измерений(5).

Для восстановления входного теплового потока $q(\tau)$ решается граничная обратная задача нестационарной теплопроводности (ОЗТ). При этом проводится параметризация задачи, суть которой сводится к представлению теплового потока, идущего через датчик, обобщенным полиномом, неизвестные параметры которого определяются с помощью математической модели и результатов измерений [2]:

$$q(\tau) = \sum_{i=1}^{\prime} q_i \cdot \varphi_i(\tau), \qquad (7)$$

где q_i – неизвестные постоянные параметры, которые должны быть определены в результате решения ОЗТ (i = 1, 2, ..., r); $\varphi_i(\tau)$ – система базисных функций. В данном случае в качестве базисных функций используются В-сплайны первого порядка, описываемые уравнением [2]

$$Sp_{i}^{1}(\tau) = \begin{cases} 1 - |\xi_{i}| npu |\xi_{i}| \le 1\\ 0 npu |\xi_{i}| > 1 \end{cases},$$
(8)

где $\xi_i = \frac{\tau}{\Delta} - i + 1$ - безразмерный аргумент базовой сплайн-функции первого порядка, Δ - участок сплайн-аппроксимации.

В результате параметризации ОЗТ формируется вектор искомых параметров $\vec{Q} = |q_i|_{i=1}^r = const$. Тогда параметрическая идентификация ПТП как метод решения граничной ОЗТ заключается в нахождении его оптимальной оценки δ_k , дающей минимум следующей функции невязок [2]:

$$\Phi(\vec{Q}) = \sum_{k=1}^{n} \left[\vec{Y}_{k} - \vec{Y}_{k}(\vec{Q}_{k}) \right]^{T} \cdot R^{-1} \left[\vec{Y}_{k} - \vec{Y}_{k}(\vec{Q}) \right], \qquad (9)$$

где $\vec{Y}_k(\vec{Q}_k)$ – модельные (расчетные) значения вектора измерений, определяемые по модели (5) ПТП в функции от \vec{Q}_k ; R – ковариационная матрица $\vec{\varepsilon}_k$ с нормальным законом распределения; k – дискретное время, соответствующее определению $\tau_K = k \cdot \Delta \tau$; T – знак транспонирования.

Для получения оптимальных оценок \vec{Q}_k используется рекуррентный алгоритм фильтра Калмана (ФК) [2]. Данный алгоритм для каждого измерения выдает не только саму оценку искомого параметра (теплового потока), но и ковариационную матрицу ошибок, характеризующую точность этой оценки.

$$P_{k+1} = P_k - K_{k+1} \hat{H}_k P_k , \qquad (12)$$

где K_{k+1} – весовая матрица; $f_{k+1}(\vec{Q}_k)$ – модельные значения вектора измерений в (k+1)-й момент времени, рассчитываемые по модели ПТП (5) с использованием предыдущей оценки вектора параметров $\hat{\mathcal{G}}_k$; P_k и P_{k+1} – ковариационные матрицы ошибок оценок вектора параметров для моментов времени k и (k+1) соответственно; f_k - матрица чувствительности, рассчитанная с использованием $\hat{\mathcal{G}}_k$.

Изложенная методология реализована с помощью оригинальной компьютерной программы «Heat Stream», позволяющей решать как прямую, так и обратную задачи теплопроводности и восстанавливать нестационарный тепловой поток, меняющийся по произвольному закону с учетом влияния шумов в измерениях.

Экспериментальные исследования по определению динамических характеристик и восстановлению теплового потока $q(\tau)$ проводились нами для различных случаев, а именно: материалы тел 1,2,4 – сталь 4X13, никель, керамика Al₂O₃; толщины элементов – до 3⁻10⁻³ м; контактные сопротивления $Rk=10^{-3}$ м²К/Вт; толщины воздушных зазоров – до 0.2⁻10⁻³ м; величины шумов в измерениях (среднеквадратичное отклонение) – до 1° С; величины восстановленных потоков – до 10⁶ Вт/м². В качестве примера приведем результаты исследований для двухслойной модели ПТП: λ_1 =31 Вт/мК, a_1 =8⁻10⁻⁶ м²/с, δ_1 =0.002м., λ_2 =20 Вт/мК, a_2 =6.7⁻10⁻⁶ м²/с, δ_2 =0.003м., где λ ,а – тепло- и температуропроводности материалов, δ – толщина элементов ПТП. При этом измерялись температуры поверхностей ПТП $t_1(\tau)$ и $t_{22}(\tau)$. Контактное тепловое сопротивление при измерении температуры равнялось 0.5 °С. Модель двухмерного ПТП представлена на рис. 2.



Рис. 2. Модель двухслойного ПТП: 1 – сталь 4X13; 2 – керамика Al₂O_{3.}

Для решения задачи каждый из слоев разбиваем на 11 элементов, между которыми учитываем контактное сопротивление *Rk*, и составляем уравнение теплопереноса между элементами ПТП:

$$\begin{cases} q_{1}(\tau)S = C_{1}\frac{dt_{1}}{d\tau} + \frac{\lambda S}{\Delta}(t_{1} - t_{2}); \\ \frac{\lambda S}{\Delta}(t_{1} - t_{2}) = C_{2}\frac{dt_{2}}{d\tau} + \frac{\lambda S}{\Delta}(t_{2} - t_{3}); \\ \frac{\lambda S}{\Delta}(t_{2} - t_{3}) = C_{3}\frac{dt_{3}}{d\tau} + \frac{\lambda S}{\Delta}(t_{3} - t_{4}); \\ \dots \\ \frac{\lambda S}{\Delta}(t_{10} - t_{11}) = C_{11}\frac{dt_{11}}{d\tau} + \frac{1}{R_{K}}(t_{11} - t_{12}) \end{cases}$$
(13)
$$\frac{1}{R_{K}}(t_{11} - t_{12}) = C_{12}\cdot\frac{dt_{12}}{d\tau} + \frac{\lambda' S}{\Delta}(t_{12} - t_{13}) \\ \frac{\lambda' S}{\Delta}(t_{12} - t_{13}) = C_{13}\cdot\frac{dt_{13}}{d\tau} + \frac{\lambda' S}{\Delta}(t_{13} - t_{14}) \\ \dots \\ \frac{\lambda' S}{\Delta}(t_{20} - t_{21}) = C_{21}\cdot\frac{dt_{21}}{d\tau} + \frac{\lambda' S}{\Delta}(t_{21} - t_{22}) \\ \frac{\lambda' S}{\Delta}(t_{21} - t_{22}) + q_{2}(\tau)S = C_{22}\cdot\frac{dt_{22}}{d\tau} \end{cases}$$

Составляющие дифференциально-разностной модели (1) для данного ПТП после преобразований уравнения (13) можно записать в виде

Матрица F_{22x22} , характеризующая связи между элементами ПТП, здесь не приведе-

На рисунке 3 и 4 показаны результаты модельных экспериментов при различных законах изменения искомого потока $q(\tau)$.



Рис. 3. Измеренные температуры поверхности ПТП. 1 и 1'– температуры поверхности первого блока; 2 и 2' – температуры на поверхности двадцать второго блока



Рис. 4. Потоки, восстановленные по измеренным температурам поверхности первого блока

Как следует из рис.4, шумы в измерениях температуры существенно влияют на погрешность восстановления искомого потока, в особенности при гармоническом законе изменения температуры.

Как известно, связь всех входов системы со всеми выходами характеризует импульсная переходная матрица [3]. Между импульсной переходной матрицей $\Omega(\tau,\tau_0)$ и переходной матрицей $\Phi(\tau,\tau_0)$ известна связь, а именно [4]

 $\Omega(\tau,\tau_0)=N(\tau) \Phi(\tau,\tau_0) G(\tau_0),$ где $N(\tau)$ – матрица измерений.

36

на.

(15)
В процессе исследований нами были получены значения переходной и импульсной переходной матриц, которые позволили вычислить практически все динамические характеристики исследуемого ПТП. В результате получены практические рекомендации и установлены границы применения различных ПТП.

- 1. Пилипенко Н.В. Методы параметрической идентификации в нестационарной теплометрии (ч. 1) // Изв. вузов. Приборостроение. 2003. Т.46. №8. С. 50–54.
- 2. Пилипенко Н.В. Методы параметрической идентификации в нестационарной теплометрии (ч. 2) // Изв. вузов. Приборостроение. 2003. Т.46 №10. С. 67–71.
- 3. Теория автоматического управления. Часть 1, 2. / Под редакцией акад. А.А. Воронова. М.: Высшая школа, 1986. 367 с.
- 4. Симбирский Д.Ф. Температурная диагностика двигателей. Киев: Техника, 1976. 208с.

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА БОЛЬШЕРАЗМЕРНОЙ АКТИВНОЙ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ В.И. Егоров, А.В. Казак, В.А. Кораблев, Ю.Ю. Попов, И.В. Пугин, А.В. Шарков

В последние годы в технике антенн и радиолокации самого различного назначения и диапазона длин волн дискуссии на тему перспективности электронного или механического сканирования лучом практически завершились в пользу первого способа. Активно ведутся широкомасштабные работы над бортовыми радиолокационными станциями (БРЛС) с активной фазированной антенной решеткой (АФАР), предназначенной для использования в составе перспективных авиационных авиакомплексов [1, 2]. Одной из наиболее важных задач, которые необходимо решать при создании АФАР, является обеспечение нормального теплового режима этого устройства. Сложность задачи определяется высокой плотностью тепловых потоков, превышающих 50000 Bт/м², при сравнительно небольших допустимых перепадах температуры между тепловыделяющими элементами и охлаждающей средой. Анализ теплового режима АФАР показал, что воздушные системы охлаждения не могут решить поставленную задачу. Необходимо рассмотреть и обосновать применение других систем охлаждения: принудительной жидкостной, кондуктивной, естественной испарительной, а также их комбинаций. Для выбора параметров конструкции системы обеспечения теплового режима (СОТР) и её оптимизации необходимо разработать соответствующее программное обеспечение.



Рис. 1. Тепловая модель пластины

Появление высокотеплопроводных материалов (теплопроводностью свыше 500 Вт/м·К), имеющих плотность существенно меньшую, чем у алюминиевых сплавов, определяет целесообразность рассмотрения кондуктивных элементов СОТР АФАР. Типовой элемент такой системы может быть представлен в виде пластины, на

поверхности которой может находиться произвольное количество локальных источников тепла. Пластина определяется своими размерами (длина, ширина, высота), теплопроводностью, удельной теплоемкостью и плотностью. На границах пластины могут быть заданы граничные условия 1-ого, 2-го или 3-го рода (температура, плотность теплового потока, коэффициент теплоотдачи). Источники заданы своими координатами, размерами и плотностью теплового потока (см. рис. 1). Пластина имеет различную теплопроводность вдоль и поперек волокон.

Таким образом, для создания эффективного теплоотвода необходимо рассчитать двухмерное температурное поле параллелепипеда, на поверхности которого может быть задано произвольное количество локальных источников тепла.

Математическая модель анизотропной пластины

Математическая модель состоит из уравнения теплопроводности, граничных и начального условий. Предположим, что плотность и теплоемкость пластины постоянны: $\rho = const$, c = const. Уравнение теплопроводности:

$$c \cdot \rho \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda_X \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_Y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + q_L(x, y) + q_s + \alpha_{\mathcal{Y}} \cdot (T_{\mathcal{Y}} - T),$$

где *с* – удельная теплоемкость, [Дж/кг·К], ρ – плотность, [кг/м³], λ – теплопроводность пластины, [Вт/м·К], $q_L(x, y)$ – плотность мощности локальных источников, [Вт/м³], q_s – мощность, подводимая с передней и задней граней, [Вт/м³], $\alpha_{\mathcal{P}}$ – эф-фективный коэффициент теплоотдачи, [Вт/м³·К], который можно рассчитать по фор-

муле $\alpha_{\mathcal{F}} = \frac{\alpha_{FRONT} + \alpha_{REAR}}{dz}$, $T_{\mathcal{F}}$ – эффективная температура, [K], рассчитывается по формуле, τ – время, с

Граничные условия имеют вид

$$\begin{bmatrix} \mp \lambda_{x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + \alpha_{\text{LEFT,RIGHT}} \cdot (T - T_{\text{LEFT,RIGHT}}) \end{bmatrix} = q_{\text{LEFT,RIGHT}} \\ \begin{bmatrix} \mp \lambda_{y} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} + \alpha_{\text{TOP,BOTTOM}} \cdot (T - T_{\text{TOP,BOTTOM}}) \end{bmatrix} = q_{\text{TOP,BOTTOM}} \end{bmatrix}$$

а начальное условие -

$$T(x, y, \tau)|_{\tau=0} = T_0$$
.

Для решения данной задачи на кафедре теплофизики СПбГИТМО была разработана программа, предназначенная для расчета двухмерного нестационарного температурного поля анизотропной пластины методом конечных разностей по явной схеме [3, 4]. Для построения разностной схемы был использован метод теплового баланса. Программа написана на языке C++ с использованием библиотеки MFC и предназначена для работы в OC Windows 98, Windows 2000 и выше [5]. Внутренние структуры данных организованы с использованием контейнеров и алгоритмов библиотеки STL [6]. Реализация трехмерного графика температурного поля выполнена с использованием графической библиотеки OpenGL [7].

Пример расчета

В качестве примера рассмотрим расчет температурных полей изотропной и анизотропной пластины с одним источником тепла (см. рис. 2). Пластина имеет размеры

190×190 мм и толщину 7 мм. Источник мощностью 120 Вт, шириной 22 мм и высотой 190 мм расположен на расстоянии 30 мм от левого края пластины. Теплоотвод осуществляется с нижнего торца пластины размерами 7×190 мм при коэффициенте теплоотдачи 5000 Вт/м² · К и температуре среды 0°С. Теплопроводность пластины в изотропном варианте равна $\lambda = 540$ Вт/м·К, в анизотропном – $\lambda_x = 54$ Вт/м·К, $\lambda_y = 540$ Вт/м·К. В силу симметрии температурного поля рассматривается одна половина пластины.



Рис. 2. Расчетная область

Результаты расчета температурного поля пластины в анизотропном варианте показаны на рис. 3, а изотропного – на рис. 4.



Рис. 3. Температурное поле анизотропной пластины



Рис. 4. Температурное поле изотропной пластины

Заключение

Разработано программное обеспечение, предназначенное для расчета и выбора параметров элементов кондуктивных систем обеспечения теплового режима приборов и устройств различного назначения. Разработанная программа расчета позволяет оптимизировать расположение тепловыделяющих элементов и выбрать необходимые параметры системы охлаждения с учетом температурной зависимости и анизотропии теплофизических свойств материалов. Анализ результатов расчета показал необходимость учета анизотропии теплопроводности материала, поскольку допущение об изотропности свойств может привести к погрешности расчета температурного поля, достигающей 100%.

- 1. Синани А.И. Высокая техническая эффективность. // Военно-промышленный курьер. 2004.. № 47. С.6.
- 2. Егоров Е.Н., Синани А.И. АФАР шаг на пути к решению задач. // Мир авионики.. 2003. № 5. С. 23–27
- 3. Дульнев Г.Н., Парфенов В.Г., Сигалов А.В. Применение ЭВМ для решения задач теплообмена. М.: Высш. шк., 1990. 207 с.
- 4. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: Учебник для вузов. М.:Энергоиздат, 1981. 416 с.
- 5. Круглински Д., Уингоу С., Шеферд Дж. Программирование на Microsoft Visual С++ 6.0 для профессиналов. СПб: Питер, 2001. 864 с.
- 6. Мейерс С. Эффективное использование STL. Библиотека программиста. СПб: Питер, 2002. 224 с.
- 7. OpenGL. Программирование компьютерной графики. Для профессионалов. СПб.: Питер, 2002. 1088 с.

СИСТЕМА РЕГУЛИРОВАНИЯ РАСХОДА И ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА В ГАЗОАНАЛИЗАТОРЕ Д. С. Макаров

Описана структура системы регулирования температуры и расхода потока жидкости или газа, включающая микропроцессор, реализующий закон регулирования, и управляющую им ЭВМ, контролирующую все параметры процесса.

Введение

В современных технологических процессах и экспериментальных исследованиях требуется регулировать расход и температуру жидкостей и газов на строго определенном уровне, задаваемом управляющей системой, контролирующей весь процесс. Основы проектирования подобных систем описаны в [1]. Вместе с тем, технологическое исполнение и компоновка всей системы зачастую осложняет получение данных с различных контрольных аналоговых датчиков за счет удаленного расположения последних. Электромагнитные помехи (даже метровый кусок прямого провода является хорошей антенной) и тепловые потери в подводящих проводах могут существенно искажать реальные значения параметров, полученных ЭВМ по таким магистралям после выполнения соответствующих аналогово-цифровых преобразований.

Развитие современной элементной базы в совокупности с доступностью и относительной дешевизной микросхем позволяет производить оцифровку сигналов непосредственно в самом датчике, в отличие от традиционных систем сбора данных, когда к ЭВМ подключалась плата преобразователя (например, в стандарте САМАС), а к ней – множество удаленных датчиков. Появление микропроцессорных систем со встроенным АЦП и оперативной памятью, расположенными на одном кристалле, создает базу для дальнейшего развития концепции «преобразование в датчике» и передачи данных в цифровом виде по последовательному или параллельному каналу. Таким образом, часть нагрузки переносится с основной ЭВМ на вспомогательные блоки, упрощается программа управления, повышается точность измерения теплофизических параметров. Также существует принципиальная возможность снижения потребления энергии, так как при нормальном протекании процесса устройство находится в режиме пониженного энергопотребления и возвращается в режим полной работоспособности при наступлении некоторой критической ситуации, к примеру, при возникновении внешнего прерывания от любого из вспомогательных устройство.

Структура системы регулирования

В описываемой системе ЭВМ управляет рядом микропроцессоров, два из которых регулируют расход и температуру жидкости или газа. Так как чаще всего в качестве основного управляющего устройства используют ПЭВМ на базе архитектуры Intel, для передачи данных используют встроенные последовательный (COM) или параллельный (LPT) порты (новейшие стандарты USB или I²C здесь не рассматриваются). Их принципиальное отличие состоит в максимальной скорости передачи данных (очевидно, параллельный – быстрее). В связи с тем, что аналоговые датчики являются достаточно инерционными, а АЦП является интегрирующим, очень высокие скорости передачи данных не требуются, и поэтому был выбран последовательный порт, требующий 3 провода для приема-передачи данных. Стандартом передачи данных через последовательный порт является RS-232 [2, 3], в промышленности используются другие стандарты: RS-422 и RS-485 [4-6]. На рис. 1 приведена осциллограмма передачи символов «АТ» через последовательный порт.

При передаче одного байта фактически передаются 10 бит: стартовый бит + 8 бит данных + стоповый бит. Такая передача данных является асинхронной, она может произойти в любой произвольный момент времени (при условии готовности приемника) и не требует очень точного согласования частотозадающих цепей приемника и передатчика. Возможна также передача 9 бит данных вместо 8, а также дополнительная передача контрольного бита четности на каждый отправленный байт данных.



Рис. 1. Отправка управляющей команды АТ

Практическая реализация

Для решения конкретной задачи стабилизации температуры потока газа на уровне как выше, так и ниже температуры окружающей среды была предложена система, структурная схема которой изображена на рис. 2. 1 и 2 – платиновые датчики температуры, 3 – термоэлектрические микроохладители ТМ. Жидкость протекает через канал 5 в направлении, указанном стрелкой, с переменной во времени скоростью и температурой. Температура входного потока может находиться в диапазоне от -15° C до $+30^{\circ}$ C. Требуется поддерживать температуру потока газа на выходе из канала на уровне, заданном основной ЭВМ, с точностью до 0.5К, требуемая точность также может быть изменена по команде ЭВМ. Так как температура входного потока может быть как выше, так и ниже заданной, по умолчанию применяется реверсивное регулирование (нагревание и охлаждение) при помощи ТМ.

В качестве микропроцессора была выбрана микросхема PIC16F877 производства фирмы Microchip. Эта микросхема имеет встроенный АЦП, аппаратную поддержку RS-232, а также несколько программируемых портов ввода-вывода. Система регулирования температуры, реализованная на указанном микропроцессоре, может применять различные законы регулирования, в частности:

- релейный (двухпозиционный);
- пропорциональный (широтно-импульсная модуляция);
- пропорционально-дифференциальный (ПД);
- пропорционально-интегрально-дифференциальный (ПИД).

Выбор закона регулирования осуществляется посылкой соответствующей команды с ЭВМ в микропроцессор и может быть осуществлен в любой произвольный момент времени.

В системе предусмотрены два датчика температуры, установленные на входе и выходе газового потока. Температура потока на входе используется для компенсации

статической погрешности температуры газа при пропорциональном законе регулирования температуры.

Исполнительное устройство ИУ1 состоит из источника питания термоэлектрических микроохладителей ТМ, мощных реле для коммутации полярности ТМ, электронного ключа, а также схемы защиты от превышения токовой нагрузки и короткого замыкания на выходе. Для повышения срока службы релейных переключателей микропроцессор выполняет переключение полярности только при отсутствии протекающего тока, а также формирует временную задержку, необходимую для полного переключения и прекращения процессов перекоммутации.

Датчик 3 используется в качестве термоанемометра при регулировании расхода газа, и по его показаниям микропроцессор управляет исполнительным устройством ИУ2, включающим в себя систему клапанов и ресивер для управления расходом протекающей жидкости.



Рис. 2. Система регулирования температуры жидкости или газа

В результате создания такой системы регулирования удалось поддерживать температуру газа с точностью ± 0.2 К про колебаниях температуры среды от от -15° С до $+30^{\circ}$ С, а расход газа поддерживался с погрешностью не более 5%.

Заключение

В ходе разработки системы регулирования параметров потока жидкости или газа удалось реализовать двухступенчатую структуру, обеспечивающую эффективную работу газоанализатора и биологического реактора.

- 1. Кондратьев Г. М., Дульнев Г. Н., Платунов Е. С., Ярышев Н. А. Прикладная физика. Теплообмен в приборостроении. СПб: СПбГУ ИТМО, 2003.
- 2. Serial Port Complete, Jan Axelson, 1998.
- 3. Determining Clock Accuracy Requirements for UART Communications; Maxim Integrated Products, Application note 2141,2003.
- 4. RS-422 and RS-485 Application Note, B&B Electronics.
- 5. Selecting and using RS-232 Interface Parts for Your Power Supply Voltages; Maxim Integrated Products, Application note 374,2001.
- 6. Selecting and Using RS-232, RS-422, and RS-485 Serial Data Standards; Maxim Integrated Products, Application note 723,2000.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ ПУЛЬТОВ УПРАВЛЕНИЯ ТЕХНИЧЕСКИМИ СРЕДСТВАМИ КОРАБЛЯ А.Г. Богданов, В.И. Егоров, М.И. Калинина, Н.А. Шарков, Т.Ю. Иванова

В работе рассматривается проблема обеспечения функционирования пультов управления техническими средствами различных корабельных комплексов. Для этого анализируются источники теплоты и способы эффективного отвода тепла от наиболее термочувствительных элементов; проводится оценка влияния боковых перфорационных отверстий, выполненных в виде жалюзи; предлагается методика расчета теплового режима пультов; сопоставляются полученные расчетные и экспериментальные результаты.

Введение

Направления совершенствования современной электронной аппаратуры различного назначения в значительной степени определяются интенсивным внедрением информационных технологий, которые, в свою очередь, вызваны бурным развитием микропроцессорных средств. Микроминиатюризация приводит к повышению удельных мощностей тепловыделений и, следовательно, к повышению рабочих температур. Поэтому обеспечение нормального теплового режима такой аппаратуры по-прежнему является актуальной проблемой, решать которую необходимо еще на стадии проектирования аппарата.

В связи с расширением функций управления и улучшением эксплуатационных показателей, а также повышением требований к эргономическим характеристикам некоторые отечественные предприятия судостроительной промышленности ведут разработки в области создания пультов управления (ПУ) нового поколения. Для обеспечения нормального теплового режима данного электронного устройства используют, в частности, естественное воздушное охлаждение как наиболее простое, надежное и экономичное. Вместе с этим предъявляются повышенные требования по пыле- и влагозащищенности, поэтому при проектировании пультов управления необходимо уделять особое внимание форме и расположению вентиляционных отверстий, что должно быть адекватно учтено при тепловом моделировании.

В связи с этим для данного класса электронных устройств необходимо разрабатывать методику расчета теплового режима, так как имеющаяся литература по тепловым режимам электронной аппаратуры в состоянии ответить лишь на небольшую часть вопросов, выдвигаемых практикой сегодня [1–4].

1. Моделирование теплового режима пульта управления

В работе рассматривается пульт управления, представленный на рис.1, а. В блоке приборном 1 и блоке сигнализации 2 установлены два монитора, на задней поверхности которых имеются радиаторы воздушного охлаждения. На нижнем этаже расположен блок электронных модулей кассетной конструкции 3. На уровне мониторов задней стенке пульта расположены перфорационные отверстия (по 28 штук), выполненные в виде жалюзи. Такие же отверстия имеются и на передней нижней стенке (в количестве 8 штук). Мониторы занимают большую часть лицевой панели корпуса.

Исследуемый пульт управления можно представить в виде системы нескольких областей сложной конфигурации с источниками и стоками теплоты и потоков теплоносителя (воздуха). Полное математическое описание теплового режима такого объекта представляет собой систему дифференциальных уравнений теплопроводности для твердых тел и уравнений энергии для потоков теплоносителя с соответствующими краевыми условиями [1, 2]. Точное решение такой задачи затруднительно, поэтому для определения теплового режима электронных аппаратов применяется метод поэтапного моделирования [4]. Так как наибольший перегрев элементов наблюдается в стационарном режиме, то в работе динамика процесса не рассматривается.

На первом этапе сложные пространственные распределения источников теплоты заменяются более простыми, в форме параллелепипеда. Пространственные распределения величин, описывающих теплообмен на границах областей, заменим их средними значениями. В результате можно получить информацию о средних поверхностных температурах греющих элементов T_{37} , корпуса ПУ T_k и среднюю температуру воздуха внутри аппарата U_i при температуре окружающей среды T_c . Для этого необходимо ввести ряд допущений:

- 1. ПУ условно разделим на 4 этажа (как показано на рис. 1, б);
- 2. средняя по объему температура воздуха на этаже среднее арифметическое между температурами входа на этаж и выхода из него;
- 3. теплообмен между этажами ПУ осуществляется только конвекцией, считая, что связь теплообмена излучением незначительна, и ею можно пренебречь;
- 4. кондуктивные связи элементов с корпусом при анализе процессов переноса тепла учитывать не будем;
- 5. средняя температура воздуха на выходе с одного этажа считается температурой входа для следующего этажа;
- 6. расход воздуха равномерно распределен по объему ПУ.



Рис.1. Общий вид исследуемого пульта управления

Задача определения температурного поля блока кассетной конструкции излагается в [2, 4].

Основное отличие тепловой модели исследуемого пульта от широко применяемых моделей для стоек, на этажах которых расположены модули кассетного типа [3, 4], заключается в том, что тепловыделяющий элемент – монитор – рассеивает тепло как во внешнюю, так и во внутреннюю воздушную среду. Кроме того, этажи имеют различные габариты, и нет упорядоченности в расположении тепловыделяющих модулей по этажам. С учетом принятых допущений математическая модель представляет собой систему алгебраических уравнений теплового баланса для корпуса, тепловыделяющих элементов, воздуха на каждом этаже и для расхода воздуха, протекающего через перфорационные отверстия.

В общем виде составим систему уравнений теплового баланса для: тепловыделяющего элемента

$$P_{\mathfrak{M}i} = \sigma_{\mathfrak{M},ci}^{n+\kappa} (T_{\mathfrak{M}i} - T_c) + \sigma_{\mathfrak{M},ki}^n (T_{\mathfrak{M}i} - T_{ki}) + \sigma_{\mathfrak{M},6i}^k (T_{\mathfrak{M}i} - U_i),$$
(1)

корпуса

$$\sigma_{k,c\,i}^{\scriptscriptstyle n+\kappa}(T_{k\,i}-T_c)+\sigma_{\scriptscriptstyle n,k\,i}^{\scriptscriptstyle n}(T_{\kappa\,i}-T_{\scriptscriptstyle n,i})+\sigma_{k,6\,i}^{\scriptscriptstyle \kappa}(T_{\kappa\,i}-U_i)=0,$$
(2)

воздуха

$$\sigma_{{}_{3\pi,6\,i}}^{\kappa}(T_{{}_{3\pi}}-U_{i})+\sigma_{k,6\,i}^{\kappa}(T_{\kappa\,i}-U_{i})+\Delta P_{i-1}=2\,c_{i}\,G_{i}(U_{i+1}-U_{i}),$$
(3)

расхода воздуха

$$\beta_i \ \rho_i \ g \ h_i (U_i - T_c) = (\xi^{ex} + \xi^{e_{bix}}) + \frac{G_i^2}{2\rho_i \ S_{ome \ i}^2}, \tag{4}$$

где $P_{3,i}$ – мощность тепловыделений на i - om этаже (i = 1, 2, 3, 4), Вт; $\sigma_{3,ci}^{n+\kappa}$, $\sigma_{k,ci}^{n+\kappa}$ – суммарные тепловые проводимости от корпуса и от тепловыделяющего элемента в среду на i - om этаже, Вт/К; $\sigma_{3,n,ki}^{n}$ – лучистая тепловая проводимость между тепловыделяющим элементом на этаже и корпусом ПУ, Вт/К; $\sigma_{3,n,6i}^{k}$, $\sigma_{k,6i}^{\kappa}$ – конвективные тепловые проводимости между элементом и воздухом, между корпусом и воздухом на этаже, Вт/К; ΔP_{i-1} – тепловой поток, перешедший с i - oro этажа, Вт; G_i – массовый расход воздуха на рассматриваемом этаже при его высоте h_i , кг/с; c_i , β_i , ρ_i – теплоемкость (Дж/кг К), коэффициент объемного расширения (1/К) и плотность воздуха на этаже (кг/м³); S_{om6i} – площадь перфорационных отверстий, м²; ξ^{ex} , ξ^{ebx} – коэффициенты гидравлических сопротивлений жалюзийной решетки ПУ на входе и выходе из аппарата, определяются в соответствии с [5]; g – ускорение свободного падения, м/с².

Все тепловые проводимости вычисляются на основе формул вида $\sigma_j = \alpha_j S_j$, где $\alpha_j -$ коэффициент теплоотдачи, соответствующий определенному механизму передачи тепла, Вт/м² К; S_j – площадь поверхности, на которой происходит теплообмен. Для каждого случая расчет коэффициента теплоотдачи осуществлялся на основе зависимостей, приведенных в [1, 3, 6].

2. Используемые методы исследования

По предложенной методике был проведен расчет теплового режима пульта при суммарной мощности тепловыделений 327 Вт, при этом нагрузка на блок нижнего этажа составляет 160 Вт. Температура окружающей среды принималась равной 23 °С. Кроме того, были проведены экспериментальные наблюдения исследуемого пульта управления с помощью автоматизированной системы измерения температур, которая включает в себя: блок компенсации холодных спаев; 15 усилителей с блоком питания; многоканальную 12-битную плату аналого-цифрового преобразователя L-154 фирмы Lcart; программу опроса и регистрации данных.

Для измерения и регистрации температур на кафедре вычислительной техники факультета компьютерных технологий и управления была разработана специальная программа. Программа написана на языке программирования C++ с применением библиотечных модулей фирмы L-Card и работает в операционной среде MS-DOS версии не ниже 6.0. Для установки программы необходим IBM-совместимый компьютер не ниже 486 и не менее 1 Мb пространства на жестком диске. Погрешность измерения при использовании данной автоматизированной системы измерения температур не превышает 1 К. В процессе эксперимента температура окружающей среды изменялась в пределах 22,5–23,5 °C.

3. Результаты проведенных исследований

	Корпус этаж 1	Корпус этаж 2	Корпус этаж 3	Корпус этаж 4	Монитор этаж 3	Монитор этаж 4	Воздух на вых. с этажа 4	Корпус блока на этаже 1
Экспе- римент	24.1	24.2	27.9	34.7	40.3	44.1	43.7	39.0
Расчет	27.2	26.3	31.4	32.1	42.7	43.4	42.1	38.2

Результаты расчета и данные эксперимента приведены в табл. 1 (значения температур указаны в градусах Цельсия).

Таблица 1. Сравнение результатов расчета с данными эксперимента

Из сравнительной таблицы видно, что данные расчета и эксперимента отличаются не более чем на 5 °C, что показывает возможность использования разработанной методики для оценки теплового режима пультов управления в данном конструктивном исполнении. Но из табл. 1 также видно, что расчетные значения температур корпуса и воздуха на четвертом этаже ниже экспериментальных. Поэтому целесообразно провести дополнительные исследования, чтобы определить соответствующие закономерности теплоотдачи конвекцией в этой области пульта. Кроме того, определение потерь давления при гидравлических сопротивлениях через жалюзийную решетку и потери при движении воздуха по высоте пульта рассматриваемой конструкции – самостоятельная задача, требующая также дополнительных исследований.

На основе экспериментов можно также сделать вывод, что через перфорационные отверстия уносится около 30 % выделяющегося тепла.

Заключение

Разработка и создание пультов управления нового поколения показало необходимость разработки методики расчета теплового режима данного класса электронной аппаратуры, учитывающей ее конструктивные особенности. Проведенные экспериментальные исследования и расчеты по новой методике показали, что она может быть положена в основу анализа теплового режима ПУ при условии, что будут проведены дополнительные исследования по определению коэффициентов конвективной теплоотдачи и определению расхода воздуха, протекающего через аппарат.

- 1. Дульнев Г.Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. М.: Высшая школа, 1984. 248 с, ил.
- 2. Дульнев Г.Н., Парфенов В.Г., Сигалов А.В. Методы расчета теплового режима приборов. М.: Радио и связь, 1990. 312с, ил.
- 3. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Энергия, 1968. 360 с, ил.
- 4. Дульнев Г.Н, Тарновский Н.Н. Тепловые режимы электронной аппаратуры. Энергия, 1971.248 с, ил.
- 5. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 558 с, ил.
- 6. Мартыненко О.Г., Соковишин Ю.А. Свободно-конвективный теплообмен: Справочник. Мн: Наука и техника, 1982. 400 с, ил.

РАСЧЕТ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ МОНОБЛОКОВ С ЕСТЕСТВЕННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ В.И. Егоров, К.В. Трушков

Современные технические устройства все более насыщаются радиоэлектронной аппаратурой (РЭА) различного назначения. Вследствие этого они усложняются, число входящих в них элементов увеличивается, совершенствуется элементная база в стремлении снизить габариты и массу аппаратуры.

В настоящее время практически все крупные радиоэлектронные комплексы оборудованы специальными системами терморегулирования. Наибольшее распространение получила РЭА с воздушным охлаждением как наиболее простым и достаточно эффективным типом охлаждения.

В данной работе рассматривается тепловой режим одноблочного прибора. Схематическое изображение одноблочного прибора в обобщенном виде с вертикально ориентированными съемными модулями открытого типа (3), с электрорадиоэлементами (5) и модулями закрытого типа (4) представлено на рис. 1. Модули компонуются в кожухе (1) с помощью направляющих (7), на боковых поверхностях которого может крепиться радиатор (2). В общем случае первый (6) и последний модули прибора имеют контактное соединение с боковыми стенками прибора. Верхняя грань кожуха может иметь гофрированную поверхность (8).



Рис.1 Обобщенный чертеж одноблочного прибора

Выделяющаяся внутри герметичного аппарата тепловая энергия рассеивается конвекцией и излучением с оребренных, гофрированных и плоских поверхностей кожуха. Движение воздуха внутри прибора вызвано разностью температур в нижней и верхней части прибора. Воздух из нижней части прибора поднимается вверх по каналам между модулями. На рис. 2 изображена схема возможного распределения потоков воздуха в герметичном приборе.

При расчете теплового режима герметичных приборов будем использовать метод поэтапного моделирования. На первом этапе определяются средние температуры корпуса, воздуха и нагретой зоны $\overline{T}_k, \overline{U}_g, \overline{T}_{H_3}$ [1]. При этом принимаются следующие допущения:

• источники энергии распределены равномерно по объему нагретой зоны;

- кондуктивные связи нагретой зоны с корпусом через элементы конструкции незначительны, поэтому их не учитываем; считаем, что теплообмен осуществляется только путем конвекции и излучения;
- модули, контактирующие с радиаторами на боковых стенках прибора, не входят в состав нагретой зоны.



Рис. 2 Схема возможного распределения потоков внутри прибора



Рис. 3. Модель аппарата с нагретой зоной: 1 - корпус, 2 - воздушная прослойка, 3 - нагретая зона

Стационарный тепловой режим такой упрощенной модели блока описывается тремя уравнениями теплового баланса:

для нагретой зоны

$$P_{H_3} = \sigma_{3-\kappa}^{\scriptscriptstyle n} \cdot (\overline{T}_{\,\scriptscriptstyle 3} - \overline{T}_{\,\scriptscriptstyle \kappa}) + \sigma_{_{3-\theta}} \cdot (\overline{T}_{\,\scriptscriptstyle 3} - \overline{U}_{\,\scriptscriptstyle \theta}); \qquad (1)$$

для корпуса

$$P_{_{H3}} - 2 \cdot c \cdot G_{\Sigma} \cdot (\overline{U}_{_{\theta}} - U_{_{\theta}}^{_{\theta x}}) = \sigma_{_{\kappa-cp}} \cdot (\overline{T}_{_{\kappa}} - T_{_{cp}}); \qquad (2)$$

для воздуха

$$\sigma_{3-6} \cdot (\overline{T}_{3} - \overline{U}_{6}) + \sigma_{6-\kappa} \cdot (\overline{T}_{\kappa} - \overline{U}_{6}) = 2 \cdot c \cdot G_{\Sigma} \cdot (\overline{U}_{6} - U_{6}^{\mu\kappa}); \qquad (3)$$

для модуля, соединенного с радиатором

$$P_{_{\mathcal{M}}} \cdot (R_{_{\mathcal{K}OHm}} + R_{_{pad}}) = T_{_{\mathcal{M}}} - T_{_{cp}} ; \qquad (3a)$$

для радиатора

$$\sigma_{\text{конт}} \cdot (T_{M} - \overline{T}_{pad}) = \sigma_{pad-c} \cdot (\overline{T}_{pad} - T_{cp}), \qquad (36)$$

причем $\sigma_{pad-cp} = \frac{1}{R_{pad}}$ и $\sigma_{\kappa ohm} = \frac{1}{R_{\kappa ohm}}$.

В данном случае P_{n_3} представляет собой тепловыделения модулей, входящих в состав нагретой зоны, $\sigma_{3-\kappa}^n$ – лучистая тепловая проводимость между нагретой зоной и корпусом, $\sigma_{3-\epsilon}$, $\sigma_{\epsilon-\kappa}$ – конвективные тепловые проводимости между нагретой зоной и воздухом и между воздухом и корпусом, соответственно, $\sigma_{\kappa-cp}$ – суммарная тепловая проводимость от корпуса в среду с температурой T_{cp} , $R_{\kappa ohm}$ и R_{pad} – тепловое сопротивления контакта модуль-радиатор и сопротивление радиатор-среда, \overline{T}_3 , \overline{T}_{κ} и \overline{U}_{ϵ} – температуры нагретой зоны, корпуса и воздуха, T_{m} – температура крайнего модуля, контактирующего с радиатором.

На первом этапе расчета герметичного прибора принимается, что вся мощность, выделяемая крайним модулем, уходит через боковой радиатор.

Детальное описание теплового режима блока на втором этапе предполагает расчет средних температур отдельных модулей и средних температур воздуха в каналах между ними. В этом случае тепловую модель блока представляют в виде системы N параллельных пластин (модулей различной ширины и конструктивного исполнения). Модули нагретой зоны имеют два одинаковых линейных размера — высоту и глубину, толщина модулей и ширина каналов могут быть различными. Также различными могут быть и мощности внутренних источников теплоты в модулях. Кроме того, для описания конструкции задаются высота корпуса, его глубина, степени черноты модулей и корпуса и температура среды, окружающей блок.

Рассмотрим допущения, принятые в данной тепловой модели.

- 1. Реальные модули с элементами заменены гладкими пластинами.
- 2. Источники теплоты на *i* -ом модуле считаются распределенными равномерно по поверхности модуля.
- 3. Температура воздуха при движении по *i* -му каналу нагретой зоны изменяется линейно, т.е.

$$U_{i}(x) = U_{i}^{ex} + 2 \cdot (\overline{U}_{i} - U_{i}^{ex}) \cdot \frac{x}{l_{x}}$$

$$\tag{4}$$

где $\frac{x}{l_{x}}$ - относительная высота канала.

На первом этапе расчета перфорированного блока (рис.5) (снабженного боковыми жалюзи 1) вводятся те же допущения, что и при расчете герметичного блока, и происходит переход к тепловой модели, аналогичной тепловой модели герметичного блока.



Рис. 4. Обобщенный чертеж перфорированного одноблочного прибора

В стационарном режиме принятая нами тепловая модель описывается системой четырех уравнений теплового баланса:

для нагретой зоны

$$P_{\Sigma} = \sigma_{3,\kappa}^{\mathcal{A}} (T_{3} - T_{\kappa}) + \sigma_{3,\theta} (T_{3} - U_{\theta});$$
(5)

для корпуса

$$P_{\Sigma} - 2cG_{\Sigma} \cdot (U_{\mathfrak{s}} - U_{\mathfrak{s}}^{\mathfrak{sx}}) = \sigma_{\kappa, cp} \cdot (T_{\kappa} - T_{cp});$$
(6)

для воздуха

$$\sigma_{3,\mathfrak{g}} \cdot (T_{3} - U_{\mathfrak{g}}) + \sigma_{\mathfrak{g},\kappa} \cdot (T_{\kappa} - U_{\mathfrak{g}}) = 2cG \cdot (U_{\mathfrak{g}} - U_{\mathfrak{g}}^{\mathfrak{g}\kappa});$$

$$\tag{7}$$

для расхода воздуха

$$\beta g \rho h \cdot (U_{e} - T_{cp}) = (\xi^{ex} + \xi^{ebix}) \frac{\rho v_{0}^{2}}{2} + \xi \frac{\rho \overline{v}^{2}}{2}, \qquad (8)$$
$$\overline{v} = \frac{G_{\Sigma}}{\rho S_{\kappa a \mu}}, \ v_{0} = \frac{G_{\Sigma}}{\rho S_{ome}}$$

где с – удельная теплоемкость воздуха, G_{Σ} – массовый расход воздуха; входящего в блок с температурой U_{e}^{ax} , β , ρ – коэффициент объемного расширения и плотность воздуха при температуре U_{e} , ξ^{ax} , ξ^{abix} – коэффициенты местного гидравлического сопротивления перфорированных стенок корпуса, ξ – коэффициент гидравлического сопротивления в канале, $\overline{\upsilon}$, υ_{0} – средняя скорость воздуха в канале и скорость воздуха в отверстиях, $S_{\kappa an}$, S_{ome} – площадь каналов, по которым протекает воздух, и отверстий, соответственно.

Уравнение (8) вытекает из условия равенства перепада давления из-за «самотяги», возникающей при нагреве воздуха в объеме блока, и потерь давления на гидравлическое сопротивление. Коэффициенты гидравлических сопротивлений зависят от скоростей v_0 и \overline{v} и определяются из [2].

Тепловой режим прибора определяется по методике, разработанной на кафедре компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга СПбГУ ИТМО.

На первом этапе рассчитываются значения температур корпуса, нагретой зоны и воздуха для герметичного корпуса с аналогичными размерами. Это делается по изложенной выше схеме для герметичного корпуса.

На втором этапе вводится составляющая, которая, наряду с отводом тепла стенками корпуса Φ_{κ} , учитывала бы также отвод тепла из блока через перфорационные отверстия на боковых стенках $\Delta \Phi$ (проводим мысленную разгерметизацию корпуса), т.е.

 $\Phi = \Phi_{\kappa} + \Delta \Phi .$ ⁽⁹⁾

Тогда появится движение воздуха через аппарат, вызванное разностью температур, следовательно, и давлений внутри и снаружи аппарата. Перепад давлений из-за «самотяги» описывается выражением

$$\Delta P_c = \beta \rho g h (U_s - T_{cp}) \tag{10}$$

где β, ρ - коэффициент объемного расширения и плотность при температуре U_{*e*} для герметичного блока.

Далее, при соблюдении оговоренных ранее допущений, предполагается, что боковое размещение отверстий не позволяет достаточно вентилировать каналы нагретой зоны, следовательно, притекающий воздух оказывает незначительное влияние на процессы теплообмена, происходящие там. Поэтому в этой модели каналы нагретой зоны не учитываются.



Рис. 5. Модель аппарата с боковым размещением отверстий

Таким образом, потери давления на гидравлическое сопротивление определяются из выражения [2]:

$$\Delta P_n = \frac{G_{\Sigma}^2}{2\rho} \left(\frac{\xi^{\epsilon x} + \xi^{\epsilon b \lambda x}}{S_{ome}^2} + \frac{\xi}{S_{\kappa a \mu}^2} \right),\tag{11}$$

где $S_{oms} = m \delta l_{oms}$, $S_{\kappa an} = 2b l_y$, m – число половины отверстий на всем корпусе, l_{oms} – длина отверстий.

На основе найденного значения G_{Σ} находим ту часть тепловой энергии, выделяемой платами, которая уносится через отверстия:

$$\Delta \Phi = 2cG_{\Sigma} (U_s - T_{cp}), \tag{12}$$

и определяем новое значение мощности, рассеиваемой герметичным блоком:

 $\Phi' = P_{\Sigma} - \Delta \Phi \tag{13}$

Находятся новые значения температур корпуса, нагретой зоны и воздуха герметичного РЭА. Процесс продолжается до тех пор, пока расхождение между температурами при итерациях не достигнет заданной величины.

- 1. Дульнев Г.Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре: Учебник для вузов по спец. «Конструир. и произв. радиоаппаратуры». М.: Высш. шк., 1984. 247 с., ил.
- 2. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М., «Машиностроение», 1975. 559 с., ил.

ВЛИЯНИЕ РАЗЪЕМНЫХ СОЕДИНЕНИЙ И КАБЕЛЕЙ НА ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ В.А. Кораблев, В.Ю. Сушко, А.В. Шарков

Представлены методики расчета теплового сопротивления разъемных соединений и многожильных кабелей. Приводится сопоставление результатов расчетов и экспериментов.

Введение

В современной электронике для соединения различных блоков, плат и отдельных деталей применяются разъемы, к которым присоединяются многожильные кабели. Через них могут передаваться тепловые потоки, возникающие из-за разности температур соединяемых элементов [1]. Несмотря на то, что разъемы и кабели являются стандартными изделиями, величины их тепловых сопротивлений не нормируются и не приводятся в технической документации.

Необходимость оценки влияния на тепловой режим электронной аппаратуры электрических кабелей и разъемов привела к разработке методик расчета тепловых сопротивлений, так как их экспериментальное определение требует значительного времени и не всегда возможно.

Методики расчета

На рис.1 представлена типовая конструкция штыревого электрического разъема. Тепловой поток идет от поверхности с температурой T_1 к поверхности с температурой T_2 следующими путями:

- через электропроводный элемент 1, контактное сопротивление в месте соединения с другим элементом и ответный электропроводный элемент 2;
- через толщу электроизоляционных панелей 3 и воздушный зазор между ними;
- по корпусам разъемов через место их контакта.

Под тепловым сопротивлением R_{pas} разъема понимается отношение перепада температур T_1 и T_2 (рис.1) к тепловому потоку Φ , протекающему через разъем:

$$R_{pa3} = \frac{T_1 - T_2}{\Phi}.$$
 (1)

В работе [1] показано, что три составляющие теплового потока можно рассчитать, зная тепловые сопротивления каждого из путей, а суммарное тепловое сопротивление разъема можно определить как состоящее из трех соответствующих параллельных сопротивлений. Полное тепловое сопротивление разъема R_{pas} можно рассчитать по формуле

$$R_{pas} = \left(\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{\kappa opn}} + \frac{1}{R_{su}}\right)^{-1},\tag{2}$$

где n – число контактов, R_i – сопротивление *i*-го контакта, $R_{\kappa opn}$ – тепловое сопротивление корпуса, $R_{_{3u}}$ – тепловое сопротивление электроизоляции, рассчитанное по формуле для плоской стенки.

Задача осложняется тем, что в зоне контакта электропроводящих элементов (рис.2) имеется область L, в которой тепловой поток от одного элемента передается к другому двигаясь вдоль поверхности контакта, частично пересекая ее, как показано стрелками.

Модель области контакта представлена на рис. 2, где 1 и 2 – два стержня с теплопроводностями λ_1 и λ_2 и площадями поперечного сечения A_1 и A_2 , соответственно. 3 – контактное сопротивление, величина которого $R\kappa$, К/Вт, L – длина контакта.



Рис.1. Типовая конструкция разъема. 1 и 2 – электропроводные элементы, 3 – пластиковые, стеклянные или керамические панели, 4 – корпуса разъемов.





Для элементарной ячейки стержня 1 длиной Δx уравнение теплового баланса имеет вид

$$\Phi_1 = \Phi_2 + \Phi_3, \tag{3}$$

где Φ_1 и Φ_2 – тепловые потоки, переносящие тепло по стержню 1, входящий и выходящий из элементарной ячейки, соответственно, Φ_3 – тепловой поток, идущий в сторону стрежня 2. Если расписать значения потоков при помощи закона Фурье, то после преобразований получится уравнение теплопроводности для стержня 1:

$$\lambda_1 A_1 \frac{d^2 t_1(x)}{dx^2} + \alpha_{\kappa} \Pi \cdot (t_2(x) - t_1(x)) = 0.$$
(4)

Здесь $t_1(x)$ и $t_2(x)$ – температуры первого и второго стержня, соответственно. Аналогичное уравнение можно записать и для второго стержня, Π – периметр поперечного сечения стержня 1 в области контакта, α_{κ} – коэффициент контактного теплообмена, который можно рассчитать по методике, изложенной в [2].

Задача нахождения теплового сопротивления сводится к решению системы уравнений

$$\begin{cases} \lambda_1 A_1 \frac{d^2 t_1(x)}{dx^2} + \alpha_{\kappa} \Pi \cdot (t_2(x) - t_1(x)) = 0 \\ \lambda_2 A_2 \frac{d^2 t_2(x)}{dx^2} + \alpha_{\kappa} \Pi \cdot (t_1(x) - t_2(x)) = 0 \end{cases}$$
(5)

с граничными условиями

ſ

$$\begin{cases} t_1|_{x=0} = T_1 \\ t_2|_{x=L} = T_2 \\ \frac{dt_1}{dx}|_{x=L} = \frac{dt_2}{dx}|_{x=0} = 0 \end{cases}$$
(6)

где *T*₁ и *T*₂ – заданные постоянные температуры концов контактов.

Тепловое сопротивление находится из решения системы (5)-(6) по формуле [3]:

$$R = \frac{\Delta T}{\Phi} = \frac{T_1 - T_2}{-\lambda_1 \frac{dt_1}{dx}\Big|_{x=0}} \cdot A_1$$
(7)

Аналитическое решение системы уравнений (5)-(7) было найдено в виде

$$R = \frac{L \cdot k_3}{2\lambda_1 A_1 k_2 s h(k_2) \cdot (1+k_1)},$$
(8)

где постоянные k_1 , k_2 и k_3 имеют вид

$$\begin{cases} k_{1} = \frac{\lambda_{1}A_{1}}{\lambda_{2}A_{2}} \\ k_{2} = \sqrt{\frac{L(\lambda_{1}A_{1} + \lambda_{2}A_{2})}{R_{\kappa}\lambda_{1}A_{1}\lambda_{2}A_{2}}} \\ k_{3} = 4k_{1} + e^{-k_{2}}(k_{1}^{2} - k_{1}k_{2} + 1) + e^{k_{2}}(k_{1}^{2} + k_{1}k_{2} + 1) \end{cases}$$
(9)

При k₂ >>1, что обычно выполняется при малом контактном сопротивлении, формула (8) упрощается:

$$R = \frac{L(k_1^2 + k_1k_2 + 1)}{\lambda_1 A_1 k_2 (1 + k_1)}.$$
(10)

Тепловой поток от нагретого электронного устройства через разъем идет в многожильный кабель и с его поверхности рассеивается в окружающую среду. На рис.3 изображен плоский многожильный кабель. Кабель состоит из проводов 1, выполненных из электропроводного материала, помещенных в электроизоляцию 2 на расстоянии *s* друг от друга. Диаметр электрических проводов – d_n , внешний диаметр электрической изоляции – d_u .



Рис. 3 Плоский многожильный кабель: 1 – подводящие провода, 2 – электрическая изоляция

Под тепловым сопротивлением кабеля понимается отношение разности температуры конца кабеля и окружающей среды к рассеиваемому им тепловому потоку. Тогда сопротивление многожильного кабеля рассчитывается по известной формуле для N параллельно соединенных полубесконечных стержней, где N – число проводов в кабеле:

$$R_{\kappa a \delta} = \frac{1}{N \sqrt{\alpha_{s \phi} \Pi \lambda A}} \,. \tag{11}$$

Здесь *А*, Π – площадь поперечного сечения и периметр провода, λ – его теплопроводность, $\alpha_{3\phi}$ – эффективный коэффициент теплоотдачи, учитывающий сопротивление электроизоляции и теплоотдачу в окружающую среду с поверхности электроизоляции. Для плоского кабеля при допущении, что поверхность изоляции имеет плоскую форму,

$$\alpha_{\vartheta\phi} = \left(\Pi \left(R_{\vartheta u \vartheta} + \frac{1}{\alpha_{\eta - \kappa} 2 \cdot s} \right) \right)^{-1}, \tag{12}$$

где $\alpha_{n-\kappa}$ – лучисто-конвективный коэффициент теплоотдачи, который вычисляется по критериальным формулам, приведенным, например, в [5], или определяется экспериментально. R_{u_3} – тепловое сопротивление электроизоляции, определяемое по формуле для труб, находящихся в плоском массиве [5]:

$$R_{3u3} = \frac{1}{2\pi\lambda_{u3}} \ln\left[\frac{2s}{\pi \cdot d_n} sh\left(\frac{\pi \cdot d_u}{2s}\right)\right],\tag{13}$$

λ_{из} – теплопроводность материала изоляции.

Измерение тепловых сопротивлений

Достоверность приведенных методик была проверена экспериментально.

Для проверки формулы (8) было измерено тепловое сопротивление разъема AmPhenol 17DA15U, имеющего 15 контактов на калориметре со свободно охлаждающимся ядром [2]. R_i и R_{kopn} были определены по формуле (8), причем в качестве контактного сопротивления между частями корпуса берется тепловое сопротивление воздушного зазора между ними, а тепловое сопротивление электроизоляции рассчитывается по формуле для плоской стенки.

Контактное тепловое сопротивление между электрическими контактами находится по методике, указанной в [2]. Давление в зоне контакта найдено при помощи справочных данных по коэффициенту трения [4] и известного усилия, с которым соединяется разъем.

В результате расчетов по формуле (2) получено, что
$$R_{pas} = 4,2\frac{K}{Bm}$$
, а эксперимен-
но найленное значение теплового сопротивления $R_{m} = 4.5\pm0.5\frac{K}{Bm}$

тально найденное значение теплового сопротивления $R_{_{3KCR}} = 4,5 \pm 0.5 \frac{1}{Bm}$.

Тепловое сопротивление 34-х жильного плоского кабеля исследовалось методом электрического калориметрирования. На одном из концов кабеля был закреплен электрический нагреватель и три дифференциальные термопары, с помощью которых измерялся перепад температур конца кабеля и окружающей среды. Рассеиваемый тепловой поток рассчитывался по показаниям амперметра и вольтметра, подключенных к нагревателю, закрепленному на конце кабеля.

По формулам (11) – (13) было рассчитано тепловое сопротивление плоского многожильного кабеля. Расчетное значение составило 46,1 К/Вт, что на 22% ниже среднего значения, измеренного экспериментально.

Заключение

Эксперименты показали, что приведенные в данной работе методики могут быть использованы при расчете тепловых сопротивлений локальных связей в радиоэлектронной аппаратуре.

- 1. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Л.: Энергия, 1968.
- 2. Дульнев Г.Н., Шарков А.В. Системы охлаждения приборов. Учебное пособие. Л.: ЛИТМО, 1984.
- 3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
- 4. Левин И.Я. Справочник конструктора точных приборов, изд. 2-ое. М.: Оборонгиз, 1962.
- 5. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена, изд. 5-е перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1979.

СПОСОБ ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ ХАОТИЧНОСТИ ЭНЕРГОИНФОРМАЦИОННОГО ПОТОКА В СОЗНАНИИ ЧЕЛОВЕКА Г.Н. Дульнев, И.Б. Стражмейстер

В статье рассматривается способ изучения психофизиологических параметров человека, основанный на регистрации потоков локальной энтропии обмена. Человек рассматривается как открытая термодинамическая система. Известно, что в открытой системе происходит обмен с окружающей средой массой, энергией и информацией. Поэтому такой обмен может быть назван массоэнергоинформационным, однако в литературе в последнее время распространен укороченный термин «энергоинформационный обмен». Изменение энтропии обмена служит мерой беспорядка массоэнергоинформационного обмена в системе, что послужило основой для создания способа, описанного в данной статье.

Рассматривается способ определения величины энергоинформационных потоков в сознании человека и оценка степени его хаотичности. Последняя позволяет судить о состоянии сознания перципиента до, в ходе и после экзогенного или эндогенного воздействия на него индуктора. В случае, когда индуктором является человек, с ним проводятся те же измерения и расчеты, что и с перципиентом. Уровень упорядоченности или хаотичности системы принято в физике оценивать величиной энтропии [1], способ регистрации которой рассмотрен в настоящей статье.

Известны другие естественнонаучные подходы, используемые при регистрации различных состояний энергоинформационных процессов человеческого сознания, например электроэнцефалографами (ЭЭГ), позволяющими по ритмам головного мозга зафиксировать различные состояния человеческого сознания в условиях активного, бодрствующего состояния (бета-ритм), при релаксации, медитации, вхождении в гипнотический транс (альфа-ритм), состоянии сна (тета-ритм) и бессознательном состоянии (дельта-ритм). С помощью ЭЭГ можно также зарегистрировать телепатическую передачу сигнала от индуктора к перципиенту [2]. Однако для реализации этого способа необходимо проведение исследования с соблюдением условий свето- и звукоизоляции и неподвижности индуктора и перципиента.

Также известен метод прогнозирования изменений функционального состояния организма человека, основанный на изменениях интегральных показателей деятельности организма перципиента электрической, тепловой и механической природы (ЭКГ, ЭЭГ, быстрые движения глаз и др.), пересчитанных в информационную энтропию [3]. Данный метод является косвенным, в нем используются интегральные показатели деятельности организма как единой системы. Интегральный подход дает обобщенные энтропийные оценки, но не позволяет оценить степень хаотичности энергоинформационных потоков организма по параметрам в локальных областях тела перципиента. Этим способом также одновременно невозможно зарегистрировать энергоинформационные взаимодействия группы лиц.

Близким по технической сущности является способ оценки факта переноса информации от индуктора (человека) к перципиенту нетрадиционным способом с помощью регистрации плотности локального теплового потока и температуры кожи лба индуктора и перципиента с последующим пересчетом их в термодинамическую и информационную энтропию [4].

В предложенном методе регистрация энтропии осуществляется датчиком (энтропиометром), состоящем из преобразователя теплового потока (например, тепломера Геращенко и др). и встроенной на поверхности медно-константановой термопарой. Для регистрации электрических сигналов используют лабораторно-измерительный комплекс «Эниотрон-2», в состав которого входит аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и персональный компьютер (ПС) [5, 6]. Датчик площадью *A* крепится на участок тела человека и регистрирует величину удельного теплового потока $q(\tau)$ Вт/м², а также температуру поверхности тела *T* °*K*. Это позволяет определить значение удельного потока $\frac{\Delta S}{\Delta \tau}$ термодинамической энтропии ΔS за промежуток времени $\Delta \tau$ [6, 7].

$$\frac{\Delta S}{\Delta \tau} = \frac{q(\tau)}{T}, \frac{Bm}{K \cdot M^2}$$
(1)

где $q(\tau)$ – плотность удельного теплового потока за промежуток времени $\Delta \tau$, T – абсолютная температура датчика, A – площадь поверхности, с которой производится измерение теплового потока.

Человек - открытая система, его полная энтропия ΔS складывается из производства энтропии $\Delta_i S$ и обмена энтропией с окружающей средой $\Delta_e S$ [2, 4, 7], т.е.

 $\Delta S = \Delta_i S + \Delta_e S.$

(2)

В нашем случае регистрируется обмен удельной термодинамической энтропией с окружающей средой.

Переход от термодинамической удельной энтропии $\Delta_e S \ Дж/(M^2 \cdot K)$ к удельной информационной энтропии $\Delta I \ бит/M^2$ можно произвести по формуле Шеннона, связывающей энергетические и информационные потоки [2]:

$$\Delta_e S = k \cdot \Delta I , \quad \Delta I = \frac{\Delta_e S}{k} , \tag{3}$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{K}}$ – постоянная Больцмана.

Исследование энергоинформационных потоков обычно производится в три этапа: состояние перципиента и индуктора до воздействия (фон), период экзогенного воздействия индуктора (человека) на перципиента, состояние перципиента и индуктора после воздействия (последействие).

Подобный способ регистрации термодинамической и информационной энтропии в предыдущих наших работах ограничивался регистрацией температуры, теплового потока и энтропии в области лба индуктора и перципиента. Кроме того, этот способ не давал возможности качественной оценки состояния сознания до, в ходе и после воздействия. Оценка энергоинформационного обмена производилась для разнородных объектов в абсолютных, а не относительных единицах информационной энтропии, что не позволяло сравнивать разнородные и разномасштабные процессы. В этом методе съем информации производится только с одного участка тела (лоб), выбранного из соображений удобства, что не позволяло оценить другие биологически активные области тела перципиента и индуктора и сравнивать результаты между собой. Исследовалось также только влияние экзогенных (внешних) раздражителей, осуществляемых индукторомчеловеком, другие виды индукторов не рассматривались, а эндогенные (внутренние) воздействия не рассматривались вообще. И, наконец, способ ограничивался изучением энергоинформационных процессов только для двух индивидуумов - индуктора и перципиента.

В настоящей работе оценка степени хаотичности энергоинформационных потоков производится в относительных единицах и осуществляется путем регистрации энергоинформационных потоков с различных областей тела перципиента(ов) при воздействии на его (их) организм индукторов различной физической природы (экзогенных и эндогенных), а также оценки по энергоинформационным показателям взаимного влияния друг на друга двух или более лиц, влияние на человека таких индукторов, как ментальное и эмоциональное усилие, произведения искусства, молитва, дыхательная гимнастика и другие системы психотренинга, КВЧ терапия. Указанная задача решается следующим образом.

Для определения упорядоченности состояния системы используются меры порядка П и хаоса Х. Согласно Л. Бриллюэну, степень порядка в системе равна разнице между максимальным $\Delta_e S_{max}$ и текущим $\Delta_e S$ значениями энтропии, а степень хаоса – разнице между текущим $\Delta_e S$ и минимальным $\Delta_e S_{min}$ значениями энтропии [8]:

 $\Pi = \Delta_e S_{max} - \Delta_e S,$

По аналогии с формулой (4) выводим выражение для величины хаоса X системы: $X = \Delta_e S - \Delta_e S_{min}$ (5)

Действительно, для случая $\Delta_e S = \Delta_e S_{min}$ степень хаоса равна нулю, для случая $\Delta_e S = \Delta_e S_{max}$ степень порядка равна нулю, что и следовало ожидать.

Степени порядка П и хаоса Х в психофизиологическом состоянии индуктора и перципиента, найденные по формулам (4) и (5), затрудняют сопоставление разнородных и разномасштабных изменений состояния сознания и соответствующих им энергоинформационных потоков, возникающих в различных областях тела индуктора и перципиента при эндогенных и экзогенных воздействиях. Это происходит потому, что абсолютные значения П и Х трудно сопоставимы, так как могут существенно отличаться для разных перципиентов и индукторов.

Для устранения этого недостатка предлагается использовать относительные нормированные оценки хаоса K_x и порядка K_{π} для отдельных областей тела индуктора и перципиента. Для этого значения хаоса X и порядка П делят на общий знаменатель, представляющий собой разницу между максимальным $\Delta_e S_{max}$ и минимальным $\Delta_e S_{min}$ значениями приращения обмена энтропией с внешней средой, и для оценки состояния сознания принимаются сами коэффициенты K_x или K_{π} .

Оценки хаоса или порядка предлагается определять по следующим формулам:

$$K_{x} = \frac{\Delta_{e}S - \Delta_{e}S_{min}}{\Delta_{e}S_{max} - \Delta_{e}S_{min}}, \quad K_{\pi} = \frac{\Delta_{e}S_{max} - \Delta_{e}S}{\Delta_{e}S_{max} - \Delta_{e}S_{min}}, \quad K_{x} + K_{\pi} = 1, \quad (6)$$

где $\Delta_e S$, $\Delta_e S_{max}$, $\Delta_e S_{min}$ – текущее, максимальное и минимальное приращение удельной термодинамической энтропии обмена с внешней средой. В случае экзогенного воздействия индуктора-человека на перципиента, указанные выше измерения и расчеты осуществляют и для индуктора.

В способе, согласно которому производится измерение теплового потока и температуры с нескольких областей человеческого тела, предлагается осуществлять выбор областей съема информации по принципам школ восточной и западной медицины, т.е. в биологически активных точках и зонах [2, 9].

Под биологически активными точками (БАТ) понимаются дермальные акупунктурные точки, расположенные в подкожной клетчатке, в области которых электрическое сопротивление (электрическая проводимость) и температура отличаются от расположенных рядом участков тела. Под биологически активными зонами понимаются зоны Захарьина-Гедда (по восточной терминологии - чакры). В области данных точек и зон отмечается усиленное поглощение кислорода и повышенные обменные процессы. Они также отличаются болезненностью при пальпации. С помощью ЭЭГ показано, что подъём и снижение проводимости в БАТ тесно связано с деятельностью головного мозга [2, 9]. Представители восточных философских и медицинских школ полагают, что каждая из семи чакр ответственна за свой энергоинформационный канал, связывающий организм человека с космосом (ментальная, эмоциональная и другие чакры). Поэтому именно они выбраны для оценки упорядоченности, или хаотичности различных энергоинформационных потоков сознания человека.

Изменение потока локальной энтропии обмена человека может оказаться достаточно информативным параметром при изучении психофизиологического состояния человека, вывод об этом может дать только эксперимент. Отметим, что в последнее

(4)

время в литературе часто используется термин «энергоинформационный обмен», но при этом в этот термин не вкладывается конкретного содержания, единиц и методов измерения. Нами предлагается рассматривать энергоинформационный обмен как обобщенный параметр физических (энергия и массообмен) и информационных воздействий, который включает целостное представление о Природе, т.е. масса рассматривается как мера количества вещества, энергия – как мера и источник движения, а информация – как мера структурно-смыслового разнообразия и степень свободы выбора траектории движения [10].

- 1. Волькенштейн М.В. Энтропия и информация. М.: Наука, 1986, 192 с.
- 2. W. B. Lucas. Regression Therapy. CA. Deep Forest Press, 1993, Volume 1 606 p., Volume 2 542 p.
- 3. Коваленко А. Н., Носырев С. П., Григорьев В. А., Горячев Ю. П. Синергетический подход к диагностике критических состояний человека. // Медицина экстремальных состояний. 1999. № 3. С. 72–74.
- 4. Дульнев Г.Н. и др. Регистрация нетрадиционного способа передачи информации. // Сознание и физическая реальность. 2002. № 6.
- 5. Дульнев Г.Н. Введение в синергетику. СП б.: Проспект, 1998, 256 с.
- 6. Дульнев Г.Н., Ипатов А.П. Исследование явлений энергоинформационного обмена: экспериментальные результаты. СП б.: ГИТМО (ТУ), 1998, 70 с.
- 7. Геращенко О.А. Основы теплометрии. Киев: Наукова думка, 1971, 191 с.
- 8. Кораблёв В.А., Тахистов Ф.Ю., Шарков А.В. Прикладная физика. Термоэлектрические модули и устройства на их основе. СП б.: СПБГИТМО (ТУ), 2003, 44 с.
- 9. Бриллюэн Л. Научная неопределенность и информация. М.: Иностранная литература, 1968, 254 с..
- Гаваа Лувсан. Традиционные и современные аспекты восточной рефлексотерапии. М.: Наука, 1986, 575 с.
- 11. Дульнев Г.Н. Энергоинформационный обмен в природе. СП б.: ИТМО, 2000, 135 с

ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕПЕНИ ХАОТИЧНОСТИ ЭНЕРГОИНФОРМАЦИОННЫХ ПОТОКОВ В СОЗНАНИИ ЧЕЛОВЕКА Г.Н. Дульнев, И.Б. Стражмейстер

В статье описывается исследование степени хаотичности энергоинформационного потока сознания человека по определённому способу их оценки. Приводятся примеры реакции энергоинформационных потоков сознания человека на различного типа экзогенные и эндогенные воздействия, а также взаимодействие между индуктором и перципиентом при экзогенном воздействии.

Степень хаотичности или упорядоченности принято в физике оценивать величиной энтропии. При изучении этого процесса в сознании человека речь может идти о величине значения удельной термодинамической (или информационной) энтропии с различных участков тела человека в различные моменты времени. Термодинамические открытые системы обмениваются с внешней средой массой, энергией и информацией, т.е. происходит массоэнергоинформационный обмен, который иногда коротко называют энергоинформационным. Он может быть представлен как локальный поток энтропии обмена, способ измерения которой при эндогенных (внутренних) и экзогенных (внешних) воздействиях рассмотрен в статье [1]. Базируясь на этой статье, приведем результаты исследований отдельных случаев, выбор которых позволяет оценить возможности этого способа.

.Предлагаемый способ может быть может быть реализован с помощью устройства, включающего преобразователь теплового потока, выходы которого соединены с многоканальным аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и со стандартной компьютерной установкой.

Преобразователь теплового потока содержит последовательно соединенные медно-константановые термопары и дополнительную медно-константановую термопару, размещенные в корпусе, залитом эпоксидной смолой [2]. Датчик генерирует термоЭДС, пропорциональную тепловому потоку, проходящему через преобразователь теплового потока, а дополнительная встроенная термопара генерирует термоЭДС, пропорциональную температуре поверхности, на которой расположен преобразователь. Электрические сигналы, поступающие с последовательно соединенных термопар и дополнительной термопары на АЦП, преобразуются в цифровую форму и поступают на ЭВМ, где в реальном масштабе времени отображаются на экране монитора и сохраняются в виде файла числовых данных на жестком диске.

Оценки энтропии производят по результатам воздействий на перципиента различными эндогенными (внутренними) и экзогенными (внешними) индукторами. Внешние (экзогенные) воздействия могут оказывать физические поля различной природы, приборы и другие личности. В последнем случае для индуктора проводятся те же измерения и расчеты, что и для перципиента. Внутренние (эндогенные) воздействия – физикохимические препараты, физическая, эмоциональная и интеллектуальная деятельность перципиента.

Способ позволяет также регистрировать энергоинформационные потоки нескольких взаимодействующих лиц. Регистрации осуществляют: на отдельных участках тела измерения изменений BO времени плотности путем теплового потока $(Дж/(м^2 \cdot c) = BT/m^2)$ и температуры *T* в градусах Кельвина. Из них рассчитываются значения удельной термодинамической энтропии $[\Delta S] = Дж/(M^2 K)$ на выбранном участке тела за промежуток времени $\Delta \tau$. Находят величину обмена энтропией $\Delta_e S$ с внешней средой. Вычисляется уровень хаоса и порядка в информационных процессах с использованием нормирования по максимуму и минимуму регистрируемых процессов тепловых потоков. Энергетический и информационный обмены составляют так называемый

энергоинформационный обмен, который в конечном итоге оценивается по относительным величинам степени хаоса К_x и порядка К_n:

$$K_{x} = \frac{\Delta_{e}S - \Delta_{e}S_{min}}{\Delta_{e}S_{max} - \Delta_{e}S_{min}}, \quad K_{\pi} = \frac{\Delta_{e}S_{max} - \Delta_{e}S}{\Delta_{e}S_{max} - \Delta_{e}S_{min}}, \quad K_{x} + K_{\pi} = 1, \quad (1)$$

где $\Delta_e S$, $\Delta_e S_{max}$, $\Delta_e S_{min}$ – текущее, максимальное и минимальное приращение удельной термодинамической энтропии обмена с внешней средой. Результат представлен в виде зависимости степени хаоса K_x от времени. Энергоинформационные потоки более хаотичны при больших значениях K_x и более упорядоченны при малых значениях этого параметра.

Экзогенным (внешним) воздействием на сознание перципиента(ов) может быть психотерапия, лечение методами нетрадиционной медицины, гипноз, прослушивание лекций и уроков; восприятие на слух научного текста, решение задаваемых задач на устный счет, вызывающие интеллектуальную нагрузку; восприятие на слух художественного текста, молитв, воздействие танца и театральных представлений, вызывающих эмоциональную нагрузку. При этом индуктором является другой человек. Экзогенным воздействием также является прослушивание музыки или просмотр фильмов, при этом музыка или фильмы выполняют роль индуктора. Экзогенным является воздействие приборов и полей различной природы (например, КВЧ-излучение, фотостимуляция) и т. д. При этом приборы и поля выполняют роль индуктора.

Эндогенным (внутренним) воздействием на сознание перципиента(ов) может служить самостоятельное решение задач, устный счет и проработка учебного материала в уме, вызывающие интеллектуальную нагрузку; внутренняя молитва, самогипноз, медитация, физические, в том числе дыхательные, упражнения, положительные и отрицательные мысленные образы и воспоминания, вызывающие эмоциональную нагрузку; а также прием внутрь перципиентом различных химических и лекарственных препаратов.

До воздействия, в ходе и после воздействия производятся непосредственные измерения плотности теплового потока и температуры на локальных участках тела человека. Затем производится пересчет полученных данных относительных нормированных значений хаоса и порядка в соответствии с формулами (1).

Сущность способа поясняется рис. 1–4, где по оси абсцисс откладывается текущее время и интервалы фона, воздействия и последействия, по оси ординат – коэффициент хаоса K_x (мера хаотичности потоков сознания), который меняется в пределах от нуля до единицы.

Приведем примеры реализации данного способа.

Пример 1. Осуществляют оценку изменений K_x перципиента при эндогенной эмоционально-физической нагрузке. Преобразователь теплового потока и температуры располагают в середине лба (по восточной терминологии – на трикуте), обращая его чувствительной стороной к поверхности тела. Осуществляют измерение теплового потока и температуры в выбранной точке. По измеренным значениям теплового потока и температуры по формуле рассчитывают значения полной удельной термодинамической энтропии перципиента [5].. Выбирают текущее, максимальное и минимальное значения приращения величины обмена удельной термодинамической энтропией с окружающей средой и рассчитывают по формуле (1) степени хаоса K_x и порядка $K_{п}$ относительного энергоинформационного потока.

На рис. 1 представлено изменение степени хаоса относительного энергоинформационного потока перципиента. Перципиент Н. с 10 по 20 минуту проводит специальную дыхательную гимнастику, что приводит в периоде последействия с 20 по 25 минуту к падению коэффициента хаоса K_x , т.е. к упорядочению внутреннего состояния перципиента.

Таким образом, произведена оценка степени хаотичности энергоинформационного потока сознания перципиента при эндогенном воздействии на него.



Рис. 1. Изменения К_х перципиента при эндогенной эмоционально-физической нагрузке



Рис. 1. Изменения К_х перципиента при эндогенной эмоциональной нагрузке

Пример 2. Осуществляют оценку изменений K_x перципиента при эндогенной эмоциональной нагрузке (молитва, испытуемый П.).



Рис. 3. Экзогенное воздействие индуктора-человека на перципиента путем суггестивной терапии



Рис. 3. Экзогенное воздействие индуктора-человека на перципиента путем регрессионной терапии

Преобразователи теплового потока и температуры расположены на биологически активных зонах "Аджна" (ментальная) и "Анахата" (эмоциональная). Измерения и расчеты проводятся аналогично примеру 1. На рис. 2 видно, что с 10 по 20 минуту во время молитвы идет колебательный процесс, который приводит к падению энтропии как в эмоциональной, так и в ментальной зоне, причем процессы эти идут в противофазе. В период последействия в эмоциональной зоне происходит падение и подъем коэффициента хаоса K_x , а в ментальной – подъем и падение K_x . Можно предположить, что молитва успокаивает чувства и стимулирует умственные способности.

Пример 3. Осуществляют экзогенное воздействие индуктора-человека на перципиента (индуктор - психотерапевт, осуществляющий цикл лечения гипертонии с применением суггестивной терапии перципиента П.) [3, 4].

Преобразователи теплового потока и температуры у обоих участников закреплены на биологически активной зоне Аджна (ментальная). Измерения и расчеты для индуктора и перципиента осуществляют вышеуказанным образом. Результаты измерения представлены на рис. 3. Отмечается синхронность изменений коэффициента хаоса K_x . При этом показания индуктора опережают по времени показания перципиента (индуктор ведет сеанс); наблюдается понижение коэффициента хаоса K_x в процессе последействия, т.е. в период выздоровления, заключающегося в снижении кровяного давления с 176/88 до 132/64 мм рт. ст. В результате воздействия энергоинформационные потоки перципиента упорядочиваются.

Пример 4. Осуществляют экзогенное воздействие индуктора-человека на перципиента, заключавшееся в цикле лечения посттравматического синдрома (травма коленного сустава двадцатилетней давности, боли возобновляются при психологическом дискомфорте) психотерапевтом И. у больного А. по способу регрессионной терапии [3, 4].

Преобразователи теплового потока и температуры у индуктора и перципиента расположены в биологически активной зоне Аджна. Измерения и расчеты для индуктора и перципиента осуществляют вышеуказанным образом. Результаты измерения представлены на рис. 4, где видна высокая синхронность и понижение коэффициента хаоса K_x к концу лечения. При этом изменения коэффициента хаоса K_x перципиента опережают по фазе показания индуктора (терапевт оказывает поддерживающее воздействие при этом способе). В последействии K_x изменяется по гармоническому закону на уровне золотого сечения на уровне 0,33 у перципиента и 0, 66 у индуктора, что говорит о гармонизации энергоинформационных потоков. После проведенной терапии боли не возобновляются, больной А. вернулся к занятиям спортом.

Проведенные исследования демонстрируют следующие особенности способа:

- возможность проведения оценки состояния энергоинформационных процессов в организме;
- проведение исследований как при эндогенном, так и при экзогенном воздействиях;
- возможность сопоставления различных процессов между собой и оценки степени порядка или хаоса энергоинформационных потоков человека.

Подчеркнем целесообразность дальнейших клинических исследований предложенного способа, так как при удачных результатах он может оказаться новым инструментом для контроля за динамикой лечения.

- 1. Дульнев Г.Н., Стражмейстер И.Б. Способ оценки степени хаотичности энергоинформационных потоков человека. // Настоящий сборник.
- 2. Геращенко О.А. Основы теплометрии. Киев: Наукова думка, 1971. 191 с.
- 3. W. B. Lucas. Regression Therapy. CA. Deep Forest Press, 1993, V. 1, 606 p., V. 2 542 p.
- 4. Гаваа Лувсан. Традиционные и современные аспекты восточной рефлексотерапии. М.: Наука, 1986. 575 с.
- 5. Дульнев Г.Н. В поисках нового мира. СПб, Весь, 2004. 286 с.

ПРИМЕНЕНИЕ МИНИАТЮРНЫХ ТЕРМИСТОРОВ В КАЧЕСТВЕ ТЕРМОАНАМОМЕТРОВ

Г. Н. Лукьянов, А. А. Рассадина

Рассматриваются преимущества использования миниатюрных термисторов в качестве термоанемометров при измерении скорости воздуха в турбулентных потоках в каналах со сложной нерегулярной структурой.

Введение

Исследование дыхательной функции человеческого носа выявило турбулентный характер внутриносового дыхания [1, 2]. В зависимости от состояния внутренней структуры носа (наличие или отсутствие искривления перегородки, гребней, шипов и других патологий) характер турбулентного потока подвергается определенным изменениям. Различить такие изменения с помощью существующих диагностических приборов практически невозможно. В большинстве таких приборов [3] измерение скорости воздушного потока осуществляется не внутри полости носа, а в некоторой подводимой к носу трубке постоянного диаметра. Вместе с тем выявление закономерностей турбулентного движения воздуха для здоровых и больных людей позволит значительно повысить возможности раннего диагностирования заболеваний носа.

Изучение сложного турбулентного характера движения воздуха в носу человека, возникающего при обтекании сложной нерегулярной структуры внутренней поверхности носа, приводит к задаче измерения характеристик потока в носу. Одним из экспериментальных методов, решающих эту задачу, является измерение скорости с помощью термоанемометров. Метод термоанемометрии базируется на использовании температурных свойств металлических и полупроводниковых термисторов. При измерении небольших значений скорости воздушного потока предпочтение отдается полупроводниковым терморезисторам, обладающим высоким температурным коэффициентом сопротивления, существенно превышающим температурный коэффициент сопротивления металлов, стабильностью параметров, высокой механической прочностью, многообразием размеров и форм. Однако такой метод требует индивидуальной градуировки зависимости сопротивления каждого термистора от скорости и температуры.

Метод

Принцип работы термоанемометра основан на взаимодействии помещенного в поток жидкости или газа тела, нагретого или охлажденного относительно среды. В качестве такого устройства можно использовать полупроводниковые термисторы, так как они обладают высоким температурным коэффициентом сопротивления, малыми размерами, что позволяет получить высокое быстродействие при измерении скорости потока. Для нагрева термистора через него пропускают электрический ток *I*, который, согласно закону Джоуля-Ленца, приводит к выделению на нем теплоты:

$$\mathbf{P} = I^2 \cdot R_t,$$

(1)

которая рассеивается в окружающую среду по закону Нютона-Рихмана,

$$\mathbf{P} = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A} \cdot \big(\mathbf{T} - \mathbf{T}_{cp}\big),$$

где R_t – сопротивление термистора при температуре t, Р – тепловой поток, α – коэффициент теплоотдачи, А – площадь поверхности термистора, Т – среднеобъемная температура тела, T_{cp} – температура среды. Приближенное значение коэффициента теплоотдачи α можно определить через критерий Рейнольдса $\operatorname{Re} = \frac{V \cdot d}{V}$, и Нусельта $Nu = f(\operatorname{Re}, \operatorname{Pr})$:

$$\alpha=\frac{Nu\cdot\lambda}{d},$$

где d – определяющий размер (диаметр термистора). Тогда для скоростей до 5 м/с, что характерно для дыхания человека, при условии задания перегрева $T - T_{cp} = 1K$, $I \approx 10$ мА для термистора CT1-18.

При применении термистора в качестве термоанемометра возникает еще одна трудность, связанная с тем, что он меняет свое сопротивление не только от изменения скорости потока, но и от изменения температуры среды, что приводит к необходимости проводить градуировку в зависимости, как от скорости потока, так и от его температуры, т.е.

$$R_t = f(v, \mathcal{T}_{cp}) \,. \tag{2}$$

Для реализации зависимости (2) была проведена градуировка в трубке Вентури, при разных скоростях и температурах воздушного потока.

Окончательное значение тока I выбирается при градуировке. Это вызвано тем, что процесс изменения сопротивления будет стационарен только при наличии динамического равновесия теплообмена при изменении знака скорости. Если такого равновесия не существует, возникает медленный дрейф сопротивления R_t .



Рис. 1. Дрейф сопротивления при отсутствии динамического равновесия теплообмена при измерении скорости воздушного потока

Реализация

На базе полупроводникового термистора марки CT1-18 был создан прибор для измерения скорости воздушного потока внутри полости носа. Чувствительный элемент прибора выполнен в форме клипсы (рис. 2), которая крепится к перегородке носа. Левая и правая ее половины содержат термистор, термоанемометр и отводную трубку к датчику давления марки 26PC01SMT фирмы Honeywell. Прибор позволяет вести одно-

временные измерения скорости воздушного потока, давления и температуры, так как эти величины являются важнейшими характеристиками турбулентного потока [4].



Рис. 2. Конструкция датчика для исследования теплообмена в носу человека

Толщина каждой из половин клипсы не превышает 1 мм, диаметр каждого термистора – порядка 0,5 мм. Миниатюрные размеры клипсы позволяют поместить термоанемометр и термистор на пути вдыхаемого потока без внесения серьезных изменений в общий его характер, оставляя дыхание естественным.

На рис. 3 показаны зависимости скорости воздушного потока от времени при диагностировании состояния больного описанным прибором.



Рис. 3. 2. Скорости воздушного потока в полостях носа после лечения

Полученные данные запоминаются отдельным файлом и могут быть использованы при дальнейшем анализе и обработке.

Другой пример использования миниатюрных термисторов в качестве термоанемометров показан на рис. 4. На этом рисунке представлены графики изменения скорости воздушного потока от времени внутри натурной модели носа, снимаемые одновременно в различных ее частях. Натурная модель носа была создана для более глубокого изучения турбулентного преобразования воздуха при дыхании. Модель полностью повторяет внутреннее строение носа. Создание ее было бы невозможно без применения методов термоанемометрии, в частности, миниатюрных термисторов. Ранее реализованные модели [2] основывались на визуальном наблюдении с использованием фото- и видеосъемки. Поэтому они состояли только из одной половинок носа и имели ограничения в конструкции (отсутствовали носовые раковины и др.). В качестве рабочей среды в таких моделях часто использовалась дистиллированная вода с добавлением красителей или другие жидкости. Такой подход являлся в корне неверным, так как жидкости качественно отличаются более быстрым изменением своих характеристик, что приводит к не совпадающим с действительностью процессам внутри таких моделей. Метод термоанемометрии позволяет провести серьезный аналитический анализ полученных данных, построить и обосновать физическую модель дыхания.



Рис. 4. Динамическая зависимость изменения скорости воздушного потока внутри модели носа, в различных ее частях

Заключение

Полупроводниковые термисторы могут быть использованы в качестве термоанемометров при измерении скоростей турбулентных потоков. Высокое быстродействие при измерении скорости обеспечивается высоким температурным коэффициентом сопротивления и малыми размерами чувствительных элементов датчиков. Применение полупроводниковых термисторов марки CT1-18 позволяет провести более глубокий анализ турбулентного характера дыхания человека, что, несомненно, отразится положительным образом на диагностических возможностях медицинских приборов.

- 1. Пискунов Г.З. Пискунов С.З. Клиническая ринология. М.: Миклош, 2002 390 с..
- 2. Mlynski, S. Grutzermacher, S. Plontke, Barbara Mlinski, C. Lang. Correlation of nasal morphology and respiratory function // Rhinology, 39, 197-201, 2001
- 3. Гофман В.Р., Киселев А.С., Герасимов К.В. Диагностика носового дыхания. СПб: Контур-М, 1994 С.93
- 4. Хинце И.О. Турбулентность, Физматгиз, 1963
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЧЕЛОВЕКА ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ЕГО ДЫХАНИЯ Г.Н. Лукьянов, А.А. Рассадина, В.И. Усачев

Рассмотрено современное состояние диагностики органов дыхания у людей. Показано, что существующие диагностические методы значительно сглаживают гидродинамические процессы дыхания. Предложена собственная методика диагностирования, базирующаяся на методе термоанемометрии.

Введение

Диагностирование заболеваний дыхательной системы заключается в исследовании динамических характеристик скорости воздушного потока, объемного расхода воздуха и давления внутри дыхательной системы. Существуют разнообразные методики для изучения дыхания [1], в которых имеется один общий недостаток – нарушение процессов естественного дыхания у человека. Причина заключается в том, что при воплощении таких методик исследуемый человек должен дышать при одной закрытой ноздре или с принудительной подачей воздуха через нос. На лицо ему надевается маска с калиброванной трубкой, в которой измеряется давление и расход. Таким образом, игнорируется влияние на воздушные токи внутреннего состояния полости носа и дыхательной системы в целом, что приводит к искажению основного характера динамических характеристик дыхания.

Дыхательная система человека является сложной разветвленной структурой нерегулярных каналов. Поэтому движение воздуха внутри такой структуры намного сложнее, чем, например, по вентиляционным трубам в каком-либо здании. Для изучения такого движения требуется иметь специальное оборудование – систему измерения каких-либо параметров человеческого дыхания.

Дыхание является динамическим процессом, поэтому применяемая система должна обладать достаточным быстродействием, чтобы не утратить информацию о его временной структуре. Без выполнения этого условия правильная диагностика состояния органов дыхания является проблематичной, поскольку не отражает сложный, турбулентный характер движения воздуха. Параметры, регистрируемые таким оборудованием, будут усредненными, не отражающими процессов, протекающих внутри дыхательных каналов.

Перечисленным требованиям удовлетворяет метод термоанемометрии, который лег в основу настоящих исследований.

Метод

Среди методов изучения человеческого дыхания наибольшее распространение получило оценивание гидравлического сопротивления носа по результатам измерений скорости и давления воздушного потока [1]. Получаемые при этом усредненные величины расхода и давления воздуха в трубке, через которую дышит человек, в общем, слабо зависят от его состояния. Диагностировать по таким результатам может только специалист, обладающий высокой квалификацией. Более правильным явилось бы измерение давления, расхода и температуры непосредственно в полости носа, без использования дыхательных трубок, что позволило бы изучать и учитывать более тонкие процессы, чем описано в [1].

Для реализации указанных подходов разработан многоканальный прибор, позволяющий снимать показания необходимых параметров дыхания (давления, скорости и температуры) непосредственно в полости носа, в обеих его половинках, не искажая естественное дыхание человека. Значения скорости V при дыхании находятся в диапазоне от V=0,5 м/с до V=5 м/с. Температура воздуха $t_{\rm B}$ на входе в нос может изменяться от значения температуры окружающей среды при вдохе, до значения $t_{\rm B} = 36-37$ С у здорового человека при выдохе. Проведенные опыты показали, что максимальное значение перепада давления у здорового человека достигает величины ΔP примерно равной 200 Па.

Для определения скорости используются термоанемометры, созданные на базе термометров типа CT1-18. Разогрев термисторов осуществляется стабилизированным током. Для измерения перепада давления используются датчики типа 26PC01SMT фирмы Honeywell. Для измерения температуры использованы терморезисторы CT1-18, отградуированные в диапазоне от 20 С до 40 С. Датчики размещены на специальной клипсе, которая крепится внутри полости носа. Конструкция клипсы приведена на рис.1. Здесь терморезисторы №1 и №3 работают как анемометры, терморезисторы №2 и №4 работают как термометры. Отводные трубки, закрепленные с двух сторон клипсы, ведут к датчикам давления.



Рис. 1. Конструкция клипсы



Рис. 2. Показания датчиков при диагностировании больного

Сигналы с датчиков поступают на блок масштабирующих усилителей, которые через интерфейсную плату L-154 связаны с компьютером. На мониторе в удобной для просмотра графической форме отображается характер изменения снимаемых датчиками параметров скорости воздушного потока, давления и температуры от времени (рис. 2).

Практические результаты

На рис. 2 виден хаотичный характер исследуемых характеристик, обусловленный турбулентностью, возникающей при прохождении воздуха через полость носа.

Более глубокое исследование турбулентных процессов дыхания осуществлялось посредством вычисления спектральной плотности мощности (СПМ) и корреляционной размерности измеряемых параметров. Также рассматривалась фазовая траектория исследуемых характеристик и взаимосвязь между временной задержкой и частотой пиков спектральной плотности мощности. Полученные результаты были обобщены в таблицы, пример одной из которых для человека с затрудненным носовым дыханием представлен на рис. 3.



Рис. 3. Диагностическая таблица. Больная Анцева Н. Б. Диагноз: искривление перегородки носа, гайморит

Для диагностирования состояния используются пики функции СПМ, их высота и форма. Так, у здоровых людей количество пиков, как правило, равно двум (рис.4), из них второй пик меньше первого. Его высота характеризует степень проходимости носа: чем выше пик, тем диагностируемый пациент дышит хуже.

Корреляционная размерность (рис.3),

$$Dc = \lim_{r \to 0} \frac{\ln(C(r))}{\ln(r)}$$

используется для определения размерностей аттракторов, построенных по опытным данным. Здесь

$$C(r) = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N^2} \sum_{ij=0}^{N-1} H(r - |x_i - x_j|),$$

r - радиус сферы, для которой определяется число точек N(r), оказавшихся внутри сферы, H - функция Хевисайда,

$$H = \begin{bmatrix} 1, (r - |x_i - x_j|) \ge 0\\ 0, (r - |x_i - x_j|) < 0 \end{bmatrix},$$

 x_i, x_j – векторы из начала координат к точкам траектории с номерами i, j; N – число точек на траектории.

Анализ корреляционной размерности показал следующие ее значения для здоровых и больных людей:

- у здоровых людей корреляционная размерность *D*с составляет величину *D*с≤2;
- у больных она равна *D*c=2 и выше, в зависимости от вида заболевания.



Рис. 4. СПМ для скорости воздуха в одной из половин носа при диагностировании здорового пациента

Анализируя фазовое пространство левой и правой полостей носа больного (рис. 3),. можно выявить затруднительный вдох через левую ноздрю, отраженный через спиралевидные завихрения его правой части и свободный выдох (левая часть рисунка). Вместе с тем струя воздуха встречает значительные затруднения в правой ноздре как при вдохе, так и при выдохе, возрастающие в начальный момент вдоха. Временная задержка фазовой траектории определяется частотой наибольшего пика СПМ.

Заключение

В рассматриваемом методе впервые миниатюрные датчики скорости воздушного потока, давления и температуры были расположены внутри полости носа на пути вдыхаемого воздуха, что позволило не затруднять естественное дыхание человека. Результаты наблюдений выявили сложный хаотический характер изменения скорости воздушного потока во времени. Поэтому для определения состояния человека более удобен спектральный и корреляционный анализ измеряемых величин.

Литература

- 1. Пискунов Г.З. Пискунов С.З. Клиническая ринология. М.: Миклош, 2002 390 с.
- Chaotic Behavior by the Air Flow of the Breath of Human Being / G. Lukyanov, V. Usachev // Physics and Control conference proceedings, Saint-Petersburg, 2003, p. 295-298

ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ

РАСПОЗНАВАНИЕ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ НА ОСНОВЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИИ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА С.А. Алексеев, А.В. Пасяда

Существующие методы распознавания ориентаций поверхности и глубины по единственному изображению, как правило, рассматривают отраженную интенсивность на непрозрачных материалах. Для расширения возможностей (распознавать полупрозрачные объекты и адекватнее определять тени) и повышения точности измерений используются поляризационные характеристики. В статье представлен метод получения карты отражательной способности и поляризации на основе образца калибровочного объекта из данного материала. Карта несет информацию об отражательной способности и поляризационных параметрах отражения при всех наклонах поверхности, что необходимо для распознавания произвольных форм данного материала.

Введение

Распознавание формы объектов средствами технического зрения – одна из важных проблем при создании интеллектуальных роботов. Распознавание формы по затенению (РФЗ) относится к процессам восстановления трехмерной формы из монокулярного плоского изображения. Успех такого распознавания зависит от подходящей модели представления, которая устанавливает связь между формой поверхности и яркостью изображения, и от хорошего численного алгоритма восстановления формы из данного изображения. Существующие эффективные методы РФЗ опираются на парадигму случайных марковских полей и учет локальной окрестности при исследовании глубины в каждом пикселе. Реализацию таких вычислений выгодно проводить нейросетями с применением модифицированной рекуррентной модели Хопфилда.

В то же время изменение поляризации при отражении содержит дополнительную информацию об ориентации поверхности и поверхностном слое отражающего объекта, поэтому метод определения наклона поверхности по затенению дополняется учетом поляризации отраженного излучения.

Карта отражательной способности поверхности

Введем модель, связывающую ориентацию поверхности и яркость изображения. Определение ориентации поверхности по данным об отраженной интенсивности является сложной задачей, так как интенсивность света (яркость изображения) зависит от характера освещения поверхности, ее функции отражения и ориентации поверхности. Возьмем некоторый материал, для которого получим карту отражательной способности – тогда функция отражения станет известна. Кроме того, зададимся характером освещения поверхности, связанным с наблюдателем исследуемой сцены.

Отраженная в сторону наблюдателя доля света зависит от структуры поверхности, которая описывается функцией отражательной способности [1]. Эту зависимость описывают функцией трех углов: угла падения i, угла наблюдения e и фазового угла g, образованного падающим и рассеиваемым лучами. Функция отражательной способности $\phi(i, e, g)$ – это отражаемая с единицы площади поверхности в направлении наблюдателя доля падающего света, приходящаяся на единицу телесного угла. Пусть координаты на изображении (x,y), высота в сторону наблюдателя равна z. Обычно ориентацию поверхности задают через карту отражательной способности R(p,q), где p=dz/dx и q=dz/dy – это частные производные высоты z по отношению к координатам изображения. Они называются градиентами поверхности на (x,y), а пространство (p,q) – пространством градиентов.

Карта отражательной способности устанавливает связь яркостей изображения и ориентации поверхности. Допустим, мы работаем с конкретным типом поверхности, и его функция отражательной способности ф известна. Будем считать, что поверхность освещается параллельным пучком, а положение наблюдения является настолько удаленным, что перспективные искажения не будут вносить существенный вклад в эксперимент. Каждая ориентация поверхности будет порождать конкретную картину значений яркости изображения. Ее можно представить соответствующей картой в пространстве градиентов R(p,q). На нем строятся значения функции ϕ при постоянном фазовом угле g (для простоты построим изолинии яркости, нормированной с помощью некоторого масштабного коэффициента, принимающего значения от 0 – нулевая освещенность – до 1– максимальная яркость на изображении). Если в некоторой точке измеренная яркость составляет 0,8, то данной ориентации поверхности (p,q) на карте отражательной способности соответствует точка на изолинии 0,8, но еще не известно, где именно на ней. Хотя рассчитать ориентацию поверхности в точке по одной яркости нельзя, это можно сделать с учетом значений соседних точек.

Определение формы по затенению с помощью ячеистых нейросетей

С определением карты отражательной способности проблема РФЗ становится проблемой нахождения наилучшего пути восстановления поверхности z(x,y), удовлетворяющего уравнению освещенности изображения

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

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

где **η** носит название альбедо ($0 < \eta < 1$) и представляет собой отклонение в отражательных свойствах из-за пигментации или отметин на поверхности; I(x,y) – интенсивность на изображении в точке (x,y), **n** – нормаль к поверхности, представляющаяся в виде

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

L – вектор падающего света, вычисляемый как

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

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

Равенство освещенности изображения (1) можно рассмотреть как нелинейное уравнение в частных производных для функции поверхности z = z(p,q). К сожалению, этот подход не очень удобен для реальных объектов. Например, Хорн рассмотрел метод нахождения формы поверхности по единственному изображению [2], исходя из предположения гладкости, его численные решения для *x*, *y*, *z*, *p* и *q* образуют «характеристическую полосу», определяя кривую в пространстве и ориентацию поверхности вдоль нее. Но на практике метод характеристической полосы и другие

стандартные методы численного интегрирования дифференциальных уравнений отказывают. Они слишком чувствительны к шуму и граничным условиям.

Есть альтернативный подход [3] с использованием ячеистых нейронных сетей (ЯНС). Обработка изображений – наиболее популярное применение для ЯНС благодаря тому, что они являются аналоговыми (не бинарными), а также благодаря редким соединениям, которые приводят к обработке в реальном времени.

Распознавание при помощи ЯНС [3] – оптимизационная проблема, в которой необходимо минимизировать среднюю ошибку между интенсивностью и освещенностью на функции энергии, как показано в уравнении (4). Оптимизационный подход, в общем, более гибок к дополнительным влияниям, а также более устойчив к шуму на изображении и ошибкам моделирования. В данном случае энергия равна

$$E = \sum_{i} \sum_{j} (I(x,y) - R(p,q))^{2} + \lambda \sum_{i} \sum_{j} (p_{x}^{2} + p_{y}^{2} + q_{x}^{2} + q_{y}^{2}) + \mu \sum_{i} \sum_{j} ((z_{x} - p)^{2} + (z_{y} - q)^{2}).$$
(4)

Здесь первый член соответствует ошибке интенсивности, второй – член регуляризации (мера гладкости поверхности) и третий – член интегрируемости.

Гримсон [4] предложил интерполяционную схему для получения значений высоты из изображения, которая соответствует построению тонкой гибкой пластины через рассматриваемые точки данных. Эту интерполяционную схему можно описать терминами стандартной теории регуляризации [5]. Функция энергии **E**(z) выводится из обратной задачи

$$B.z = I + n, \tag{5}$$

где данные I (интенсивность) и линейный оператор B известны, n представляет шумовой процесс, a z должно быть вычислено из уравнения

 $E(z) = |B \cdot z - I|^2 + \alpha \cdot |S \cdot z|^2.$ (6)

В приведенном уравнении первый член дает меру расстояния между решением к данными, а второй соответствует регуляризации, требуемой для корректной постановки задачи. S – это линейный оператор, связанный с оболочкой пластинки и зависящий от вида желательного сглаживания; α – параметр регуляризации; B – диагональная матрица, элементы которой равны 1 в тех местах, где высота известна, и 0 во всех остальных случаях.

Е(z) можно привести к виду

$$E(V) = \frac{1}{2} \cdot \sum_{i,j} T_{i,j} \cdot V_i \cdot V_j + \sum_i V_i \cdot I_i,$$
(7)

если определить матрицу **T** вместо $2 \cdot (B^T B + \alpha \cdot S^T S)$, **V** вместо z, **I** вместо $-2 \cdot B^T z$ и опустить постоянный член $z^T z$.

В случае принципа квадратичной регуляризации E(V) является положительно определенным квадратным уравнением, тогда система будет всегда сходиться к уникальному минимуму энергии. Тем не менее, член квадратичной гладкости постоянно подавляет изменения формы поверхности, независимо от изменения интенсивностей.

Согласно Ю и Цай [6], нейросетевые техники можно использовать для решения многих проблем, которые уже решены релаксационным процессом. Идея Хопфилда должна решать проблемы комбинаторной оптимизации, если использовать не двоичные переменные, а переменные, меняющиеся непрерывно между 0 и 1, а также представить члены в функции энергии, которая влияет на конечное решение, как один из углов гиперкуба $[0,1]^N$. Тогда выходное значение $\mathbf{y}_i(t)$ для нейрона *i* лежит в диапазоне $0 < y_i(t) < 1$ и является непрерывной и монотонно возрастающей функцией внутреннего состояния переменной $\mathbf{x}_i(t)$ нейрона *i*: $y_i = f(x_i)$. Тогда на выходе (с сигмоидоподобной функцией):

$$y_i = 0,5 \cdot (1 + \text{th} (x_i / x_0)) = \frac{1}{1 + e^{-2x_i / x_0}} = f(x_i),$$
(8)

где x_0 определяет крутизну роста функции. Хопфилд интерпретирует выражение (7) как функцию Ляпунова в сети.

Как показал Бозе и Лянг [7], ЯНС – это аналог сети Хопфилда, в которой связи ограничиваются локальными соседями отдельного элемента с двунаправленными путями сигнала. Динамика ЯНС описывается системой нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений типа (9) и функцией энергии ассоциативных вычислений (названной функцией Ляпунова), которая минимизируется в процессе вычислений.

Особый класс двумерной ячеистой нейронной сети описывается обыкновенными дифференциальными уравнениями такой формы (см. [8], [9]):

$$\frac{\partial x_{ij}(t)}{\partial t} = -a_{ij} \cdot x_{ij}(t) + \sum T_{ij,kl} \cdot y_{ij}(t) + I_{ij}$$
(9)

Здесь $y_{ij}(t) = f(x_{ij}(t))$ – сигмоидальная нелинейность, \mathbf{x}_{ij} – состояние ячейки \mathbf{C}_{ij} , $a_{ij} = 1/RC > 0$, в которой **С** и **R** соответствуют временной константе интегрирования системы, **I** – независимое постоянное смещение; $1 \le i \le M$; $1 \le j \le N$ – номера нейронов из $M \times N$ массива; и структура связей ограничена местными соседями в радиусе **r**.

Поэтому хотя система (9) – это вариант рекуррентной модели Хопфилда с сигмоидной функцией активации f(.), но, в отличие от модели Хопфилда, T не требует симметричности, требуется синхронный режим операций и в ЯНС соединения только локальные. Теперь уравнение, которое определяет степень изменения x_{ij} , таково:

$$C_{ij}\frac{\partial x_{ij}(t)}{\partial t} = -\frac{x_{ij}(t)}{R_i} + \sum T_{ij,kl} y_{ij}(t) + I_{ij}$$
(10)

В таком случае система становится динамической системой с непрерывным значением, в которой градиент хорошо определен, и можно применить классические оптимизационные алгоритмы. Функцию Ляпунова **E**(t) для ЯНС можно записать в виде [3]:

$$E(t) = -\frac{1}{2} \cdot \sum_{(i,j)} \sum_{(k,l)} T_{ij,kl} \cdot y_{ij}(t) \cdot y_{kl}(t) + \frac{1}{2} \cdot \sum_{(i,j)} y_{ij}(t)^2 - \sum_{(i,j)} I \cdot y_{ij}(t)$$
(11)

Используя подходяще определенную функцию энергии, можно доказать устойчивость ЯНС так же, как для аналоговой или непрерывной сеть Хопфилда.

Так как ЯНС является управляемым интенсивностью процессом, то для случайного поля интенсивности в малой области допускается иметь свойства случайных марковских полей, т.е. распределение Гиббса и соседствующую структуру. Пространственно-временное соседство пикселей нам дано как ЯНС-структура. Возьмем растровое изображение, где s = (i,j) дано с помощью замены функции интенсивности в уравнении освещенности изображения функцией

$$o_s = I(i,j) - R(i,j).$$
 (12)

Согласно Коху [5] и Лютону [10], единственный путь вычислить z – это минимизация функции стоимости или энергии E, состоящей из двух членов

 $E = E_a(z) + E_b(z). \tag{13}$

Энергия модели $E_a(z)$ является членом регуляризации, похожим на ограничение гладкости, классически используемое для решения некорректно поставленных задач. А $E_b(z)$ – энергия ошибки интенсивности. Функцию энергии можно переписать как

$$\mathbf{E} = \sum_{i,j} [k_a \cdot (z_{ij} - z_{i+1,j})^2 + k_a \cdot (z_{ij} - z_{i,j+1})^2 + k_a \cdot (z_{ij} - z_{i-1,j})^2 + k_a \cdot (z_{ij} - z_{i,j-1})^2 + k_b \cdot |I_{ij} - R_{ij}|].$$
(14)

Минимум энергии можно вычислить, используя или алгоритмы стохастической релаксации типа «имитации отжига» [11], или детерминистическими алгоритмами

наподобие итеративных условных моделей (ИУМ) [12]. Используя метод ИУМ, получаем, что минимум E, который касается всех z_{ij}, соответствует нулевым частным производным

$$\forall_{ij} \left(\partial E / \partial z_{i,j} \right) = 0 \Leftrightarrow k_a \, \nabla^2 \, z_{ij} - k_b |I_{i,j} - R_{i,j}| = 0, \tag{15}$$

где

$$\nabla^2 z_{ij} = 4 \, z_{ij} - z_{i+1,j} - z_{i,j+1} - z_{i,j+1} - z_{i,j-1} \tag{16}$$

Итоговое дифференциальное уравнение, которое определяет степень изменения *z_{ii}*, имеет вид

$$C\left(\partial z_{i,j}/\partial t\right) = k_a \nabla^2 z_{ij} - k_b \left|I_{i,j} - R_{i,j}\right| .$$

$$\tag{17}$$

ИУМ-релаксация обегает вокруг поля *z*, которое сканируется пиксель за пикселем. В каждом узле принимается локальное решение

$$z_{i,j}^{(k+1)} = k_a \cdot (4z_{i,j}^{(k)} - z_{i+1,j}^{(k)} - z_{i-1,j}^{(k)} - z_{i,j+1}^{(k)} - z_{i,j-1}^{(k)}) + k_b |I_{i,j} - R_{i,j}^{(k)}|.$$
(18)
Эта релаксация проводит итерации до тех пор, пока не будет достигнуто схож-

Эта релаксация проводит итерации до тех пор, пока не оудет достигнуто схождение в каждой из соседних систем, определенных в поле **z**. Для определения состояния сходимости используется пороговый критерий уменьшения относительной энергии $\Delta \mathbf{E} / \mathbf{E} < \boldsymbol{\psi}$.

Привлечение поляризации к определению формы поверхности

Как было отмечено, в методе РФЗ на основе ЯНС также включена карта отражательной способности. Чтобы повысить точность алгоритма при обработке в местах с тенями от соседних объектов и подойти к возможности распознавания поверхностей на полупрозрачных объектах вместо одной переменной – интенсивности, на вход с соответствующими весовыми коэффициентами подается интенсивность вместе с двумя параметрами поляризации. В случае гиббсовского случайного распределения вероятностей значений в окрестности каждого пикселя мы будем иметь взаимодействие 3 видов сигнала – интенсивности и двух поляризационных параметров. Эти взаимодействия описываются гиббсовскими потенциалами различного типа. Суммирование потенциалов будет проводиться отдельно по их типам. Такие суммы носят названия частичных энергий, а вероятностная модель становится трехуровневой.

Рассматривая зеркальное отражение световой волны, целесообразно разложить амплитуды отраженной и падающей волны на p- и s-компоненты, которые являются линейными колебаниями, параллельными (p) и перпендикулярными (s) плоскости падения. Коэффициент отражения s-волны R_s всегда больше коэффициента отражения p-волны R_p (или равен). Подавление колебаний p-типа вектора напряженности электрического поля E [13] при отражении способно показывать направление наклона поверхности, и коэффициенты отражения R_p и R_s зависят от углов падения и отражения.

Чтобы использовать зависимость $R_s(\phi)$ и $R_p(\phi)$ для изучения формы поверхностей из некоторого однородного материала, ее (зависимость) предварительно получим экспериментально. Так как R_s больше R_p (кроме нормального падения), то, даже если падающий свет естественно поляризован, отраженный и преломленный лучи частично поляризованы. С внешними источниками в сцене сложно обработать информацию. В схеме необходим осветитель, равномерно освещающий поле зрения поляризованным светом. Для меньшей деполяризации отраженной волны фазовый угол должен быть малым и постоянным, т.е. осветитель следует закрепить рядом с фотоприемником.

При освещении поверхности поляризованным светом от идеально гладкой поверхности отразится свет с частично подавленной *p*-составляющей. Азимут эллипса поляризации будет ортогонален направлению наклона поверхности. При диффузном отражении на шероховатой поверхности будет проявляться та же тенденция. А эллиптичность будет зависеть от наклона поверхности.

Дадим определение формы объектов системой технического зрения.

Пусть на сцене определяется форма объектов из одного непрозрачного материала. Вначале для материала экспериментально получаем карту отражательной способности и поляризации. Поляризация и интенсивность измеряются фотометрическим методом на установке с вращающимся анализатором (рис. 1).



Рис. 1. Общая схема экспериментальной установки

С помощью калибровочного объекта мы сопоставим наклон поверхности с отраженной яркостью и поляризацией. Преимущества шара в качестве такого объекта – в том, что на нем располагаются все наклоны поверхности, его легко описать геометрически, распознать на изображении и смоделировать.

Сцена освещается светом с заданной поляризацией и интенсивностью. Видеокамера фиксирует картину поляризации на калибровочном объекте, распознаются его границы, находится положение каждой точки относительно этих границ, а затем наклон поверхности в точке. Дальше экспериментальные значения интенсивности и поляризации сглаживаются и сопоставляются с наклоном. Составляется индексированная таблица по калибровочному объекту – таблица ориентации поверхности от яркости и поляризации. На основе полученной карты отражательной способности и поляризации можно найти наклон поверхности по известной яркости пикселя и поляризации.

Поляризация и интенсивность измеряются фотометрическим методом. Перед фотоприемником установлен вращающийся анализатор. Мы ищем интенсивность падающего на анализатор света I_0 и параметры его поляризации. Интенсивность, прошедшую анализатор, обозначим $I_{\Phi\Pi}$. Измеряем зависимость интенсивности $I_{\Phi\Pi}(\alpha)$, проходящей линейный анализатор и достигающей фотоприемник, на интер-

вале $0 \le \alpha \le 2 \cdot \pi$ в *N* угловых положениях анализатора $\alpha_k = \frac{k \cdot 2\pi}{N}$, где k = 0, 1, 2, ...,

N–1. Необходимо, чтобы при начальном положении линейного анализатора ось пропускания совпадала с *x*-поляризацией исследуемой оптической системы.

После ряда преобразований на основе численного гармонического анализа вычисляем коэффициенты Фурье a_0 , a_2 и b_2 ([13, 14]):

$$a_0 = \frac{2}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} I_{\phi\Pi}(\alpha_k), \qquad (19a)$$

$$a_2 = \frac{2}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} I_{\phi \Pi}(\alpha_k) \cdot \cos \frac{4\pi \cdot k}{N}, \qquad (196)$$

$$b_2 = \frac{2}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} I_{\phi\Pi}(\alpha_k) \cdot \sin \frac{4\pi \cdot k}{N}, \qquad (19B)$$

и получаем два параметры эллипса поляризации – угол эллиптичности

$$\varepsilon = \pm \frac{1}{2} \cdot \arcsin \sqrt{1 - \frac{4}{a_0^2} \cdot \left(a_2^2 + b_2^2\right)}$$
(20)

и азимут

$$\theta = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{arctg} \frac{b_2}{a_2} \quad . \tag{21}$$

При расчете поляризации фотометрическим методом невозможно определить только знак эллиптичности, т.е. направление обхода поляризационного эллипса. Интенсивность будет равна

 $I_0 = a_0 / (K \cdot \tau_{\text{MAKC}}) \tag{22}$

Так как K собственное поглощение анализатора, а $\tau_{\text{макс}}$ – максимальное пропускание анализатора по интенсивности, т.е. они являются постоянными анализатора, в дальнейшем вместо интенсивности можно использовать нормированную интенсивность

 $\mathbf{I}_{\mathrm{HOPM.}} = \mathbf{I}_0 \cdot \mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\tau}_{\mathrm{Makc}} = a_0.$

(23)

Параметры є и θ – эллиптичность и азимут эллипса отраженного *частично поляризованного* света, так как вся площадь неровной поверхности, отображаемая на 1 пикселе изображения, отражает лучи с разной поляризацией.

Определение ориентации поверхности на калибровочном объекте

Значения эллиптичности для линейной поляризации $\varepsilon = 0$, для круговой $\varepsilon = \pm \pi/4$, остальные значения проще сравнивать с крайними случаями. В нашем эксперименте использовалось освещение горизонтальным линейно поляризованным светом. Преимущество такого освещения состоят в том, что деполяризация при отражении увеличивает эллиптичность эллипса, получаемого фотометрическим методом.

Для снижения влияния шумов на изображение видеозахват проводился с усреднением изображения по 10 кадрам подряд. Определение поляризации проводилось фотометрическим методом по четырем угловым положениям анализатора: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = \pi/4$, $\alpha_3 = \pi/2$, $\alpha_4 = 3/4 \cdot \pi$. Для повышения точности эксперимента для каждого из четырех кадров получаем кадр при выключенной осветительной установке, т.е. когда работают только внешние источники. Такой кадр вычитается из кадра с освещенной сценой, и из результирующей четверки кадров получаем картину поляризации и интенсивности.

Определим зависимость между ориентацией поверхности и отраженной интенсивностью и поляризацией. Из данных строится индексированная таблица. В качестве калибровочного объекта взят шар из исследуемого материала. Получая изображение с данными об изменении поляризации, распознаем границы шара. В созданном программном обеспечении [15] для выделения границ был использован метод Собела. Первая точка на границе изображения шара задается вручную. Далее выбираются точки с максимальным значением оператора контрастирования Собела $g_{Cof.}(x_i; y_j)$, и с третьей точки дополнительно вводятся ограничения на кривизну контура.

Алгоритм в [15] показывает хорошие результаты на изображениях калибровочных шаров при контрастном фоне. По границе находится вероятный центр шара и радиус. Зададимся полярной системой координат на изображении в области шара – полюс в центре окружности, радиус R и угол Ξ . Направление наклона в точке на поверхности шара определяется углом Ξ , а наклон – углом

 $\Psi = \operatorname{arc} \sin(\mathbf{R} : (\mathbf{D}_{\text{действ}}; 2))$

(24)

Из (Ч, Ξ) несложно получить координаты пространства градиентов р и q.

Экспериментальные данные

Для получения зависимости ориентации поверхности от интенсивности и поляризации создана установка, общая схема которой показана на рис. 1.

Поляризатор в осветительной схеме не потребовался, так как излучение He-Ne лазера непрерывного действия ЛГH-208Б горизонтально линейно поляризовано. Осветительной схемой излучение преобразуется в пучок параллельных лучей, обеспечивая равномерное освещение. Получение изображения производится видеокамерой VSC-541 с разрешающей способностью 380 ТВ линий. На вращающейся основе в качестве анализатора установлен линейный поляризатор ПФ-52. Недостаток такой схемы – в том, что освещается слишком узкое поле зрения (рис. 1).



Рис. 2 - Зависимость после гауссовского сглаживания а) интенсивности от наклона (рад.) поверхности из полиэтилена высокого давления, б) эллиптичности от наклона, рад. и в) азимута поляризации от направления наклона, рад.

Для определения поляризации по 4 кадрам ориентаций анализатора была разработана программа «Поляризация на калибровочном шаре» [15]. Она обрабатывает предварительно оцифрованные кадры с 256 градациями серого, распознавая границы калибровочного шара и рассчитывая ориентацию поверхности в каждой точке. Результаты выводятся в виде индексированных таблиц в формате: интенсивность; эллиптичность; азимут; сглаженная интенсивность; сглаженная эллиптичность; сглаженный азимут; угол наклона; угол направления наклона. Для подавления возмущений на микронеровностях шара и усиления общей тенденции зависимости интенсивности и поляризации от ориентации поверхности проводилось гауссово сглаживание. На рис. 2 представлены данные для полиэтилена высокого давления.

Заключение

Разработан принцип получения карт отражательной способности и поляризации по калибровочным объектам для нейросетевого метода определения ориентации поверхностей на основе получения зависимостей интенсивности и поляризации от параметров наклона. Результаты показывают существование зависимостей между ориентацией поверхности и изменением интенсивности и параметров поляризации отраженного света. По полученным выборкам предстоит обучать ячеистые нейроподобные сети для определения наклона поверхности из известного материала (покрытия). Что даст возможность, не прибегая к стереоскопическому зрению, определять наклон поверхности и глубину изображения в каждой точке. В дополнении к этому обработка поляризации расширит возможности сегментации изображения в системах технического зрения. А это может быть использовано для различения материалов и определения не обнаруживаемых по другим параметрам излучения изменений в объектах, например, на основе фотоупругости.

Литература

- 1. Марр Д., Зрение. Информационный подход к изучению представления и обработки зрительных образов / Ред. И.Б.Гуревич М.:: Радио и связь, 1987.
- 2. Хорн Б.К.П., Зрение роботов / пер. с англ. М.: Мир, 1989.
- Milanova M., Almeida P. E. M., Okamoto J. and Simoes M. G. Applications of Cellular Neural Networks for Shape from Shading Problem. Lecture Notes in Artificial Intelligence – Machine Learning and Data Mining in Pattern Recognition, 1999, pp. 51-63 (перевод на рус. <u>http://ralertmod.narod.ru/new/yans.htm</u>)
- 4. Grimson, W.E.L. From Images to Surfaces: A Computational Study of the Human Early Visual System, MIT Press, Cambridge, MA, (1981)
- 5. Koch, C., Marroquin, J. and Yuille, A. "Analog Neural Networks in Early Vision", Proc. Natl. Acad. Sci. USA, Vol. 83 (1986), 4263-4267
- 6. Yu, S.S. and Tsai, W.H. "Relaxation by the Hopfield Neural Network", Pattern Recognition, No. 25(2), (1992), 197-209
- 7. Bose, N.K. and Liang, P. Neural Network Fundamentals with Graphs, Algorithms and Applications, McGraw-Hill Series in Electrical and Computer Engineering, (1996)
- 8. Chua, L.O. and Roska, T. "The CNN Paradigm. IEEE Transactions on Circuits and Systems (Part I)", CAS-40, 3 (1993), 147-156
- Liu, D. and Michel, A. "Sparsely Interconnected Neural Networks for Associative Memories with Applications to Cellular Neural Networks". IEEE Transactions on Circuits and Systems Part II Analog and Digital Signal Processing, Vol. 41, No. 4 (1994), 295-307

- 10. Lithon, F. and Dragomirescu, D."A Cellular Analog Network for MRF-Based Motion Detection", IEEE Trans. Circuits Syst. I, Vol 46 (1999), 281-293
- 11. Ведерникова О. Г., Разработка и исследование комбинированного алгоритма генетического поиска и имитации отжига для задачи размещения элементов СБИС. 1999.
- 12. Besag, J. "On the Statistical Analysis of Dirty Pictures", J. R. Statist. Soc. B, Vol. 48, No. 3 (1986), 259-302
- 13. Аззам Р. Башара Н., Эллипсометрия и поляризованный свет. М., Мир, 1981
- 14. Бронштейн И.Н, Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов, М.: Наука, 1980
- 15. Пасяда А.В., ПО "Поляризация на калибровочном шаре", 2003 г. http://ralertmod.narod.ru/raspozn.htm

МЕХАНИЧЕСКАЯ АКТИВАЦИЯ РАСТВОРОВ КАК СПОСОБ ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ В СПЕКТРАЛЬНОМ АНАЛИЗЕ Ю.Т. Нагибин, Е.Д. Прудников

Введение

Методы атомного абсорбционного и эмиссионного пламенного и непламенного спектрометрического анализа широко используются в аналитической практике [1-3]. Различными фирмами выпускается большое количество коммерческой аппаратуры. В последние годы внимание исследователей привлекают возможности атомнофлуоресцентного метода анализа [4-7]. Задачей данного исследования было создание простой и дешевой аппаратуры для определения ртути и других легколетучих компонентов (мышьяка, сурьмы, селена, теллура и т.д.) в воде, воздухе, твердых веществах методами атомно-флуоресцентного анализа. Анализ микроколичеств указанных выше химических элементов в природных объектах представляет важную экологическую задачу в связи с высокой их токсичностью. Наиболее жесткие требования по предельно допустимым концентрациям (ПДК) предъявляются к ртути. В настоящее время ПДК ртути равняется 500 нг/л для природных вод, 20 нг/л для вод рыбохозяйственных водоемов и 300 нг/м³ для воздуха. Указанные нормативы имеют тенденцию к снижению и ужесточению норм содержания ртути в объектах окружающей среды. В связи с этим основное внимание в данной работе уделялось усовершенствованию существующих методов анализа ртути.

Спектральный анализ микроколичеств ртути в различных объектах чаще всего методом холодного пара, который был предложен реализуется впервые Н.С. Полуэктовым в 70-е годы [3, 8-10]. Атомно-абсорбционное определение ртути проводят в кварцевой кювете после ее восстановления в растворе пробы до металлического состояния двуххлористым оловом и вытеснения из раствора потоком газа (воздуха). Этот метод является основным при анализе ртути в водах, воздухе и твердых объектах [11–14]. К разновидности метода относится предварительное коллектирование [11] ртути на серебряном [13], золотом [15], платиновом [16] коллекторе и использование других восстановителей, например, аскорбиновой кислоты [17]. Метод холодного пара стал основой многих приборов и приставок для анализа ртути. Из последних разработок следует отметить ртутный анализатор РА-915 (НПФ «Люмэкс»), который имеет наилучшие характеристики при анализе ртути в различных объектах (предел обнаружения в водах до 0.1нг/л при абсолютном ПО=10 пг). Это достигается благодаря использованию многоходовой кюветы и зеемановской коррекции возможных спектральных помех [18].

Наряду с атомно-абсорбционным развивался и атомно-флуоресцентный метод определения ртути. В ГЕОХИ разработан атомно-флуоресцентный анализатор, имеющий предел обнаружения (ПО) до 1пг ртути с биспиральным золотым коллектором [19]. Известны приборы Tekran Inc и NIC с ПО до 0.1–0.01пг. Здесь низкие ПО достигаются за счет измерения флуоресценции ртути в атмосфере аргона, что дает выигрыш на 2 порядка по сравнению с воздушной атмосферой, в которой существенную роль играет гашение флуоресценции. Указанные разработки подтверждают перспективность метода атомной флуоресценции для анализа микроколичеств ртути.

Атомно-флуоресцентный анализатор ртути

При разработке атомно-флуоресцентного анализатора ртути стояла задача достижения высокой чувствительности измерений с ПО ниже 20 нг/л, что обеспечивает воз-

можности анализа различных вод. В то же время высокая чувствительность должна сочетаться с простотой и невысокой стоимостью прибора

Оптическая схема разработанного нами атомно-флуоресцентного спектрометра была представлена ранее в работах [20, 21]. Возбуждение резонансной флуоресценции ртути обеспечивалось излучением высокочастотной шариковой лампы на длине волны 253,7 нм. Для возбуждения и измерения флуоресценции была использована высокоэффективная светосильная оптическая система с кварцевыми линзами диаметром 50 мм и фокусным расстоянием 50 мм из плавленого кварца марки КУ. Система построена так, чтобы получить максимальную интенсивность возбуждающего флуоресценцию излучения в аналитической зоне прибора и максимально использовать излучение флуоресценции. Регистрация резонансной флуоресценции осуществлялась методом счета фотонов после выделения линии ртути интерференционным фильтром. Это позволило отказаться от использования дорогостоящего монохроматора и снизить предел обнаружения.

Для определения микроколичеств ртути использовался метод холодного пара [7, 8], который включал следующие этапы. В пробу объемом 100 мл добавляли 1 мл 10% раствора двуххлористого олова в 3Н. соляной кислоте и закрывали пробкой [14]. Включали компрессор и устанавливали необходимый расход воздуха по ротаметру. Воздух барбатировал через раствор пробы и вытеснял ртуть из раствора. Воздух в смеси с ртутью проходил через золотой коллектор, и ртуть осаждалась на золоте коллектора. Через 3–5 мин., когда вся ртуть удалялась из раствора пробы, включали электрический подогрев нихромовой спирали золотого коллектора, вследствие чего ртуть испарялась с золотого коллектора. Сигнал флуоресценции ртути измеряли в аналитической зоне с помощью оптической системы регистрации.

При прямом определении ртути из раствора пробы объемом 100 мл время выхода ртути составляло более 40 с, и чувствительность определения ртути равнялась более 100 нг/л, что недостаточно для анализа вод. С целью увеличения чувствительности анализа ртути в работах [20, 21] пары ртути концентрировались на биспиральном золотом коллекторе [19]. Золотой коллектор выполнен в виде стеклянной трубки с помещенной внутри нихромовой спиралью, на которую дополнительно навита спираль из тонкой золотой проволоки. При прохождении через трубку золотого коллектора потока газа, содержащего пары ртути, золотая спираль коллектора поглощала пары ртути с образованием амальгамы. После окончания процесса концентрирования ртути на коллекторе нихромовая проволока коллектора нагревалась электрическим током напряжением 40 В в течение 2 с до 700–800°С, пары ртути испарялись с поверхности золотого коллектора и направлялись потоком газа в аналитическую зону прибора.

Золотой коллектор эффективен при анализе микроколичеств ртути в различных объектах. В то же время многократная адсорбция и десорбция ртути приводит к коррозии поверхности золотой проволоки и к ее разрушению. В связи с этим не рекомендуется анализ количеств ртути более 20 нг.

Так как золотой коллектор имеет ограничения по измеряемой концентрации ртути и сроку работы, существует необходимость усовершенствования метода прямого анализа ртути из растворов без привлечения золотого коллектора. Эти исследования были продолжены в случае анализа микропроб.

Анализ ртути с помощью микробарбатера.

Для ускорения выхода ртути из раствора пробы был применен метод нагрева барбатера с пробой в водяной бане. Микробарбатер с пробой объемом 0.1–0.5мл помещали перед измерением в нагретую до 95° водяную баню на 30-40 с, после чего проводили измерение ртути. Нагрев пробы, действительно, приводил к ускорению выхода ртути из раствора до 5–10 с и соответственному увеличению аналитического сигнала. В то же время этот метод имел существенный недостаток, связанный с конденсацией паров воды на внутренних поверхностях магистралей для подвода пробы к аналитической зоне. Это хорошо видно на прозрачных трубках из поливинилхлорида. Поэтому каждое измерение требовало просушивания подводящих трубок и их освобождения от остатков ртути, осевшей на трубках вместе с водой. Для уменьшения влияния этого эффекта также был снижен расход воздуха до 0.1–0.2 л/мин, что позволяло получить высокую абсолютную чувствительность измерений. Другой выход – нагрев всей системы подачи ртути до температуры водяной бани для предотвращения конденсации пробы на трубках. Все это значительно усложняет систему и проведение измерений.

Было предложено установить микробарбатер с пробой непосредственно под аналитической зоной внутри прибора. В этом случае барбатер помещался в нагреватель из нихромовой спирали, расположенный под аналитической зоной. При нагреве пробы отмечался большой сигнал рассеяния на парах воды в виде тумана, который конденсировался в относительно холодной аналитической зоне над барбатером. Из-за этого обстоятельства метод нагрева пробы оказался неприемлемым. В этом случае для предотвращения конденсации воды и образования тумана также требовался нагрев всей аналитической зоны прибора.

Механическая активация растворов

В данной работе для увеличения концентрационной чувствительности при прямом анализе ртути из растворов был разработан метод механической активации ртути, позволяющий ускорить выход ртути из растворов и улучшить отношение сигнал/шум. Исследования были проведены для объемов проб от 3 до 300мл. Процесс активации ртути осуществлялся интенсивным механическим перемешиванием анализируемого раствора после добавления в него двуххлористого олова. Использовали метод встряхивания барбатера с пробой. Проведенные исследования показали возможность увеличения чувствительности при прямом определении ртути из растворов на порядок и более. Механизм увеличения чувствительности при механической активации легколетучих компонентов связан со следующими процессами. Сам процесс активации ртути заключается в частичном переводе паров ртути в воздушную атмосферу над пробой, а также переводе паров ртути, остающихся в растворе, в мелкие пузырьки воздуха, образующиеся в растворе при встряхивании барбатера. При последующем барбатировании воздуха через раствор проведенная активация ускоряет выход паров ртути из раствора, и производится измерение общего сигнала от ртути, вышедшей из раствора и перемещенной в воздух при активации. При этом время выхода легколетучего компонента сокращается более чем на порядок по сравнению с методом продувки без активации. Для получения импульсного сигнала здесь предпочтительно использовать большие расходы воздуха при барбатировании до 3-5 л/мин и выше.

Стандартная схема анализа с барбатированием пробы после активации ртути позволяет получить импульсный сигнал с длительностью до 2 с, что обеспечивает высокую чувствительность измерений. В этом случае из пробы за время измерения удаляется до 80% и более содержащейся в пробе ртути, что показали исследования величины сигнала после повторной активации проанализированного раствора пробы. Для получения воспроизводимых результатов анализа достаточна активация анализируемой пробы в течение 20–30 с. В этих условиях получают пиковый сигнал флуоресценции ртути длительностью порядка 2 с с наличием последующего хвоста от остатков ртути, которые не были удалены за эти 2 с. В то же время как величина, так и интеграл этого пика пропорциональны концентрации ртути в пробе, что позволяет проводить измерения ртути путем регистрации этого импульсного сигнала и без измерения хвоста от остатков ртути в растворе пробы. Эти условия измерений обеспечивают максимальную чувствительность и минимальные пределы обнаружения ртути.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что предложенный метод активации ртути позволяет получать импульсный сигнал флуоресценции с длительностью порядка 2 с из объемов пробы до 300 мл и снизить относительный предел обнаружения ртути до величины нг/л. Особенно важным фактором является хорошая воспроизводимость измерений как за короткое, так и за длительное время. Для системы измерений прибора РА-915 с барбатером на 10 мл пробы чувствительность измерений с методом активации повышается в 3 раза. Относительные пределы обнаружения для объема пробы 10 мл равнялись 5 нг/л. В случае увеличения объема пробы пределы обнаружения снижались незначительно и не пропорционально используемому объему пробы. Для объемов пробы 100-300 мл предел обнаружения может быть снижен до 1-2 нг/л, но здесь имеется ограничение за счет влияния холостого опыта. При определении содержаний ртути на уровне нг/л отмечено влияние рассеяния возбуждающего излучения на парах соляной кислоты и частицах двуххлористого олова, особенно при больших расходах воздуха (более 2 л/мин). Снижение расхода воздуха позволяло уменьшить это неселективное рассеяние, но при этом также становилась меньше импульсная величина аналитического сигнала. Относительная погрешность измерений для этого метода составляла 2-3 %. Пиковая и интегральная регистрация сигнала показали близкие значения. Указанный метод может быть перспективен для анализа всех летучих компонентов из растворов, включая спектральный анализ летучих гидридов мышьяка, сурьмы, селена, теллура, свинца и летучих соединений других элементов.

Литература

- 1. Львов Б.В. Атомно-абсорбционный спектральный анализ. М. Наука. 1966.
- 2. Славин В. Атомно-абсорбционная спектроскопия. Л. Химия. 1971.
- 3. Полуэктов Н.С. Методы анализа по фотометрии пламени. М. Химия. 1967.
- 4. Зайдель А.Н. Атомно-флуоресцентный анализ. М. Наука. 1980.
- 5. Лазерная аналитическая спектроскопия/ под ред. Летохова В.С. М. Наука. 1986.
- 6. Разумов В.А. // ЖАХ.1977. Т.32, №3. С.596.
- 7. Спектральный анализ чистых веществ/ под ред. Зильберштейна Х.И. СПб. Химия. 1994.
- 8. Полуэктов Н.С., Виткун Р.А. // ЖАХ 1963. Т.18, №1. С.37.
- 9. Зелюкова Ю.В., Полуэктов Н.С. // ЖАХ 1963. Т.18, №4. С.435.
- 10. Полуэктов Н.С., Зелюкова Ю.В. // Зав. Лаб. 1969. Т.35, №2. С.186.
- 11. Manning D.C. // Atom. Absorpt. Newslet. 1970. V.9, n.5. P.97.
- 12. Kahn H.L. // Atom. Absorpt. Newslet. 1971. V.10, n.2. P.58.
- 13. РД 52.04.186-89. Руководство по контролю загрязнений атмосферы. М., 1991.
- 14. Фомин Г.С. Вода. Контроль химической, бактериальной и радиационной безопасности по международным стандартам. Справочник. 2-е изд. М., 1995.
- 15. Фурсов В.З., Степанов И.И. В сб. «Спектр. анализ в геологии». М., 1971.
- 16. Cumont G. // Chim. Anal. 1971. V.53, n.10. P.634.
- 17. Simomura S. // Jap. Anal. 1970. V.19, n.9. P.1296.
- 18. Альтман Э.А. и др. // ЖПС 1982. Т.37, №7. С.709.
- 19. Гузеев И.Д. и др. // Зав. Лаб. 1970. Т.36, №11. С.1458; 1973. Т.39, №2. С.165.
- 20. Stroganov A.A., Ilyukhin F.V., Nagibin Yu.T., Prudnikov E.D. Proceed. of CANAS'99 (Colloquium Anal. Atomspektrosk.). Konstanz. Germany. 1999.
- 21. Ильина Н.Р., Нагибин Ю.Т., Прудников Е.Д., Строганов А.А. Тезисы докладов 30-й научно-практической конференции проф.-препод. состава СПб ГИТМО (ТУ). СПб, 1999. С. 33.

МАШИННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ С РЕШЕНИЯМИ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ О.В. Майорова, Е.Е. Орлова, Е.Б. Липкович, Л.К. Шандалова, Е.К. Скалецкий, З.С. Царев

Методами машинного эксперимента исследованы аналитические свойства решений прямой задачи эллипсометрии для амплитудно-фазовых Ψ-Δ характеристик поля световой волны от углов падения ϕ для разных зеркал (n,k) в модели идеальных границ раздела сред.

Введение

Эллипсометрия относится к наиболее прецизионным экспериментальным методам поляризационно-оптического материаловедения. На опыте измеряются амплитуднофазовые соотношения поля световой волны, отраженной от объекта исследования, по которым судят о его оптических параметрах.

Поле линейно поляризованного света (в *E*,*H* компонентах) на фронте волны с азимутом α ориентации компонента *E* относительно плоскости падения под углом φ можно разложить на ортогональные волны $E_s(\varphi) = E \text{Cos}(\alpha)$ и $E_p(\varphi) = E \text{Sin}(\alpha)$.

Согласно граничным уравнениям системы Максвелла в форме коэффициентов Френеля R_p и R_s для плоских волн на идеальных поверхностях раздела сред, эти компоненты поля по-разному преобразуются в отраженной и преломленной волнах, а их наложение оказывается распределенным по эллипсу поляризации с амплитудными (Ψ) и фазовыми (Δ) параметрами, которые входят в основное уравнение эллипсометрии Друде (ОУЭ) [1] вида:

$$R = tg(\Psi) \exp\{i\Delta\} = \frac{R_p}{R_s} = \frac{\frac{E_{omp}^p}{E_{na\partial}^p}}{\frac{E_{omp}^s}{E_{na\partial}^s}} = \frac{\frac{E_{omp}^p}{E_{na\partial}^p}}{\frac{E_{omp}^s}{E_{na\partial}^s}} \exp\{i[\Delta_{omp}^p - \Delta_{na\partial}^s + \Delta_{na\partial}^s - \Delta_{omp}^s]\}.$$
(1)

Это ОУЭ (1) для идеальных границ сред с комплексным относительным показателем преломления m(n,k), который для воздуха равен m=n+ik, принимает вид:

$$R = \frac{[mCos(\varphi) - Cos(\varphi_{\tau})][Cos(\varphi) + mCos(\varphi_{\tau})]}{[mCos(\varphi) + Cos(\varphi_{\tau})][Cos(\varphi) - mCos(\varphi_{\tau})]} = |R| \exp\{i\Delta\}.$$
(2)

По закону Снеллиуса в ковариантной комплексной форме $Sin(\varphi_{\tau}) = \frac{Sin(\varphi)}{m}$.

Следовательно, $Cos(\varphi_{\tau}) = \frac{1}{m} \sqrt{m^2 - Sin^2(\varphi)}$, и уравнение (2) может принять вид:

$$R = \frac{1-Z}{1+Z},\tag{3}$$

где комплексная функция $Z = Ctg(\varphi)\sqrt{Y} = Ctg(\varphi)\sqrt{|Y|\exp\{i\arg(Y)\}} = Z_{1,2}$,



Рис.1. Вектора на комплексной плоскости Z.

На рис.1 представлены комплексные вектора, входящие в выражения (2) и (3), по которым строятся искомые решения прямой задачи эллипсометрии (1):

$$Y = m^{2}Co \sec^{2}(\varphi) - 1 = [(n^{2} + k^{2})Co \sec^{2} - 1] - i[2nkCo \sec^{2}(\varphi)] = a + ib$$

$$|Z_{1}| = |Z_{2}| = Ctg(\varphi)\sqrt{|Y|},$$

$$\arg(Z_{1}) = \frac{1}{2}\arg(Y),$$

$$\arg(Z_{2}) = \pi + \arg(Z_{1})$$

$$|Y| = \sqrt{[(n^{2} + k^{2})Co \sec^{2}(\varphi) - 1]^{2} + 4n^{2}k^{2}Co \sec^{2}(\varphi)},$$

$$\arg(Y) = \begin{cases} \alpha = arctg(t), \ ecnu \ a, b > 0 \\ \pi + arctg(t), \ ecnu \ a < 0 \ npu \ \frac{b}{a} = t = \frac{-2nk}{n^{2} + k^{2} - Sin^{2}(\varphi)}.$$

Для функции (3) на комплексной плоскости Z (см. рис.1) также справедлива теорема двойственности:

$$R = R_{1,2} = \begin{cases} |R_2| = \frac{1}{|R_1|}, \leftrightarrow |R_1| = \frac{|1 - Z_1|}{|1 + Z_1|} \\ \arg(R_2) = -\arg(R_1) = \arg(Z_1 + 1) - \arg(1 - Z_1) \end{cases}$$
(4)

Физический смысл этих двойственных представлений (4) отвечает условию $|R_1| \le 1$, в соответствии с явлением Брюстера (гашением планарных компонент поля в световой волне).

По теореме косинусов для соответствующих треугольников (рис.1) получим

$$|1-Z_{1}| = \sqrt{1+|Y|Ctg^{2}(\varphi) - 2\sqrt{|Y|}Ctg(\varphi)Cos(\beta)},$$

$$|1+Z_{1}| = \sqrt{1+|Y|Ctg^{2}(\varphi) + 2\sqrt{|Y|}Ctg(\varphi)Cos(\beta)},$$

$$Cos(\beta) = \sqrt{\frac{1+Cos(\alpha)}{2}}, \leftrightarrow Sin(\beta) = \sqrt{\frac{1-Cos(\alpha)}{2}}, \leftrightarrow Cos(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{1+t^{2}}},$$

$$arg(1-Z_{1}) = arcCtg\left(\frac{|Z_{1}|}{Sin(\beta)} - Ctg(\beta)\right),$$

$$arg(1+Z_{1}) = \frac{\alpha}{2} + arcCtg\left(\frac{|Z_{1}|}{Sin(\beta)} + Ctg(\beta)\right),$$

$$\Delta(\varphi) = arg(1-Z_{1}) - arg(1+Z_{1}) = arcCtg\left(\frac{Cosec(\alpha)}{Ctg^{2}(\varphi) |Y|} - Ctg(\alpha)\right) = arcCtg(B(\varphi)),$$

$$\Psi(\varphi) = arctg |R| = arctg \sqrt{\frac{1+|Y|Ctg^{2}(\varphi) - 2\sqrt{|Y|}Ctg(\varphi)Cos(\beta)}{1+|Y|Ctg^{2}(\varphi) + 2\sqrt{|Y|}Ctg(\varphi)Cos(\beta)}} = arctg \sqrt{A(\varphi)}.$$

при А и В, имеющих аналитический вид:

$$B(\varphi) = \left(\frac{Co \sec(\alpha)}{Ctg^{2}(\varphi)|Y|} - Ctg(\alpha)\right),$$

$$A(\varphi) = \frac{1 + |Y|Ctg^{2}(\varphi) - 2\sqrt{|Y|}Ctg(\varphi)Cos(\beta)}{1 + |Y|Ctg^{2}(\varphi) + 2\sqrt{|Y|}Ctg(\varphi)Cos(\beta)}$$
(5)

Таким образом, в форме триго-экспоненциального представления комплексных чисел, в отличие от алгебраической [2], получены формулы описания единственных решений ОУЭ (1).

Свойства решений Оуэ-Друде в модели Френеля

Рассмотрим основные свойства решений прямой задачи эллипсометрии для априорных значений оптических констант материалов (n, k) методом машинного эксперимента с ними в интервале углов $0 < \varphi < \pi/2$.

В прикладной эллипсометрии внешнего и внутреннего отражения наиболее важными являются вопросы о свойствах непрерывности этих решений в классе *C*2 от углов падения.

На рис. 2, 3 представлены теоретические параметры $\Psi(\phi)$ и $\Delta(\phi)$ эллипса деполяризации поля световой волны, отраженной от металлоподобных (n=3/2, *k*=1), диэлектрических (со средним поглощением *n* =3/2, *k*=0.00001), водных (*n*=4/3) и предельных зеркал каустики (*n*=1, *k*=0.001).

В табл. 1 представлены.машинные решения для стекла типа НС-11.

ф,гр.	Ψ(φ)	$\Delta(\phi)$	n(φ)	k(φ)	
45	17,15732071726271	179,9992508572483	1,51400000364482	1,056385001720708E-05	
50	10,0431241905181	179,998055114987	1,51400000378354	1,398172616161333E-05	
55	2,423181428724282	179,9884032527683	1,51400000382072	1,837601060139721E-05	
60	5,378600975665154	7,152178886847112E-03	1,51400000363202	2,415746664221474E-05	
65	13,03646594295895	3,863374360509647E-03	1,51400000296046	3,205206448264269E-05	
70	20,3073607777009	3,122428157013702E-03	1,514000000120983	4,34978388058164E-05	
75	27,07849627389975	2,851078124796647E-03	1,513999999669244	6,184182405549603E-05	
80	33,36580972014567	2,740149845066923E-03	1,513999998269366	9,713808882325512E-05	
85	39,28229002364552	2,696562211979318E-03	1,513999990506046	1,997494160794956E-04	

Таблица 1. Решения ОУЭ для стекла типа НС-11.

В табл. 1 значения *n* отличаются от априорной константы 1.514, начиная с десятого знаке после запятой («мечта экспериментатора»!).

Видно, что экстинкция совпадает с априорным значением 0.00002 только при углах псевдо-Брюстера! Видно также, что вне зоны «удовлетворительных» значений параметров имеет место четкая тенденция их явной зависимости от углов падения.

Табл. 2 содержит решения прямой задачи ОУЭ (*n*=1.5) при углах псевдо-Брюстера.

	k	фпс.Бр	Ψ(φпс.Бр.)	$\Delta(\phi)$
	0,000003	56,3099	0,0000971	121,55
	0,000009	56,3099	0,0002534	101,567
	0,000027	56,3099	0,0007466	93,9038
	0,000081	56,3099	0,0022351	91,3056
	0,000243	56,3099	0,0067038	90,443
	0,000729	56,3099	0,0201109	90,171
	0,002187	56,31	0,0603323	89,9785
	0,006561	56,3106	0,1809935	90,0546
	0,019683	56,313	0,5428878	90,2034
	0,059049	56,3374	1,6261674	90,614
	0,177147	56,5554	4,8131155	91,7688
	0,531441	58,3625	13,039952	93,8178
enni			алаци по OV	'Э пля стекла (<i>n</i> =1

Таблица 2. Решения прямой задачи по ОУЭ для стекла (n=1.5)

Из рис. 2 видно свойство несовпадения в общем случае минимума фазовой функции с точками перегиба амплитудной функции, за исключением средних значений показателей экстинкции.



Рис.2. Вариации функции f(k)=Δ(φ_{БР})–π/2 от логарифма показателя поглощения (lnk)

На рис.3 представлены результаты машинного моделирования решений ОУЭ для сильно поглощающих веществ (*n*=1.514, *k*=1).



Рис. За. Апостериорное воспроизведение априорных металлооптических констант



Рис. 3б. Результаты численного моделирования в системе n=1.514 и k=1

Отметим, что графики рис.3 демонстрируют теоретическую угловую зависимость оптических констант материалов от углов падения, что противоречит физическим предпосылкам ОУЭ (1).

Общий вывод, который можно сделать из нашего тщательно поставленного, численно выверенного и достаточно полно проведенного машинного эксперимента, состоит в том, что свойства обратного конформного преобразования решений ОУЭ Друде-Френеля не только не равносильны, но даже не эквивалентны прямому преобразованию его комплексных решений от нескольких переменных, в частности, априорных оптических констант:

 $m_{a'priory} \rightarrow \Psi - \Delta \rightarrow m_{a'posteriory}$. $\neq m_{a'priory}$.

Свойство несовпадения углов псевдо-Брюстера для амплитудных и фазовых функций, продемонстрированное на рис.2, для стекломатериала, в общем случае, для различных материалов (для $1 \le 1 \le 10$), проиллюстрировано на рис. 4. Из этих данных видно, что совпадение наблюдается для экстинкций из небольшого интервала от нескольких тысячных до сотых долей значений ее величины.



Рис. 4. Семейство вариаций Δ(φ_{мин})-90⁰ по показателю n от аргумента k

На рис.5 представлены свойства решений прямой задачи эллипсометрии для стекла в зависимости от всевозможных значений экстинкции.





Данные рис. 5 получены для углов псевдо-Брюстера по амплитудной функции. Видно, что закон Брюстера нечувствителен к экстинкции диэлектриков и полупроводников, так как определяется в основном вещественной составляющей показателя преломления за исключением металлооптических материалов. Подобным свойством обладает и минимум амплитудной функции, который растет над одним и тем же углом псевдо-Брюстера в интервале сотых и десятых долей значения экстинкции, а при больших значениях начинает сдвигаться в сторону больших углов положения минимума амплитудной функции.

Выводы

Из представленных данных следует ряд самых общих (не гипотетических) и важных для прикладных исследований свойств решений прямой задачи ОУЭ в модели идеальных границ Френеля:

- угол псевдо-Брюстера индифферентен к низкому уровню экстинкции с точностью до 15 знака после запятой вплоть до k ~ 0.002;
- уровень экстремума амплитудной функции соизмерим со значением экстинкции в радианной мере для диэлектрических и полупроводниковых материалов;
- с ростом экстинкции минимум амплитудной функции также растет со сдвигом в область больших углов псевдо-Брюстера по сравнению с φ₀=arctg(n), начиная со значительных значений k ~ 0.2;
- фазовая функция в точках экстремума амплитудной ведет себя неустойчиво при сверхмалых экстинкциях (шаг прогонки дискретных решений по углам падения составлял 0.0001°) и, наоборот, проявляет тенденцию стабилизации вблизи значения 90° и слабую зависимость от величины экстинкции;
- совокупное поведение свойств δΔ(k) = Δ(φ_{min}) π/2 в семействе по показателю преломления допускают табулирование и представление в виде номограмм для анализа экспериментального поведения данных Ψ(φ)-Δ(φ) в зоне углов псевдо-Брюстера;

Литература

- 1. Drude P. Über die gesetze der reflaxion und ozechund des lichthe an der grenze absorbierender krystalle.//Ann.Physik, B32, s.584-600, 1887.
- 2. Горшков М.М. Эллипсометрия. М.: Радио, 1974. 200 с.
- 3. Ржанов А.В., Свиташев К.К., Семененко А.И., Семененко Л.В., Соколов В.К Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1978. 424 с.

МЕТОДЫ КОРРЕКЦИИ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧИ ВАСИЧЕКА О.В. Майорова, Е.Е. Орлова, Е.Б. Липкович, Л.К. Шандалова, Е.К. Скалецкий, З.С. Царев

Методами машинного эксперимента с решениями обратной задачи эллипсометрии выявлены свойства зависимости оптических констант материалов от углов падения света, начиная с модели идеальных границ раздела сред. На основе их анализа найдены методы машинной корректировки этих решений способами площадей и дифференцирования

Введение

Обратная задача эллипсометрии состоит в нахождении оптических констант материала n и k по амплитудно-фазовым параметрам Ψ - Δ поля световой волны, отраженной под любым углом ϕ от зеркальной границы исследуемого объекта.

Поле *Е* линейно поляризованного света с азимутом ориентации α раскладывается на две ортогональные волны $E_{\rm s}(\phi)=E{\rm Cos}(\alpha)$ и $E_{\rm p}(\phi)=E{\rm Sin}(\alpha)$, которые по-разному складываются в результирующее поле после взаимодействия с веществом на границе раздела сред. Эти преобразования описываются коэффициентами Френеля $R_{\rm p}$ и $R_{\rm s}$, входящими в основное уравнение эллипсометрии Друде (ОУЭ) [1] вида

$$R = tg(\Psi) \exp\{i\Delta\} = \frac{R_p}{R_s} = \frac{\frac{E_{omp}^p}{E_{na\partial}^s}}{\frac{E_{omp}^s}{E_{na\partial}^s}} = \frac{\frac{E_{omp}^p}{E_{na\partial}^p}}{\frac{E_{omp}^s}{E_{na\partial}^s}} \exp\{i[\Delta_{omp}^p - \Delta_{na\partial}^s + \Delta_{na\partial}^s - \Delta_{omp}^s]\}.$$
(1)

Рассмотрим решения обратной задачи эллипсометрии (1) для комплексного m = n-*ik*:

$$\left(\frac{n-ik}{1}\right)^2 = Sin^2(\varphi) \left[tg(\varphi) \left(\frac{1-tg(\Psi)e^{i\Delta}}{1+tg(\Psi)e^{i\Delta}}\right)^2 + 1 \right] \Longrightarrow n^2 - k^2 - i2nk = q - ir$$
(2)

в виде системы вещественных уравнений Кеттелера:

$$\begin{cases} n^2 - k^2 = q \\ 2nk = r, \end{cases} \rightleftharpoons \begin{cases} n^2 = k^2 + q \\ (k^2 + q)k^2 = \left(\frac{r}{2}\right)^2 \end{cases}$$
(3)

с единственными положительно определенными аналитическими решениями (n^2 , $k^2 > 0$):

$$\begin{cases} k^{2} = -\frac{q}{2} + \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^{2} + \left(\frac{r}{2}\right)^{2}} \\ k = \sqrt{-\frac{q}{2}} + \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^{2} + \left(\frac{r}{2}\right)^{2}} \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} k = \sqrt{-\frac{q}{2}} + \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^{2} + \left(\frac{r}{2}\right)^{2}} \\ n = \sqrt{\frac{q}{2}} + \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^{2} + \left(\frac{r}{2}\right)^{2}} \end{cases}$$
(4)

Явные выражения для *r* и *q* в (3) можно получить несколькими способами преобразования комплексного квадрата:

$$\left(\frac{1-tg(\Psi)e^{i\Delta}}{1+tg(\Psi)e^{i\Delta}}\right)^{2} = \frac{(1-tg(\Psi)e^{i\Delta})^{2}}{(1+tg(\Psi)e^{i\Delta})^{2}} = \left(\frac{(1-tg(\Psi)e^{i\Delta})^{2}}{1-(tg(\Psi)e^{i\Delta})^{2}}\right)^{2} = \left(\frac{(1-tg(\Psi)e^{i\Delta})(1+tg(\Psi)e^{-i\Delta})}{(1+tg(\Psi)e^{i\Delta})(1+tg(\Psi)e^{-i\Delta})}\right)^{2},$$

$$K_{\text{TRACEVENTIAL}} = \frac{(1-tg(\Psi)e^{i\Delta})^{2}}{(1+tg(\Psi)e^{i\Delta})^{2}} = \left(\frac{(1-tg(\Psi)e^{i\Delta})^{2}}{(1+tg(\Psi)e^{i\Delta})(1+tg(\Psi)e^{-i\Delta})}\right)^{2},$$

Классики эллипсометрии [2] рассматривали последний способ этого преобразования:

$$\left(\frac{1-R}{1+R}\right)^2 = \frac{1-Sin^2(2\Psi)[1+Sin^2(\Delta)]}{[1+Cos(\Delta)Sin(2\Psi)]^2} - i\frac{Sin(\Delta)Sin(4\Psi)}{[1+Cos(\Delta)Sin(2\Psi)]^2}.$$
Следовательно,

97

$$q=Sin^{2}(\varphi)\left\{1+\frac{tg^{2}(\varphi)\left[Cos^{2}(2\psi)-Sin^{2}(2\psi)Sin^{2}(\Delta)\right]}{\left(1+Sin(2\psi)Cos(\Delta)\right)^{2}}\right\},$$

$$r=Sin^{2}(\varphi)\left\{\frac{tg^{2}(\varphi)Sin(4\psi)Sin(\Delta)}{\left(1+Sin(2\psi)Cos(\Delta)\right)^{2}}\right\}..$$

In the same the heremetry $r=n^{2}$ is $r=k^{2}$ customer (3) in the same temperature of temp

При замене переменных $x=n^2$ и $y=k^2$ система (3) принимает вид

$$\begin{aligned} x - y &= q\\ (y + q)y &= c, \end{aligned}$$

где, при введении обозначений с = $r^2/4$ и τ = r/q, решения (4) записывают в виде:

$$\begin{cases} k = \sqrt{y} = \sqrt{\frac{|q|}{2}}\sqrt{\sqrt{1+\tau^2} - Sign(q)} \\ n = \sqrt{x} = \sqrt{\frac{|q|}{2}}\sqrt{\sqrt{1+\tau^2} + Sign(q)} \end{cases}$$
(5)

Формулы (5) при $q \rightarrow 0$, т.е. n=k, обладают неопределенностью типа $0-\infty$ и не могут быть использованы при простом программировании.

Выражения (4) программируются легко. Разложение решений (5) по малому параметру ($\tau \rightarrow 0$) возможно при условии $n = tg(\phi)$ в пренебрежении $tg(\psi) \rightarrow 0$, что справедливо в области минимума амплитудной функции $\Psi(\phi_{\psi})$ при углах падения псевдо-Брюстера ϕ_{ψ} . В этом случае допустима аналитическая оценка экстинкции в виде:

$$k = \frac{r}{2n} = \frac{4n^3}{n^2 + 1} \left\{ \frac{\psi \delta}{1 + \vartheta} \right\},\tag{6}$$

где при
$$\phi < \phi_{\kappa \delta}$$
 $\begin{cases} \delta = |\pi - \Delta| \\ \vartheta = -4\psi \end{cases}$, при $\phi = \phi_{\kappa \delta}$ $\begin{cases} \delta = 1 \\ \vartheta = 0 \end{cases}$, а при $\phi > \phi_{\kappa \delta} \end{cases}$ $\begin{cases} \delta = \begin{bmatrix} |2\pi - \Delta| \to 0 \\ \Delta \to 0 \\ \vartheta = 4\psi \end{cases}$.

Таким образом, из (6) следует, что угловое поведение экстинкции k квадратично малó при малых значениях $\psi\delta$, обладает свойством роста в области до углов псевдо-Брюстера из-за знака θ вплоть до сильного роста при $\psi \rightarrow 15^0$ и дробно-линейным ростом от ψ после углов Брюстера в случае недостаточного спада величины $\Delta(\phi)$ по аналитическим (из-за tg(90⁰)) либо экспериментальным причинам, например, при достаточно «грязных» измерениях.

Результаты машинного эксперимента

Постановка машинного эксперимента чрезвычайно проста – по априорным значениям n и k нужно найти решения прямой задачи эллипсометрии (1), по которым необходимо апостериорно восстановить те же константы.

На рис.1, 2 представлены машинные решения для слабопрозрачного стекла типа HC-11 и высокопрозрачного стекла К-8.

Поскольку коэффициенты Френеля справедливы для всевозможных углов, постольку и пересчет по ним априорных констант обязан иметь только систематические погрешности численного эксперимента, что и отражается на рис.1. Согласно (6), вне углов псевдо-Брюстера экстинкция в главном должна иметь тангенциальный характер роста (вблизи 90⁰), и это четко просматривается на указанном рисунке.

Для полноты машинного эксперимента на рис.2 представлены аналогичные данные решений обратной задачи эллипсометрии на прозрачном оптическом стекле марки К-8 с априорными значениями констант n = 1.514 и $k = 10^{-8}$. Из данных рис.2 видна согласованность этих решений с достаточно малой ошибкой восстановления заложенных в них констант. Однако снова наблюдается четкая тенденция угловой зависимости оптических констант материала при наклонном падении света. В реальном опыте подобные искажения принимаются за артефакт обработки данных измерений, и, естественно, исключается сама возможность определения сверх малых коэффициентов поглощения таких стекол.



Рис.1. Машинные решения обратной задачи эллипсометрии для НС-11

Исторический (почти 150-летний) опыт решения задач металлооптики [3] показывает, что отмеченная тенденция имеет характер реальной закономерности – измеряемые оптические константы являются реалистичными функциями углов паденияотражения. И это тем более удивительно при определенном доминировании механизмов поглощения для металлов по сравнению с механизмами светорассеяния в них, говорящем о значимом совпадении показателя экстинкции именно с показателем поглощения материала, а не наоборот, как в случае с диэлектриками.

На рис.3 представлены данные машинного эксперимента по моделированию решений обратной задачи эллипсометрии для сильно поглощающих веществ (*n*=1.514, k=1). Из этих данных следует, что тенденция угловой зависимости оптических констант $n(\phi)$ и $k(\phi)$ для диэлектриков у металлоподобных веществ переходит в определенную закономерность.



Рис. 2. Машинный эксперимент с решениями прямой и обратной задач для стекла К-8



Рис. 3. Результаты численного моделирования в системе n=1.514 и k=1.

Таким образом, ярко выраженная зависимость оптических констант материалов от углов падения монохроматического света вступает в противоречие с априорными дан-

ными и, более того, с физическими предпосылками классической теории Друде-Френеля.

В 1875 году Кеттелер обнаружил в амплитудно-фазовой металлооптике пару (r и q) инвариантных соотношений для правых частей в соотношениях (3). Васичек [4], в свою очередь, предложил алгоритм пересчета оптических констант, зависящих от углов падения, на их главные значения для нормального падения. Однако это не стало решением насущной проблемы ортодоксальной зависимости оптических констант от углов наблюдения при диагностике оптических сред.

На рис.4 представлены инварианты Кеттелера $I1=q(n,k,\phi)$ и $I2=r(n,k,\phi)$.



Рис. 4. Инварианты Кеттелера для сильно поглощающих веществ (k=1)

Из данных рис.4 видно, что инварианты Кеттелера с большим трудом можно отнести разве лишь к классу кусочно-постоянных величин в зоне малых углов и в окрестности углов Брюстера. Следовательно, нужно искать поправки к этой эллипсометрической задаче Васичека.

Металлооптическая задача Васичека

Из литературного обзора следует, что в эллипсометрии не ставится задача о введении поправок в решениях ее обратных задач для разных углов падения – и Кеттелер, и Васичек искали пути пересчета констант на углы нормального падения, при которых обычно и производятся измерения по схеме Бугера-Ламберта-Бэра.

Рассмотрим алгоритмы возможной численной корректировки оптических констант при решении обратной задачи эллипсометрии по данным машинного моделирования решений (1).

Самый очевидный путь подобной корректировки следует из характера поведения этих решений, изображенных на рис.1,2 и 3. Основная черта этого поведения – обратный характер монотонности роста и спада у показателей экстинкции и преломления, соответственно.

На рис.1,2 для слабо поглощающих материалов наблюдается также тот факт, что истинная экстинкция совпадает с ее оценками на углах псевдо-Брюстера. Истинное же значение показателя преломления при его регулярном спаде приходится на угол, сдвинутый от угла Брюстера на интервал, площадь под которым равна площади нарастания

разностной функции абсолютной ошибки $cF(\phi)=k(\phi)-k(\phi_{\text{Бр}})$, отрицательной до $\phi_{\text{Бр}}$ и положительной после этого угла минимума амплитудной функции.

Следовательно, критерий $n_2 - n_1 = \int F(\varphi) d\varphi$ при обращении в 0 может служить численным способом (площадей) выбора «истинного» значения n_0 .

Более того, «истинная» материальная константа n_0 =Const при подходящем подборе нормирующего множителя (*c*) может быть восстановлена почти на всем интервале измерений от 0° до 89°, кроме, естественно, 90°, при котором режим численного роста экстинкции тангенциально велик (6):

 $n_0(\varphi) = n(\varphi) + 1/c \int (k(\varphi) - k_{Ep}) d\varphi.$

(7)

Результат подобной корректировки для стекла марки HC-11 по данным машинного эксперимента с этим стеклом представлен на рис.5.



Рис. 5. Восстановление показателя преломления НС-11 (см. рис.1)

Таким образом, алгоритм численного решения проблемы Васичека для слабо поглощающих материалов можно считать состоятельным.

Суть этой проблемы для комплексного показателя преломления m = n - ik может быть записана в дифференциальной форме:

$$\frac{d}{d\varphi}m = \frac{d}{d\varphi}n - i\frac{d}{d\varphi}k = 0,$$

что справедливо в следующих простых случаях:

$$\frac{d}{d\varphi}n = 0; \frac{d}{d\varphi}k = 0, \rightarrow n, k = Const$$

или в более интересной интегральной постановке

$$\frac{d}{d\varphi}n = i\frac{d}{d\varphi}k \to n = i\int_{0}^{\pi/2} \frac{d}{d\varphi}k(\varphi)d\varphi.$$
(8)

В силу симметрии связи дифференциалов n и k в (8) аналогично выполняется корректировка экстинкции по интегралам приращений функции преломления. Следовательно, материальные константы для слабо поглощающих материалов в принципе можно восстановить по их феноменологическим аналогам n_{ϕ} и k_{ϕ} .

Более сложная картина свойств существует в решениях обратной задачи для сильно поглощающих материалов (см. рис.3).

Главное из этих свойств – совпадение истинного показателя поглощения с его значением на углах псевдо-Брюстера, равно как и истинного показателя преломления с минимумом значений $n(\phi)$ в зоне перегиба фазовой функции (63°), совпадающей и с экстремумом амплитудной.

Из условия независимости (8) сопряженных компонент комплексного показателя преломления от углов ф в дифференциальной форме следует, что

 $n_2 - n_1 = \int k'(\varphi) \, d\varphi = k_2 - k_1.$

(9)

Действительно, небольшой фрагмент протабулированных решений для HC-11 с сильно поглощающим наполнителем k=1, приведенный в табл. 1, с точностью до 5% подтверждает это суждение (9).

ф,град.	Ψ(φ)	$\Delta(\phi)$	n(φ)	k(φ)	$n(\phi) - n_0$	$k(\phi) - k_0$
62.5	20.14415	92.54000	1.514940	1.000945	0.000936	0.000941
62.7	20.14930	91.57336	1.514361	1.000374	0.000357	0.000370
62.8	20.15320	91.09646	1.514176	1.000184	0.000172	0.000180
63.1	20.17000	89.69260	1.514014	1.000015	0.000010	0.000011
63.2	20.17800	89.23364	1.514086	1.000095	0.000082	0.000091
63.4	20.19585	88.32930	1.514411	1.000466	0.000407	0.000462
63.5	20.20620	87.88400	1.514660	1.000758	0.000656	0.000754

Таблица 1. Табулограммы решений для металлоподобного НС-11

Следовательно, экзотическая на первый взгляд формула (8) площадей успешно решает проблему Васичека для металлооптических измерений по восстановлению константности материальных оптических констант среды в окрестности углов псевдо-Брюстера.

Для углов, меньших углов псевдо-Брюстера, применим рассмотренный ранее метод площадей от разностного показателя поглощения, близкого по величине к площади под кривой разностного показателя преломления. Это позволит и для малых углов (почти нормального падения света), в принципе, относительно успешно так же решать эту проблему Васичека.

Повторим аналитическое содержание этого алгоритма.

Предположим, что экстинкция состоит из дисперсионной (k_{λ}) и угловой (k_{θ}) частей:

 $k(\varphi) = k_{\lambda} + k_{\theta}.$

Предположим также, что дисперсионная часть k_{λ} не зависит от углов φ , т.е. она – искомая постоянная, совпадающая с экстинкцией на углах $\varphi_{\text{Бр}}$. Тогда знакопеременная функция разности

 $F(\varphi) = k(\varphi) - k(\varphi_{\rm Ep}) = k_{\theta}(\varphi) - k_{\theta}(\varphi_{\rm Ep})$

уже не содержит постоянной неизвестной k_{λ} и отражает индикатрисные свойства экстинкции. Ее производная $F'(\phi)>0$ содержит аддитивную постоянную наклона k_{θ} при угле Брюстера (подгоночный параметр при численной обработке):

 $F'(\varphi) = k'_{\theta}(\varphi) - k'_{\theta}(\varphi_{\mathrm{Ep}}).$

Следовательно, определенный $\int F'(\phi) d\phi$ с переменным верхним пределом от начального $\phi_{\text{Бр}}$ в интервале углов около 0 долго остается слабо растущей поправкой (из-за близких к нулю индикатрисных компонент $F(\phi)$) для слабо спадающего около нулевых углов показателя преломления. Т.е., это должна быть не простая аддитивная корректировка для функций роста преломления с перегибом в точке ее экстремума. Резонно простую аддитивность использовать до точки перевала от углов Брюстера, а после нее использовать интегральное ослабление поправки в виде дополнительного, тоже самонасыщающегося по численному значению, интеграла от $\phi_{\text{макс}}(n_{\text{макс}})$ до выбранного

верхнего предела φ. Этот экстремум роста показателя преломления (если он существует) можно найти путем прямой прогонки в рассматриваемой зоне углов, улучшив ее корректировку по формуле (9) с поправкой вида

$$n = n(\varphi) + \begin{bmatrix} \varphi \\ \int \phi_{Ep} F'(\varphi) d\varphi & - \int \phi_{\min}(n_{\max}) \Phi(\varphi) F'(\varphi) d\varphi \end{bmatrix}$$

Для скользящих углов падения (вне зоны углов квази-Брюстера) простые методы численной корректировки найти непросто. Поэтому рассмотрим строгий дифференциальный метод расчета корректирующих функций для констант сильно поглощающих материалов.

Относительный комплексный показатель преломления для измерений на воздухе имеет следующие вещественные составляющие (2):

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{\delta n - i\delta k}{n - ik} = \frac{\delta n}{n - ik} - i\frac{\delta k}{n - ik} = \frac{n + ik}{n^2 + k^2}\delta n - i\frac{n + ik}{n^2 + k^2}\delta k =$$
$$= \frac{n^2}{n^2 + k^2} \left(\frac{\delta n}{n}\right) + \frac{k^2}{n^2 + k^2} \left(\frac{\delta k}{k}\right) + i\left(\frac{k\delta n}{n^2 + k^2} - \frac{n\delta k}{n^2 + k^2}\right) =$$
$$= \frac{\frac{\delta n}{n}}{1 + \left(\frac{k}{n}\right)^2} + \frac{\frac{\delta k}{k}}{1 + \left(\frac{k}{n}\right)^2} + i\left(\frac{\frac{\delta n}{n}}{\frac{n}{k} + \frac{k}{n}} - \frac{\frac{\delta k}{k}}{\frac{n}{k} + \frac{k}{n}}\right) = \widetilde{A} + i\widetilde{B},$$

где

$$\widetilde{A} = \frac{\frac{\delta n}{n}}{1 + \left(\frac{k}{n}\right)^2} + \frac{\frac{\delta k}{k}}{1 + \left(\frac{k}{n}\right)^2}, \quad \widetilde{B} = \left(\frac{\frac{\delta n}{n}}{\frac{n}{k} + \frac{k}{n}} - \frac{\frac{\delta k}{k}}{\frac{n}{k} + \frac{k}{n}}\right).$$

Правая часть $\delta N/N$ этого выражения также может быть представлена вещественными компонентами:

$$\frac{2Co \sec^{2}(\varphi)[\delta Ctg(\Psi) - i\delta\Delta]}{(1+R^{-1})[1+R^{2} + 2RCosec(2\varphi)]} = \frac{2Co \sec^{2}(\varphi)[\delta Ctg(\Psi) - i\delta\Delta]}{\zeta},$$

где $\varsigma = \omega + i\Omega$, вариации $\delta Ctg(\Psi) = -\delta\Psi/\sin^{2}(\Psi), \,\delta\Psi = (d\Psi/d\varphi) \,\delta\varphi$ и $\delta\Delta = (d\Delta/d\varphi)\delta\varphi$ при

$$\left| \omega = \left[tg(\Psi) + Cos(\Delta) \right] \left[Ctg(\Psi) + tg(\Psi)Cos(2\Delta) + \frac{2Cos(\Delta)}{Sin(2\varphi)} \right] + \frac{Sin^{2}(\Delta)}{tg(\Psi)} [2Cos(\Delta) + 1] \right]$$

$$\Omega = Sin(\Delta) \left\{ \frac{Cos(2\Delta)}{tg(\Psi)} + 2Cos(\Delta) + tg(\Psi) \left[\frac{2}{Sin(2\varphi)} - Cos(2\Delta) \right] \right\}$$

Освобождаясь от комплексности ζ в знаменателе, умножением на комплексно сопряженное значение ζ^* , т.е. $\zeta \zeta^* = \omega^2 + \Omega^2$ получим следующее выражение для относительной вариации показателя (погрешности) $\delta N/N$:

$$\widetilde{A} + i\widetilde{B} = \frac{2Co\sec^2(\varphi)}{\omega^2 + \Omega^2} [i\Delta - \omega] \left[\frac{\Psi'(\varphi)}{Sin^2(\Psi)} + i\Delta'(\varphi) \right] \delta\varphi.$$

Следовательно,

$$\widetilde{A} = -2 \frac{Co\sec^2(\varphi)}{\omega^2 + \Omega^2} \left[\frac{\omega}{Sin^2(\Psi)} \Psi'(\varphi) + \Omega \Delta'(\varphi) \right] \delta \varphi ,$$

$$\widetilde{B} = \left(\frac{n}{k} + \frac{k}{n}\right) = \left(\frac{n}{k} + \frac{k}{n}\right) \left[\frac{\Omega}{Sin^2(\Psi)}\Psi'(\varphi) - \omega\Delta'(\varphi)\right] \frac{2Co\sec^2(\varphi)}{\omega^2 + \Omega^2}\delta\varphi$$

Сопоставляя левые и правые части комплексных выражений для относительной вариации относительного показателя преломления, приходим к системе уравнений для вариаций натуральных логарифмов искомых констант:

$$\delta \ln(n) + \left(\frac{n}{k}\right)^{2} \delta \ln(k) = -2 \frac{1 + \left(\frac{n}{k}\right)^{2}}{Sin^{2}(\varphi)(\omega^{2} + \Omega^{2})} \left[\frac{\omega}{Sin^{2}(\Psi)}\Psi'(\varphi) + \Omega\Delta'(\varphi)\right] \delta\varphi$$

$$\delta \ln(n) - \delta \ln(k) = -2 \frac{\frac{k}{n} \left(1 + \left(\frac{n}{k}\right)^{2}\right)}{Sin^{2}(\varphi)(\omega^{2} + \Omega^{2})} \left[\omega\Delta'(\varphi) - \frac{\Omega}{Sin^{2}(\Psi)}\Psi'(\varphi)\right] \delta\varphi$$

$$(10)$$

Исключая вариации логарифма от показателя преломления в системе (10), получаем вариационное уравнение для логарифма экстинкции вида:

$$\delta \ln(k) = \delta \varphi \left[\frac{-2}{(\omega^2 + \Omega^2) Sin^2(\varphi)} \right] \left\{ \frac{\omega + \Omega \frac{k}{n}}{Sin^2(\Psi)} \Psi'(\varphi) + \left(\Omega - \frac{k}{n} \right) \Delta'(\varphi) \right\},$$

решение которого имеет очень простой, но экспоненциально чувствительный к числовому режиму вид:

$$k(\varphi) = k_{E_p} \exp\left\{-2\int_{\varphi_{E_p}}^{\varphi} \left[\frac{\omega + \Omega k/n}{Sin^2(\Psi)}\Psi'(\varphi) + \left(\Omega - \omega \frac{k}{n}\right)\Delta'(\varphi)\right]\frac{\delta\varphi}{(\omega^2 + \Omega^2)Sin^2(\varphi)}\right\}.$$
 (11)

Выражение (11) легко обратить в метод корректировки материальной константы $k_{\text{Бр}}$ экстинкции по ее эмпирическим значениям $k(\varphi)$ в виде

$$k_{\mathcal{B}p} = k(\varphi) \exp\left\{2\int_{\varphi_{\mathcal{B}p}}^{\varphi} \left[\frac{\omega + \Omega k/n}{Sin^{2}(\Psi)}\Psi'(\varphi) + \left(\Omega - \omega\frac{k}{n}\right)\Delta'(\varphi)\right]\frac{\delta\varphi}{(\omega^{2} + \Omega^{2})Sin^{2}(\varphi)}\right\}$$
(12)

В формулах (11) и (12) под интегралом стоят эмпирические численные выражения и для производных от поляризационных параметров $\Psi(\varphi) - \Delta(\varphi)$, и для отношения $k(\varphi)/n(\varphi)$, включая и зависящие от углов φ величины ω и Ω . Сами выражения (11) и (12) не являются интегральными уравнениями типа Вольтера для величин $k(\varphi)$ и $n(\varphi)$, а только методологическим приемом численного решения задачи Васичека путем корректировки модельных решений основного уравнения эллипсометрии Друде-Френеля-Эйри (1).

Полученные здесь интегралы, описывающие экспоненциальный рост экстинкции на скользящих углах подобно (6), можно найти только численно. Следовательно, машинный эксперимент может служить методическим руководством в поисках путей численной корректировки угловой зависимости экстинкции и для реального эксперимента в задачах Васичека.

Выводы

Машинный эксперимент с решениями основного уравнения эллипсометрии Друде для классической модели идеальных границ Френеля показал принципиальное различие между априорными константами для прямой задачи и их воспроизведением в обратных решениях.

Более того, систематическая машинная погрешность этого воспроизведения принимает вид определенной аналитическими решениями угловой зависимости апостериорных констант оптической системы, аналогично известной в металлооптике проблеме Васичека о неконстантности оптических констант, определяемых при наклонном падении света на поверхность исследуемых материалов. Уравнения Друде для металлооптики составлены в упрощающем предположении о бесконечной проводимости среды, и это объясняет источник угловой зависимости в решениях обратной задачи для этого уравнения.

Несоответствие же решений прямой и обратной задач в строгой аналитической постановке общего уравнения эллипсометрии Друде в модели Френеля объяснить трудно. По-видимому, здесь проявляется трансцендентная нелинейность для этих конформных преобразований, взаимная обратимость комплексных функций от многих переменных в которых может быть определена с точностью до функционального семейства. Более того, в решениях могут проявляться эффекты их физически несостоятельных множественных ветвлений.

Поэтому впервые в задачах прикладной эллипсометрии рассмотрены аналитически обоснованные методы корректировки решений задачи Васичека о нахождения оптических констант по способу площадей в интервале малых углов падения, вложенных площадей для зоны углов псевдо-Брюстера и интегро-дифференциальный способ на скользящих углах падения. Эти методы справедливы в предположении, что амплитудно-фазовые функции прямой задачи не отягощены влиянием аномального индикатрисного светоослабления отраженного света, что справедливо для дробных значений экстинкции, как это выясняется при анализе аналитических свойств решений прямой задачи эллипсометрии.

Литература

- 1. Ржанов А.В., Свиташев К.К., Семененко А.И., Семененко Л.В., Соколов В.К Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1978. 424 с.
- 2. Горшков М.М. Эллипсометрия. М.: Радио, 1974. 200 с.
- 3. Пришивалко А.П. Отражение света от поглощающих сред.Минск, 1963.
- 4. Васичек А. Теория отражения света поглощающим слоем, нанесенным на металл. // ОиС. 1961. Т.11., №2. С.242.
- 5. Vasiček A. Optics of thin films. //Amsterdam, Nord Holland Publ., 1960.

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЙ ИНВАРИАНТ ФРЕНЕЛЯ-БРЮСТЕРА В.Т. Прокопенко, Е.К. Скалецкий, Л.В. Лапушкина, О.В. Майорова, И.Е. Скалецкая, Е.Е. Орлова

В результате машинного эксперимента с решениями основного уравнения Друде для эллипсометрии на идеальных границах Френеля выявлено свойство пропорциональной зависимости минимума амплитудной функции эллипса поляризации отраженного света от величины экстинкции отражающей среды. Для семейства всевозможных показателей преломления различных сред установлен диапазон величин коэффициентов экстинкции, для которых сформулирована гипотеза о существовании инвариантов нового типа Френеля-Брюстера.

Введение

В фундаментальной монографии по прикладной эллипсометрии [1] введено понятие приборных инвариантов эллипсометрии. Более древним понятием в поляризационной [2] металлооптике является представление о инвариантах Кеттелера, служащих для определения оптических констант n и k по амплитудно-фазовым параметрам Ψ - Δ поля световой волны, отраженной под произвольным углом φ от зеркальной поверхности исследуемого объекта, согласно системе вещественных уравнений Кеттелера:

$$\begin{cases} n^2 - k^2 = q \\ 2nk = r, \end{cases} \rightleftharpoons \begin{cases} n^2 = k^2 + q \\ (k^2 + q)k^2 = \left(\frac{r}{2}\right)^2 \end{cases}$$
(1)

с явным представлением *r* и *q* в виде:

$$q = Sin^{2}(\varphi) \left\{ 1 + \frac{tg^{2}(\varphi) \left\lfloor Cos^{2}(2\psi) - Sin^{2}(2\psi)Sin^{2}(\Delta) \right\rfloor}{\left(1 + Sin(2\psi)Cos(\Delta)\right)^{2}} \right\}$$
$$r = Sin^{2}(\varphi) \left\{ \frac{tg^{2}(\varphi)Sin(4\psi)Sin(\Delta)}{\left(1 + Sin(2\psi)Cos(\Delta)\right)^{2}} \right\}.$$

На рис.1 для стекла (n = 1.5) с металлическим поглощением (k = 1) для всевозможных углов падения ($0 < \varphi < 90^{0}$) монохроматического линейно поляризованного света ($\lambda = 632.8$ нм) представлены инварианты Кеттелера I1 = q и I2 = r.



Рис.1. Инварианты Кеттелера для сильно поглощающих веществ (n = 1.5, k = 1)

Из данных рис.1 видно, что инварианты Кеттелера с большим трудом можно отнести к классу кусочно-постоянных величин в зоне малых углов и в окрестности углов Брюстера.

Новые инварианты Френеля-Брюстера

Основное уравнение эллипсометрии Друде в модели зеркальных границ Френеля имеет аналитические решения для обратной задачи (1). Более сложные модели оптических систем не имеют аналитических решений обратных задач о нахождении оптических параметров, таких как толщины планарных слоев между идеальными границами и оптических констант этих однородных слоев. Для решения подобных задач используются численные методы.

Однако простейшая модель Друде-Френеля определяет основной характер и свойства решений прямых и обратных задач традиционной эллипсометрии. Все традиционные методы базируются на классических представлениях максвелловской электродинамики о константах материальных сред (n- показателя рефракции и *k*-экстинкции):

$$\varepsilon_{compl} = m^2 = \mu \varepsilon - i \frac{\mu \sigma \lambda}{2\pi \varepsilon_0 c} \rightarrow \begin{cases} n^2 - k^2 = \varepsilon \mu \\ 2nk = \frac{\mu \lambda \sigma}{2\pi \varepsilon_0 c} \end{cases}$$
(2)

Входящие в (2) физические величины определяют известные материальные уравнения электродинамики для векторов электрической $D = \varepsilon E$ и магнитной $B = \mu H$ индукций с помощью параметров диэлектрической (ε) и магнитной (μ) проницаемостей и токов $j = \sigma E$ проводимости ($\sigma = 1/\rho$) в системе единиц SI (c=300000 км/с). Таким образом, по значениям констант среды n и k можно вычислить произвольные пары (μ,ε), (σ и ξ поляризуемость) или ($\varepsilon\sigma$) системы (2). Недостатком системы (2) является отсутствие в ней информации о механизмах светорассеяния, хотя значение экстинкции не исключает любого вклада в ослабление света.

Попытку описать всевозможные оптические материалы (в смысле значений *n* и *k*) по соответствующим всевозможным значениям поляризационных характеристик отраженного этим материалом света (в смысле значений его амплитудно-фазовых параметров $\Psi(\phi)$ - $\Delta(\phi)$) предприняли математики ВЦ ИФПП СОАНСССР [1]. Результаты в виде номограммы представлены на рис.2.



Рис.2. Номограмма Ψ-Δ для всевозможных значений n (сплошные) и k (пунктирные).

Для данных рис.2, к сожалению, отсутствует информация о значениях углов падения ϕ , для которых рассчитывались амплитудно-фазовые параметры $\Psi(\phi)$ - $\Delta(\phi)$.

Типовая картина угловой развертки таких параметров для семейства различных по поглощению (*k* от 0.0001 до 1) стекол с *n*=1.5 показана на рис.3.


Рис.3. Семейство расчетных параметров Ψ(φ)-Δ(φ) для n=1.5 и k от 0.0001 до 1

Из расчетных данных рис.3 видно, что амплитудная функция $\Psi(\varphi_{\text{БР}})$ в точках минимума монотонно растет с ростом показателя поглощения (экстинкции) k (от 0.0001 до 1), а фазовая монотонно убывает от 180°, меняя характер кривизны при углах псевдо-Брюстера $\varphi_{\text{БР}}$.

Поскольку положение угла псевдо Брюстера, как видно из рис.3, зависит от величины k и, согласно закону Брюстера tg(φ_{FP}) = n, еще существеннее зависит от показателя преломления (рефракции) n, то был выполнен специальный анализ связи минимума функции $\Psi(\varphi_{\text{FP}})$ с величиной k в зоне плавающих углов φ_{FP} для всевозможных материалов и по показателям преломления. Результаты этого численного анализа представлены на рис.4.



Рис. 4. Универсальные инварианты Френеля-Брюстера $\Psi(\phi_{\text{мин}}) / k$. Здесь ряды функций представлены по показателям n от 1 до 3.

На основании теоретических (расчетных) данных рис.4 в дополнение к открытым в 1875 году металлооптическим (k > 0.n) инвариантам Кеттелера можно высказать гипотезу о существовании новых эллипсометрических инвариантов $\Psi(\varphi_{\text{мин}}) / k = \text{const}(n)$ для целого класса диэлектрических (слабо поглощающих) и полупроводниковых материалов. Такие инватиантные величины логично назвать инвариантами Френеля-Брюстера.

Литература

- 1. Ржанов А.В., Свиташев К.К., Семененко А.И., Семененко Л.В., Соколов В.К.. Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1978.
- 2. Пришивалко А.П. Отражение света от поглощающих сред. Минск, 1963.

ОПТИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ НИТРИДА БОРА В.Т. Прокопенко, Е.К. Скалецкий, С.А., Алексеев О.В. Майорова, И.Е. Скалецкая, Е.Е. Орлова

Методами эллипсометрии диффузно отражающих зеркал впервые выполнены оценки оптических констант кристаллов искусственно выращенного пиролитического нитрида бора.

Введение

Нитрид бора (BN), благодаря свойствам термомеханической прочности и химической стойкости, является уникальным материалом космических технологий. Все его основные физико-химические свойства хорошо изучены [1]. Однако его оптические свойства, за исключением спектральных [2], слабо изучены в силу сложной пробоподготовки образцов. Эти сверхпрочные кристаллы обладают опаловым (сильно поглощающим) белесым цветом и сильно развитой шероховатостью хорошо рассеивающих свет зеркальных граней, обработка которых обычно производится столь же прочными порошками кристаллов карбида кремния.

Для дальнейшей сертификации и коммерческого продвижения этих материалов на рынки современного нанотехнологического производства, например, как кристаллов с высокой лучевой стойкостью, необходимо дополнительное детальное изучение его оптических констант – показателей поглощения и преломления.

Наиболее чувствительным методом определения этих параметров в поляризационно-оптическом материаловедении является метод амплитудно-фазовой эллипсометрии отраженных световых полей. Однако эллипсометрия диффузно отражающих зеркал относится к слабо развитому направлению физической оптики, поэтому главная задача этого новаторского исследования состояла в установлении принципиальной возможности точного определения амплитудно-фазовых характеристик поля, отраженной от диффузного транспаранта поляризованной световой волны (λ =632.8нм) и оценки по ним оптических констант кристалла BN.

Априорная информация

Нитрид бора является слоистым гексагональным кристаллом с ярко выраженной анизотропией всех его физико-химических и оптических свойств. Это чрезвычайно прочный и тугоплавкий (порядка 3000°С) материал с расчетной плотностью 2.27 (г/см³). Входящий в состав этих кристаллов бор является пятым из легчайших элементов с атомной орбиталью AO(B) = $1s^2 2s^2 2p^1$. Второй элемент, азот (N), описывается атомной орбиталью AO(N) = $1s^2 2s^2 2p^3$. Линейная комбинация этих атомных орбиталей образует молекулярные связывающие (π , σ) и разрыхляющие (π *, σ *) гибридные sp² орбитали MO(BN) вида:



Рис.1. Формирование MO(NB) из AO(B) и AO(N)

Гибридизация внешних атомных орбиталей бора и азота приводит к тригональной слоистой (плоской) внутренней сингонии кристалла NB, схематично изображенной на рис. 2:



Рис. 2. Схема гибридизации АО молекул NB

Внутри слоев ВN связь – ковалентная (гибридная) с примесью ионной и, возможно, электростатической [1]. Из внутренних 1s состояний (В) реальны только переходы в 2p.



В этих слоях действует тригональная σ – связь валентных электронов бора, т.е. $2s^{1}2p^{2}$ – гибридизация АО(В).

Трансляционные параметры решетки: A = 2.504 Å

Между слоями действуют π MO(BN), составленные из свободных $2p^3$ электронов AO(N) и $2p^1$ AO(B) их z- компонентами, что значительно удлиняет ребро решетки C изза трансляции чередования узлов -N-B-N-

Рис.3. Формирование решетки кристаллов NB

Оптическая ось кристалла, отвечающая его асимметрии, должна быть перпендикулярна слоям:

$$\omega_{nepexodob} \approx \left| \int \psi_2 z \psi_1 dV \right|^2.$$

Здесь вероятность переходов отлична от нуля для несферически симметричных состояний или волновых функций ψ , различающихся по четности. Следовательно, в энергетических спектрах отражения для BN следует ожидать наличия трех пар характерных линий:

- «а» связанных с возбуждением высокоэнергичных π* состояний;
- «в» связанных с возбуждением σ* и
- «с» связанных с σ состояниями (а' линии связаны с переходами 1s состояний бора в π*состояния).

Качественное расположение линий этого спектра может иметь вид, схематично представленный на рис.4. Здесь пик «а» приходится на линию 190 эВ, а остальной спектр переходов расположен до 205–210 (эВ) в диапазоне ультрамягкого рентгена (УМРИ).



Рис. 4. Характерные линии спектра BN.

Комплексный показатель преломления кристалла BN в виде отношения скоростей света вакуума (*c*) к среде (*v*) с электрической и магнитной проницаемостями (ϵ , μ) обычно записывается через показатели рефракции (*n*) и экстинкции (*к*) в виде [1]:

$$\frac{c}{v} = c\sqrt{\varepsilon\mu} = n - ik = 1 + \frac{2\pi}{K^2}Nf_0$$
$$Nf_0 = e^2 \sum_{(j)} \frac{N_j}{(\omega_j^2 - \omega)^2 m_e - i\frac{2e^2\omega^2}{3c^2}}$$

Здесь k – волновое число, e – элементарный заряд электрона с массой м_е, i^2 =-1. При высокочастотных внешних полях ($\omega \rightarrow \infty$) сила всех осцилляторов $Nf_0 < 0$ и модуль комплексного показателя его преломления становится дробным (<1), в результате чего для рентгеновских лучей вакуум представляется оптически более плотной средой, чем любое вещество. Следовательно, для них может наблюдаться явление полного внешне-го отражения (ПВО) обычной геометрической оптики на скользящих траекториях (решетка кажется почти сплошной, как и для длинноволнового излучения в видимом диапазоне от 3000 Å до 6000 Å). При низких частотах ($\omega \rightarrow 0$) сила осцилляторов достигает максимума своего значения.

Спектры поглощения для NB поляризационно зависимы. Для линий «а», колебания *E*-вектора которых параллельны оптической оси (перпендикулярны слоистости), имеет место более высокая интенсивность, чем для перпендикулярной к ним компоненты (для а' – так же), но для «в» и «с» линий – наоборот.

При попадании лучей между слоями (когда вектор *E* расположен перпендикулярно оптической оси) возникает повышенное AO, которое для коротковолнового излучения известно под названием эффекта Ионеды [3]. На рис. 5 пунктирной линией изображено угловое положение падающего излучения. Отраженные лучи нарушают закон зеркального отражения и по угловому положению и по интенсивности $U(\phi)$:

Здесь зеркальная линия «возбуждения» представлена для двух углов $\phi_{nag} = 77^{\circ}$ и 80°. Аномально отраженные лучи выходят под меньшими углами скольжения (большими углами отражения) и имеют сложную зависимость интенсивности от энергии излучения и наклона падения. При большем наклоне шероховатость поверхности как бы сглаживается за счет экранирования ее мелких фрагментов, и аномальные пики выглядят слабее зеркальных. При более крутых углах должна наблюдаться обратная картина.

При пониженных энергиях наблюдается повышенное аномальное отражение на «развитой» шероховатости и сохраняется тенденция сдвига низкоэнергетических инди-

катрис отражения к уменьшенным углам скольжения (лучи как бы прижимаются к поверхности, захватившись веществом отражателя). При меньших частотах поля излучения дисперсия диэлектрической проницаемости вещества растет и, следовательно, поле в среде то же, что и объясняет физическую природу явления ПВО к пленению излучения.

Таким образом, явление AO во многом связано со степенью шероховатости границы раздела сред, что и сделало этот метод средством ее контроля качества шлифовки-полировки материалов.



Рис.5. Перераспределение интенсивности АО линий NB

Другие физико-химические свойства NB во многом зависят от способа его получения – термопрессования из порошков или газофазного осаждения.

NB в силу своего электронного строения является широкозонным изолятором. Его $\rho \sim 10^{17}$ Ом см. Он способен образовывать цветной F-центр на вакансии азота с положительным зарядом в радиационных дефектах разрыва связей NB. Плавление возможно после 3000°. NB – слабо поглощающий CBЧ излучение анизотропный кристалл.

В табл. 1 приводятся сравнительные данные диэлектрических характеристик ряда керамических материалов.

Характеристика	Al ₂ O ₃	Прес-NB	Пиро-NB	SiO ₂
Плотность, г/см ³	3.7	1.5	2.1	1.9
Коэфф.лин. расш.	9.510 ⁻⁶	3.2 10 ⁻⁶	2.6 10 ⁻⁶	$0.54 \ 10^{-6}$
Диэл.пост.(МГц)	9.3	5.12	4.0	3.37
Тангенс потерь	2 10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴
Температ. плавл.	2050	3000	3000	1370

Таблица 1. Диэлектрические характеристики керамоматериалов

При криогенных температурах высокочастотные потери в сотни раз ниже приведенных в табл. 1 значений, а при нагревании выше 1000°С активно возрастают. Так же активно после 600°С линейно увеличивается и диэлектрическая проницаемость NB с темпами 1:6500 гр⁻¹. NB обладают уникальной химической и термической стойкостью. Поскольку $\varepsilon = n^2$, постольку ожидаемый порядок величины показателя преломления NB составляет значение, близкое к 2.

Измерительная информация

Внешний вид ОИ – образцов NB – представлена на рис. 5: Спектры ионедовского аномального отражения в оптическом диапазоне для BN, аналогичные спектрам рис.4, представлены на рис.6.



Рис.5. Образцы NB после фотохимических исследований



Рис.6. Спектры аномального (по Ионеде) отражения для кристаллов BN

Реальные спектры АО рис.6 для кристаллов NB имеют весьма сложный вид. Здесь накладываются все возможные формфакторы обогащения индикатрис рассеяния информацией о дефектах нарушения конгруэнтности NB, термофлуктуаций кристаллизации, блочности, разупорядочивания решетки, точечных дефектах, аморфизации и т.д. Как и ожидается, особо сильная аномалия интенсивности гашения приходится на углы псевдо-Брюстера, которые не обнаруживаются в рентгеновском диапазоне излучения на фоне доминирующих дифракционных эффектов Брэгга-Вульфа. При этом аналогичные рентгеноптическим спектры АО на скользящих лучах легко воспроизводятся.

Выбрав максимальный сигнал АО, можно провести интегральную оценку обобщенной степени шероховатости NB по феноменологической методике [4]. Эти образцы (рис.1) могут быть отнесены к 6 классу шероховатости.



Рис 7. Схема измерений (угловое и линейное сканирование) на гранях NB.

На рис.8 представлены измерения эллиптичности излучения ($\Psi(\phi)$ в градусном представлении), отраженного от трех взаимно перпендикулярных граней (0, || и \perp) двух, отличающихся плотностью, образцов кристаллов NB. На каждой грани производились измерения по параметрам, схематично обозначенным на рис.7::

- по многим углам падения-отражения ($45^0 < \varphi_{nag} < 90^0$),
- по многим углам осевых азимутов ($0^0 < \theta < 360^0$),
- сканирование по произвольной линии (l) в грани.



Рис 8. Угловой спектр эллиптичности отраженного от граней NB света

Спектроугловое исследование материала методом сканирования по углам падения-отражения является трудоемким, но обычным в эллипсометрии методом измерения оптических параметров любых приповерхностных структур, описываемых обобщенными коэффициентами Френеля для соответствующих геометрических границ слоев в веществе. Из этого рисунка видно, что существует несколько квази-брюстеровских областей минимизации амплитудной функции поля отраженной световой волны, по которым можно легко оценить исследуемые показатели преломления материала:

$$n = tg(\varphi_{{}_{\kappa Ba3u}- {}_{Dpiocmepa}}).$$
⁽¹⁾

Точность оценок по этой формуле зависит исключительно от задания погрешности Δφ угла Брюстера:

 $\Delta n = (1+n^2)\Delta \varphi$.

В табл. 2 представлены результаты измерения показателей преломления (1) по данным эллипсометрических измерений, представленных на рис. 8.

Образец	Угол ф _{Бр}	$n = tg(\varphi_{Bp})$	Δn	$ n_0 - n_e $
$2(\perp)$	$57^{0}40'$	1.58	0.018	0.165
1 (L)	58 ⁰	1.60		
2()	$60^{0}15'$	1.7496	0.018	0.167
1()	$60^{\circ}30'$	1.7675		

Таблица 2. Определение показателей преломления NB по формуле (1)

Конические развертки (рис. 9) дают информацию о свойствах анизотропии материала. Линейное сканирование по поверхности (рис. 10) несет информацию о размерах поверхностных неоднородностей материала исследуемого вещества.



Микрометрическое сканирование по произвольной линии (рис. 7) на поверхности грани (x,y) показывает существование поверхностных неоднородностей с линейными размерами до 0.1 мкм, т.е. 1000 Å, что, по-видимому, объясняет опаловый характер белесого цвета этих кристаллов и подтверждает класс обнаруженной на BN шероховатости. Поскольку из рис. 8 видно, что углы псевдо-Брюстера для двух кристаллографических граней BN совпадают и больше, чем для третьей грани, можно сделать вывод о положительном одноосном характере этих кристаллов.

Ввыводы

С помощью стандартных эллипсометрических многоугловых измерений диффузно отражающих образцов нитрида бора на длине волны He-Ne лазера (λ =6328Å) оценены его показатели преломления для ординарного n_0 = 1.765 ± 0.009 и экстраординарного n_e = 1.59± 0.01 лучей. Следовательно, кристаллы BN являются положительными одноосными кристаллами.

Полученные значения, естественно, ниже возможной оценки с помощью радикала из статического (4.5) значения их диэлектрической проницаемости.

Экстинкцию для этих материалов можно оценить по инвариантам Френеля-Брюстера [5] для выбранных показателей преломления, из которых следует, что k_e =0.06 и k_o = 0.18.

Литература

- 1. Шарупин Б.Н. Структура и свойства пиронитрида бора. // Сб. «Химическое газофазное осаждение тугоплавких неорганических материалов». Л.: ГИБХ, 1976, с. 66– 101.
- 2. Нахмансон М.С., Смирнов В.П. // ФТТ. 1971. Т.13. № 8. С. 3288–3292.
- 3. 3.Yonede Y. Nomalous surface reflaction of X-rays // Phys.Rev. 1963. V.131. №.5. P.2010–2017.
- Майорова О.В., Скалецкий Е.К. Анализ методологических подходов к описанию поляризационно-оптических параметров полупроводниковых и диэлектрических материалов // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск 15. Теория и практика современных технологий. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. 404 с.
- 5. Прокопенко В.Т., Скалецкий Е.К., Майорова О.В. и др. Эллипсометрический инвариант Френеля-Брюстера. // Настоящий сборник

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ АВТОВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В.Т. Прокопенко, И.Е. Скалецкая, Т.К. Крутицкая, Е.К. Скалецкий

Семьдесят семь лет тому назад Лотка [1] сформулировал гипотезу о колебательном характере ступенчатых реакций с положительной обратной связью во внутреннем звене:

 $A \to B \leftrightarrow C \to D$

(1)

Сорок лет спустя реальность таких процессов была подтверждена экспериментально и теперь именуется эффектом Белоусова-Жаботинского [2]. Эти ученые наблюдали изменения окраски раствора малоновой кислоты (C₃H₄O₄) ионами Ce⁴⁺ (с частотой около 1 Гц), окисляемой смесью KBrO₃ с Ce(SO₄)₂.

В биохимии реакции подобного типа наблюдать сложнее, хотя биоритмика – широко известное явление. Так, реакции фотосинтеза [3] обладают суточной периодичностью, наблюдаемой и при непрерывном освещении с постепенным угасанием.

Околочасовую ритмику деятельности органов внутренней секреции мы наблюдали на биомембранах желудка лягушек с помощью установки (см. рис.1), собранной в лаборатории клеточной физиологии и молекулярной иммунологии НИИФ им. А.А.Ухтомского при ГУ под руководством лауреата Государственной премии (за работы по молокопоэзу) С.М.Попова. Функция деятельности желудка – кислотопоэз (выделение желудочного сока при пищеварении).



Система регистрации на основе РН-метра. Проточная система омывания апикально-эпитэлиальной части биомембраны в реакторе.

Рис. 1. Схема проточной установки биореактора в виде спирали Архимеда

На «голодном» желудке (биомембране) лягушки in vitro регистрировалась (см. рис. 2) околочасовая ритмика убывающего по амплитуде выделения соляной кислоты ниже фона физраствора рН₀. После введения стимулирующего Х-фактора амплитуда активности желудка сильно возрастает, и на несущей релаксационной кривой (резисторно-емкостного типа) появляется аномальная высокочастотная составляющая с 10 мин. периодами релаксации.



Аномальная релаксационная часть этого спектра гликолизной подпитки эпителиальных клеток была описана в 60-ых гг. [3] как модель протореакций мирового аминокислотного океана. В атмосфере без кислорода (до фотосинтеза) АТФ клеток строилась из 6-углеводных сахаров, переходящих в «бездыханных» клетках в пировиноградную кислоту или лактат.

Таким образом, ферментативные автоколебательные реакции известны давно, но их широкое использование в биомедицине ограничено сложностью надежной беззыерционной регистрации, особенно стартовой кинетики ее многоступенчатого развития.

С целью исследования кинетики всевозможных вирусологических атак живых клеток была изготовлена герметизированная (безопасная) проточная ван-дервВаальсовская микрокювета с электрооптическим доступом контроля и управления ее жизнедеятельностью in vitro (см.рис.3).



Рис.3. а) поляризационно-оптическая схема; в) регистрограмма реакции aB + aG = BG.

Экспериментально получены авторелаксационные кривые кинетики иммуноферментной реакции комплексообразования антиген/антитело для тест-системы контроля ВИЧ-инфекции. Для модельного А-белка (St.aureus, меченного пероксидазой хрена) и IgG также обнаружены сильные и слабые эффекты авторелаксационной адсорбции этих веществ на стенках кюветы из CaF₂, аналогичные эффекту Белоусова-Жаботинского, но для гетерофазных реакций.

Трехмерная структура ферментного комплекса (BG) легко регистрируется в поле поляризованного когерентного монохроматического света, но его оптическая активность во многом зависит от концентрационной активности монослоев продукта, которая, в свою очередь, зависит от специфического соседства аминокислотных остатков, определяющих катализ, а также нековалентных слабых связей, легко разрушающихся за счет тепловых воздействий и кислотности среды, но идущих по соседним сателлитным ветвям. Иммуноглобулины человека как ковалентно присоединяют метку ßгалактозилумбеллиферона, являясь субстратом для антигенов в реакторе, так и теряют их при переброске активности последних на aIgG системы. Когда содержание IgG в сыворотке невелико, аВ связывается с меченным IgG в 3х-мерные решетчатые структуры, затрудняющие (экранирующие) образование комплекса, концентрация которого замедляет свой рост, но при достижении определенного уровня решетки распадаются на более мелкие и образование продукта ускоряется, что и определяет возможный характер динамического оптимума развития системы. Статистический анализ Фурье-спектра этих реакций позволяет в реальном времени выявлять важные для ИФА высокочастотные гармоники отдельных ступеней реакций, равно как и их низкочастотные релаксационные составляющие, что позволяет рекомендовать внедрение этого метода для клинического мониторинга ранней следовой диагностики СПИДа.

Рассмотрим релаксационный характер элементарного звена Лотки (1) в многоступенчатых сложных процессах Избыточное вещество (А) задает реакцию нулевого порядка на первой ступени со скоростью κ_0 образования продукта (В) с распадом на смесь ВС со скоростью κ_1 . На второй ступени генерации продукта (С) из смеси ВС (со скоростью κ_1) наблюдается также и его деградация со скоростью κ_2 . На третьей ступени образуется конечный продукт цепочки (D) из C с той же скоростью генерации κ_2 . Эти процессы можно описать системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{dB}{dt} = k_0 - k_1 BC \\ \frac{dC}{dt} = k_1 BC - k_2 C \\ \frac{dD}{dt} = k_2 C \end{cases}$$
(2)

Конечный продукт (D) не входит в первые два уравнения системы (2), поэтому ее точки стационарности можно анализировать по частям, решая систему первых двух уравнений отдельно от третьего. Обращение скоростей образования В и С в ноль дает два алгебраических уравнения связи коэффициентов равновесных концентраций B₀ и C₀:

$$\begin{cases} \kappa_0 = \kappa_1 B_0 C_0 \\ \kappa_1 B_0 C_0 = \kappa_2 C_0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_0 = \frac{\kappa_0}{\kappa_2} \\ B_0 = \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \end{cases}$$
(3)

Для анализа конфликтных механизмов нарушения устойчивости этих решений в (3) зададим малые (*x*, *y*) вариации концентраций $A(t) = A_0 + x(t)$ и $B(t) = B_0 + y(t)$. При подстановке этих форм в первые два уравнения системы (2) получаем новую систему с квадратично малым членом (*xy*→0):

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = -k_2 y - k_1 x y - \frac{k_1 k_0}{k_2} x \\ \frac{dy}{dt} = k_1 x y + \frac{k_1 k_0}{k_2} x \end{cases} \Longrightarrow \begin{cases} \frac{dx}{dt} = -k_2 y - \frac{k_1 k_0}{k_2} x \\ \frac{dy}{dt} = +\frac{k_1 k_0}{k_2} x \end{cases}$$
(4)

Вводя обозначения $\omega^2 = \kappa_1 \kappa_0$ и $2\delta = \omega^2_0/\kappa_2$, систему (4) можно записать одним уравнением второго порядка:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\delta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0.... \Rightarrow x(t) = e^{-\delta t} [c_1 Cos(\omega t) + c_2 Sin(\omega t)],$$
(5)

где параметры корней характеристического уравнения операторов (λ) дифференцирования этого уравнения $\lambda^2 + 2\delta \lambda + \omega^2_0 = 0$ ($\lambda_{12} = -\delta \pm i\omega$ при $\omega^2 = \omega^2_0 - \delta^2$ и $i^2 = -1$), вопервых, определяют затухающий характер релаксационных решений (5) к устойчивому фокусу (3) при отличных от нуля положительных декрементах затухания δ или, наоборот, к катастрофически неустойчивому фокусу (∞) при отрицательном декременте ($\delta < 0$, е $-\delta^t \rightarrow \infty$) и, во-вторых, объясняют гармонические устойчивые резонансные ($\omega = \omega_0$) колебания при $\delta=0$. Таким образом, полученные решения Лотка (5) полностью объясняют авторелаксационную природу процессов, представленных на рис. 2 или 3в, если они могут быть описаны многими ступенчатыми уравнениями, подобными звеньям цепочки (1) с обратной связью во втором звене.

Литература

- 1. Lotka A.J. Elements of physical biology. Baltimora, 1925.
- 2. Жаботинский А.М. Колебательные химические реакции в гомогенной среде и смежные проблемы. / В сб. «Колебательные процессы в биологических и химических системах».М.: Наука, 1967. С. 149.
- 3. Чернавская Н.М., Чернавский Д.С. // УФН. 1960. Т. ХХІІ. Вып.3. С. 627.
- 4. Hess B., Brand K., Pyc K. //Biochem. and Byophys. Res. Communic. V. 26, p. 182, 1964.

Проведен анализ работы корректора коэффициента мощности в квазистационарном и нестационарном режимах. Получена характеристика управления корректора в нестационарном режиме, дан ее анализ.

Введение

Анализу корректоров коэффициента мощности посвящен ряд работ [1, 2]. В известных нам публикациях режимы работы преобразователя, входящего в состав корректора, анализируются, исходя из условия постоянства входного напряжения в пределах периода коммутации транзистора. Вместе с тем, при работе мощных транзисторных модулей, рабочие частоты которых не превышают нескольких килогерц, приходится учитывать различие значений входного напряжения в периоды включенного и выключенного состояний транзистора. В таких режимах изменяется закон управления коммутирующим транзистором, который должен быть реализован схемой управления.

Получение этого обобщенного закона управления и его анализ являются целью настоящей статьи.

Постановка задачи

На рис. 1 показаны основные компоненты корректора коэффициента мощности: коммутирующий транзистор T, дроссель L, фильтровой конденсатор C, датчик тока $R_{\rm m}$, выпрямительный диод D и контроллер K, управляющий работой корректора. На этом же рисунке показаны входные и выходные величины корректора $V_{\rm BX}$, $I_{\rm BX}$ и V_0 , I_0 соответственно. При этом $V_{\rm BX}$ и $I_{\rm BX}$ представляют собой полусинусоидальные (выпрямленные) напряжение и ток, а V_0 и I_0 – постоянные величины.



Рис. 1. Схема корректора коэффициента мощности

При анализе работы корректора коэффициента мощности необходимо исходить из следующих функций корректора:

1. Мгновенное значение входного тока корректора пропорционально мгновенному значению входного напряжения (напряжению сети):

$$I_{\rm BX}(t) = K \cdot V_{\rm BX}(t) \ . \tag{1}$$

При этом под мгновенным значением входного тока будем понимать среднее за период коммутации значение тока через индуктивность, соответствующее моменту данной коммутации:

$$I_{\rm BX} = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} i_L(t) dt \quad , \tag{2}$$

где $i_L(t)$ – ток через индуктивность в пределах периода коммутации *T*.

2. Средняя за полупериод напряжения сети входная мощность равна постоянной выходной мощности корректора:

$$\frac{2}{T_{\rm c}} \int_{0}^{T_{\rm c}/2} I_{\rm BX}(t) V_{\rm BX}(t) dt = P_0 \quad . \tag{3}$$

Здесь $V_{\text{вх}}(t) = V_{\text{m}} \sin \omega_{\text{c}} t = V_{\text{m}} \sin (2\pi f_{\text{c}} \cdot t)$ – напряжение сети, $T_{\text{c}} = 1/f_{\text{c}}$ – период напряжения сети, $P_0 = V_0 I_0$ – выходная мощность, скорректированная с учетом КПД преобразователя.

Подстановка (1) в (3) позволяет найти величину *К*, связывающую мгновенные значения входного тока и напряжения:

$$K = \frac{P_0}{V_c^2} , \qquad (4)$$

где $V_{\rm c}$ – действующее значение напряжения сети. Величину $R_{\rm BX} = 1/K = V_{\rm c}^2/P_0$ можно рассматривать как входное сопротивление корректора.

На вход корректора коэффициента мощности подается выпрямленное синусоидальное напряжение сети с частотой 50 Гц. Если частота коммутации транзистора составляет десятки или сотни килогерц, то изменением входного напряжения за период коммутации можно пренебречь. Тогда при анализе работы корректора целесообразно воспользоваться квазистационарным приближением. Если же частота коммутации уменьшается до единиц килогерц и ниже, то приходится решать динамическую задачу, учитывающую различие входного напряжения на этапах включенного и выключенного состояний транзистора.

Квазистационарное приближение

Режим прерывистых токов

Временная диаграмма тока через индуктивность в режиме прерывистых токов показана на рис. 2a.



Рис. 2а. Диаграмма тока в прерывистом режиме.

Если входное напряжение в пределах периода коммутации T постоянно, то времена включенного $t_{\rm вкл}$ и выключенного $t_{\rm вык}$ состояний транзистора связаны известным соотношением:

$$t_{\rm Bbik} = \frac{V_{\rm BX}}{V_0 - V_{\rm BX}} t_{\rm BKT} , \qquad (5)$$

где V_0 – постоянное напряжение на выходе корректора. Это соотношение вытекает из равенства приращений тока через индуктивность за время включенного и выключенного состояний транзистора. Величина среднего за период коммутации тока через индуктивность (мгновенного значения входного тока) очевидно равна (рис. 2а):

$$I_{\rm cp} = \frac{1}{T} \left(\frac{V_{\rm BX}}{2L} t_{\rm BKR}^2 + \frac{V_0 - V_{\rm BX}}{2L} t_{\rm BLIK}^2 \right).$$
(6)

Подставляя в (6) функцию корректора (1), а также соотношение (5), выразим времена включенного и выключенного состояний транзистора:

$$\bar{t}_{\rm BKJ} = \left[\frac{2L}{T}K(1-\bar{v})\right]^{\frac{1}{2}}, \qquad (7)$$

$$\bar{t}_{\rm BLIK} = \left[\frac{2L}{T} K \frac{\bar{v}^2}{1-\bar{v}}\right]^{\overline{2}} . \tag{8}$$

В этих выражениях $\bar{t}_{\rm вкл} = t_{\rm вкл}/T$, $\bar{t}_{\rm вык} = t_{\rm вык}/T$ – нормированные времена включенного и выключенного состояний транзистора, $\bar{v} = \frac{V_{\rm m}}{V_0} \sin \omega_{\rm c} t$ – нормированное напряжение

сети (входное напряжение).

Уравнения (7) и (8) определяют закон управления, при котором реализуется функция корректора (1).

Условие перехода преобразователя в граничный режим может быть получено из уравнения $\bar{t}_{\text{вкл}} + \bar{t}_{\text{вык}} = 1$, которое с учетом (7) и (8) преобразуется к виду:

$$\frac{2L}{T}K = 1 - \overline{v} \quad . \tag{9}$$

Заменяя в (9) знак равно на знак больше, получим условие перехода преобразователя в режим непрерывных токов. Объединяя оба условия, запишем:

$$\frac{2L}{T}K \ge 1 - \overline{v} \quad . \tag{10}$$

Это условие определяет мгновенное значение входного напряжения, при котором происходит переход преобразователя в режим непрерывных токов. Полагая в (10) $\bar{v} = \frac{V_{\rm m}}{V_0} \sin \omega_{\rm c} t = 0$, найдем условие перехода в режим непрерывных токов с момента

t = 0, т.е. в начале синусоиды входного напряжения:

$$\frac{2L}{T} \ge \frac{1}{K} \tag{11}$$

Обозначив величину 2L/T, имеющую размерность сопротивления, через $R_{\rm rp}$ и учитывая, что $1/K = R_{\rm BX}$ – входное сопротивление корректора, последнее условие перепишем в виде:

$$R_{\rm rp} \ge R_{\rm BX} \quad . \tag{11a}$$

Если в (10) положить $\overline{v} = \frac{V_{\rm m}}{V_{\rm o}} \sin \omega_{\rm c} t = \frac{V_{\rm m}}{V_{\rm o}}$, то найдем условие перехода в граничный ре-

жим в момент $t = \frac{\pi}{2\omega_c}$, т.е. при амплитудном значении входного напряжения

$$R_{\rm rp} = \left(1 - \frac{V_{\rm m}}{V_0}\right) R_{\rm BX} \quad . \tag{12}$$

Условия (11а) и (12) имеют простой физический смысл: при $R_{rp} > R_{Bx}$ всегда реализуется режим непрерывных токов; при $R_{\rm rp} < R_{\rm Bx} \left(1 - \frac{V_{\rm m}}{V_0} \right)$ всегда реализуется режим пре-рывистых токов; при $R_{\rm Bx} \left(1 - \frac{V_{\rm m}}{V_0} \right) < R_{\rm rp} < R_{\rm Bx}$ одним значениям входного напряжения

соответствует режим прерывистых токов, другим – режим непрерывных токов.

Режим непрерывных токов

На рис. 2б показана временная диаграмма тока через индуктивность в режиме непрерывных токов, построенная при условии постоянства входного напряжения в пределах периода коммутации.



Рис. 2б. Диаграмма тока в непрерывном режиме

Времена включенного и выключенного состояний транзистора, полученные из условия равенства приращений токов на этих этапах, равны:

$$t_{\rm BKJ} = \frac{V_0 - V_{\rm BX}}{V_0} T \quad , \tag{13}$$

$$t_{\rm BLIK} = \frac{V_{\rm BX}}{V_0} T \quad . \tag{14}$$

Средний за период коммутации ток через индуктивность в рассматриваемом режиме может быть представлен в виде:

$$I_{\rm cp}(t) = I_{\rm Hay} + \frac{V_{\rm BX}}{2L} t_{\rm BKR} = I_{\rm Hay} + \frac{T}{2L} V_{\rm BX} \left[1 - \frac{V_{\rm BX}}{V_0} \right] .$$
(15)

Здесь І_{нач} – начальный ток, равный току через индуктивность в начале рассматриваемого периода коммутации (рис. 2б).

С учетом функции корректора (1) выразим из (15) величину начального тока:

$$I_{\rm Hay}(t) = V_{\rm Bx} \left\{ K - \frac{T}{2L} \left[1 - \frac{V_{\rm BX}}{V_0} \right] \right\} .$$
(16)

Переход преобразователя из режима непрерывных токов в граничный режим соответствует снижению начального тока до нуля. Полагая в (16) $I_{\text{нач}} = 0$, придем к условию, полученному в выражении (9). Переход в режим непрерывных токов позволяет снизить величину максимального тока через индуктивность и транзистор. Определим разность максимальных значений этого тока в граничном режиме и режиме непрерывных токов. При этом будем учитывать, что средние токи в обоих режимах одинаковы и равны $K \cdot V_{\text{вх}}$. В граничном режиме максимальное значение тока превышает среднее в два раза:

$$\left(I_{\rm rp}\right)_m = 2I_{\rm cp} = 2KV_{\rm BX} \quad . \tag{17}$$

В режиме непрерывных токов максимальное значение тока превышает среднее на половину амплитуды пульсаций (рис. 2б):

$$(I_{\rm HT})_{\rm m} = KV_{\rm BX} + \frac{T}{2L}V_{\rm BX} \left(1 - \frac{V_{\rm BX}}{V_0}\right).$$
(18)

Разность максимальных значений тока, найденная из (17) и (18), равна:

$$\Delta(I)_{\rm m} = V_{\rm BX} \left[K - \frac{T}{2L} \left(1 - \frac{V_{\rm BX}}{V_0} \right) \right] . \tag{16a}$$

Это выражение совпало с (16). Таким образом, величина начального тока характеризует эффективность использования режима непрерывных токов. По выражениям (17) и (16а) запишем отношение $(\Delta I)_{\rm m}/(I_{\rm rp})_{\rm m}$ при $V_{\rm BX}(t) = V_{\rm m}$:

$$\frac{(\Delta I)_{\rm m}}{(I_{\rm rp})_{\rm m}} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{R_{\rm BX}}{R_{\rm rp}} \left(1 - \frac{V_{\rm m}}{V_0} \right) \right] \,. \tag{19}$$

Напомним, что в этом выражении $R_{\rm BX} = \frac{1}{K} = \frac{V_0^2}{P_0}$.



Рис. 3. Нормированная разность максимальных значений токов через индуктивность в граничном режиме и режиме непрерывного тока.

На рис. З приведены зависимости нормированной разности значений максимального тока через индуктивность $(\Delta I)_m/(I_{rp})_m$ от мощности в нагрузке P_0 . Кривые построены по уравнению (19) для двух значений напряжения сети 220 В и 110 В при следующих значениях параметров преобразователя: $T = 2 \cdot 10^{-5}$ с, $L = 4,8 \cdot 10^{-4}$ Гн, $V_0 = 400$ В. Как следует из приведенных графиков, при увеличении мощности в нагрузке до 600 Вт максимальный ток в режиме непрерывных токов (для 110 В) уменьшается примерно на одну треть относительно максимального тока в граничном режиме. При дальнейшем увеличении мощности в нагрузке кривые насыщаются и асимптотически приближаются к теоретическому пределу, равному 1/2.

Нестационарный режим

Будем считать, что в пределах периода коммутации входное напряжение изменяется линейно. При переходе к каждому последующему периоду коммутации изменяются величины начального значения и производной входного напряжения в соответствии с изменением $V_{\rm BX}(t)$. Определим закон управления коммутирующим транзистором, при котором реализуется функция корректора (1).

Режим прерывистых токов

Напряжение на индуктивности в период включенного состояния транзистора равно входному $V_{\text{BX}}(t)$:

$$V_L(t) = V_{\rm BX} + \frac{dV_{\rm BX}}{dt} \quad . \tag{20}$$

В этом выражении $V_{\text{вх}}$ и $dV_{\text{вх}}/dt$ постоянны в пределах периода коммутации, причем $V_{\text{вх}}$ является начальным напряжением в рассматриваемый период коммутации. Текущее значение тока через индуктивность в период включенного состояния транзистора равно:

$$i_{L}(t) = \frac{V_{\text{BX}}}{L}t + \frac{1}{2L}\frac{dV_{\text{BX}}}{dt}t^{2} .$$
(21)

Напряжение на индуктивности и текущее значение тока через индуктивность в период выключенного состояния транзистора принимают вид:

$$V_{L}'(t) = V_{0} - \left[V_{\scriptscriptstyle BX} + \frac{dV_{\scriptscriptstyle BX}}{dt} t_{\scriptscriptstyle BK\Pi} + \frac{dV_{\scriptscriptstyle BX}}{dt} t \right] , \qquad (22)$$

$$i_{L}'(t) = \frac{V_{\text{BX}}(t)}{L} t_{\text{BKT}} + \frac{1}{2L} \frac{dV_{\text{BX}}}{dt} t_{\text{BKT}}^{2} - \frac{V_{0}}{L} t + \frac{V_{\text{BX}}(t)}{L} t + \frac{t_{\text{BKT}}}{L} \frac{dV_{\text{BX}}}{dt} t + \frac{1}{2L} \frac{dV_{\text{BX}}}{dt} t^{2} .$$
(23)

При выводе выражений (22) и (23) за начало отсчета принята точка $t = t_{вкл}$. В режиме прерывистых токов $i'_L(t_{вык}) = 0$, откуда:

$$t_{\rm BLIK} = \frac{V_{\rm BX}}{V_0} (t_{\rm BKJ} + t_{\rm BLIK}) + \frac{1}{2V_0} \frac{dV_{\rm BX}}{dt} (t_{\rm BKJ} + t_{\rm BLIK})^2 \quad .$$
(24)

Среднее за период коммутации значение тока через индуктивность по определению равно:

$$I_{\rm cp} = \frac{1}{T} \int_{0}^{t_{\rm BKT}} i_{\rm BX}(t) dt + \frac{1}{T} \int_{0}^{t_{\rm BKT}} i_{\rm BX}'(t) dt \quad .$$
(25)

Используя функцию корректора (1), а также выражения (21) и (23), после интегрирования в (25) получим уравнение, определяющее совместно с (24) закон управления коммутирующим транзистором:

$$\frac{R_{\rm rp}}{R_{\rm BX}}\overline{v} = \overline{v}(1-\overline{v})\overline{T_0}^2 + T\frac{d\overline{v}}{dt}\left(\frac{1}{3}-\overline{v}\right)\overline{T_0}^3 - \frac{T^2}{4}\left(\frac{d\overline{v}}{dt}\right)^2\overline{T_0}^4 \ . \tag{26}$$

$$\bar{t}_{\rm Bbik} = \bar{\nu}\bar{T}_0 + \frac{T}{2}\frac{d\bar{\nu}}{dt}\bar{T}_0^2 \quad . \tag{27}$$

В этих выражениях $\overline{T_0} = \frac{t_{\text{вкл}} + t_{\text{вык}}}{T}$.

Если в (26) входное напряжение считать постоянным $(d\overline{v}/dt) = 0$, то при переходе к граничному режиму $(\overline{T}_0 = 1)$ это уравнение сводится к условию (9). Аналогично, если в (27) положить $(d\overline{v}/dt) = 0$ и $\overline{T}_0 = 1$, то это уравнение переходит в (14).

Режим непрерывных токов

В режиме непрерывных токов из-за различия значений входного напряжения на этапах включенного и выключенного состояний транзистора величины тока через индуктивность в начале и в конце периода коммутации не равны (рис. 4).



Рис. 4. Диаграмма тока в нестационарном режиме

Определим разность ΔI этих токов, считая, как и ранее изменение входного напряжения в пределах периода коммутации линейным. Иными словами, напряжение на индуктивности на этапах включенного и выключенного состояний транзистора определим соответственно выражениями (20) и (22). Ток через индуктивность на этих этапах изменяется по закону:

$$i_{L}(t) = I_{\rm Hay} + \frac{V_{\rm BX}}{L}t + \frac{1}{2L}\frac{dV_{\rm BX}}{dt}t^{2} .$$
(28)

$$\dot{i}_{L}'(t) = I_{\rm HAY} + \frac{V_{\rm BX}}{L} t_{\rm BKI} + \frac{t_{\rm BKI}^{2}}{2L} \frac{dV_{\rm BX}}{dt} - \frac{V_{0} - V_{\rm BX}}{L} t + \frac{t_{\rm BKI}}{L} \frac{dV_{\rm BX}}{dt} t + \frac{1}{2L} \frac{dV_{\rm BX}}{dt} t^{2} .$$
(29)

В выражении (29), как и в (22), за начало отсчета принят момент времени $t = t_{вкл}$. Подставляя в (29) $t = t_{вык}$ и вычитая из полученного выражения начальный ток $I_{нач}$, найдем приращение тока через индуктивность в конце периода коммутации (рис. 4):

$$\Delta I = \frac{V_{\rm BX}}{L} T - \frac{V_0}{L} t_{\rm Bbik} + \frac{T^2}{2L} \frac{dV_{\rm BX}}{dt} \quad . \tag{30}$$

При выводе (30) учтено, что в режиме непрерывных токов $t_{\text{вкл}} + t_{\text{вык}} = T$. Считая изменение начального тока в пределах периода коммутации линейным, найдем величину $dI_{\text{нач}}/dt$:

$$\frac{dI_{\text{Hay}}}{dt} = \frac{\Delta I}{T} = \frac{V_{\text{BX}}}{L} - \frac{V_0}{L}\frac{t_{\text{BHK}}}{T} + \frac{T}{2L}\frac{dV_{\text{BX}}}{dt} \quad . \tag{31}$$

Среднее за период коммутации значение тока через индуктивность определено в (25). Подставляя в (25) значения тока из (28) и (29), после преобразований получим:

$$I_{\rm cp} = KV_{\rm BX} = I_{\rm Hav} + \frac{T}{2L}V_{\rm BX} + \frac{T^2}{6L}\frac{dV_{\rm BX}}{dt} - \frac{V_0}{2LT}t_{\rm BbIK}^2 \quad .$$
(32)

Дифференцируя по времени все члены уравнения (32) и подставляя в полученное уравнение значение dI_{Hay}/dt из (31), придем к уравнению, определяющему закон управления коммутирующим транзистором:

$$\bar{t}_{\text{вык}} \frac{d\bar{t}_{\text{вык}}}{dt} + \frac{1}{T} \bar{t}_{\text{вык}} = \frac{\bar{v}}{T} + \left(1 - \frac{KL}{T}\right) \frac{d\bar{v}}{dt} + \frac{T}{6} \frac{d^2 \bar{v}}{dt^2} \quad .$$
(33)

Численный эксперимент

Уравнение (33) существенно нелинейно и не может быть проинтегрировано в квадратурах. Поэтому в данной работе анализировалось численное решение уравнения (33) с начальным условием $\bar{t}_{\rm вык}(0) = 0$. Параметры нагрузки и напряжения сети приняты следующими: $P_0 = 1000$ BT, $V_0 = 400$ B, $V_c = 220$ B, $f_c = 50$ Гц. Параметры преобразователя выбирались из условия (11), что позволило ограничиться анализом одного уравнения (33). Кроме того, при изменении частоты коммутации транзистора величина индуктивности *L* корректировалась согласно условию $R_{\rm rp} = {\rm const.}$ При частоте коммутации f = 50 кГц величина *L* принята равной 0,48·10⁻³ Гн. По уравнению (33) рассчитаны характеристики управления $\bar{t}_{\rm вык}(\omega_c t)$ для двух значений частоты коммутации: 50 кГц и 1кГц. Они сравнивались с характеристикой управления, рассчитанной в квазистационарном приближении по уравнению (13). При частоте коммутации 50 кГц характеристики, рассчитанные по уравнения (33) и (13), практически совпали. При частоте 1 кГц указанные характеристики существенно различны. На рис. 5 показаны характеристики управления при частотах 50 кГц и 1 кГц.



Рис. 5. Нормированное время выключенного состояния транзистора

Как следует из рисунка, при низкой частоте коммутации максимум характеристики управления смещается вправо, в сторону бо́льших значений $\omega_c t$. Иными словами, на восходящей ветви полусинусоиды входного напряжения время выключенного состояния коммутирующего транзистора уменьшается, а на спадающей – увеличивается. Физически это связано с тем, что при частотах коммутации, соизмеримых с частотой входного напряжения (100 Гц), значения входного напряжения в периоды включенного и выключенного состояний транзистора заметно различаются. Причем, на восходящей ветви полусинусоиды входное напряжение больше в период выключенного состояния транзистора, а на спадающей ветви – в период включенного состояния. Соответственно значениям входного напряжения изменяются скорости нарастания и спада тока через индуктивность в пределах

периода коммутации. Для сохранения функций корректора коэффициента мощности соответственно изменяется и характеристика управления. Изменение характеристики управления требует от схемы управления корректора бо́льшего динамического диапазона, а также приводит к ухудшению гармонического состава входного тока.

Анализ гармонического состава входного тока

Как уже отмечалось в начале статьи, основная функция корректора коэффициента мощности – обеспечить линейную связь мгновенных значений входного тока и напряжения. Так как входное напряжение корректора представляет собой положительные полусинусоидальные импульсы напряжения сети, то входной ток, помимо основной гармоники, будет включать гармоники более высокого порядка. Проанализируем гармонический состав входного тока в квазистационарном приближении при работе преобразователя в режиме непрерывных токов. С этой целью обратимся к блок-схеме корректора на рис. 1 и запишем для узла *а* уравнение по закону Кирхгофа $I_D = I_C + I_0$, где I_0 – постоянный ток в нагрузке, I_D – ток через диод, включающий постоянную составляющую I_0 и переменную составляющую, обусловленную низкочастотными колебаниями напряжения сети и высокочастотной коммутацией транзистора, I_C – ток в емкости. При большой величине фильтровой емкости *C* существенной является только низкочастотная составляющая. Учитывая, что в квазистационарном режиме на выход корректора поступает лишь часть входного тока, пропорциональная $t_{\rm вык}/T = V_{\rm вx}/V_0$, а также используя функцию корректора (1), найдем ток в фильтровой емкости:

$$I_{C} = I_{\text{BX}} \frac{t_{\text{BDK}}}{T_{2}} - I_{0} = kV_{\text{BX}} \frac{V_{\text{BX}}}{V_{0}} - I_{0} = \frac{P_{0}}{V_{c}^{2}} \frac{V_{\text{BX}}^{2}}{V_{0}} - I_{0} = I_{0} \left(\frac{V^{2}_{\text{m}}}{V_{c}^{2}} \sin^{2} \omega t - 1 \right) = -I_{0} \cos 2\omega t \quad .(34)$$

При этом напряжение на емкости (выходное напряжение корректора) оказывается равным:

$$v_0(t) = \frac{1}{C} \int I_C(t) dt + V_0 = -\frac{I_0}{2\omega C} \sin 2\omega t + V_0 , \qquad (35)$$

где V_0 – постоянное напряжение на нагрузке. Таким образом, выходное напряжение корректора, подаваемое по цепи обратной связи на вход усилителя ошибки по напряжению, включает помимо постоянной составляющей только вторую гармонику с амплитудой $I_0/2\omega C$. Для ослабления этой гармоники может быть применен фильтр нижних частот. В микросхеме корректора коэффициента мощности L4981 используется фильтр нижних частот первого порядка.

Заключение

Проведен анализ работы корректора коэффициента мощности в квазистационарном и нестационарном режимах: Получена характеристика управления корректора в нестационарном режиме и дан ее анализ. Показано, что при низких частотах коммутации характеристика управления существенно изменяется, что предъявляет дополнительные требования к схеме управления.

Литература

- 1. Ugo Moriconi. Designing a high power factor switching preregulator with the L4981 continuous mode. Application note. AN628, February, 2002.
- 2. Васильев А., Худяков В., Хабузов В. Анализ современных методов и технических средств коррекции коэффициента мощности у импульсных устройств. // Силовая электроника. 2004. № 2. С. 72–77.

ПЕРЕХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОРРЕКТОРА КОЭФФИЦИЕНТА МОЩНОСТИ В.В. Тогатов

Разработана нелинейная модель переходных процессов в корректоре коэффициента мощности и проведен ее анализ для случаев наброса и сброса нагрузки. Показано, что с помощью предложенной модели можно оптимизировать параметры корректора.

Введение

Анализу корректоров коэффициента мощности посвящен ряд работ [1, 2], в которых рассмотрены принципы построения корректоров, особенности их подключения к импульсным источникам питания, а также дан анализ работы корректоров в установившемся режиме.

Вместе с тем, экспериментально установлено, что в схемах корректоров коэффициента мощности при набросе и сбросе нагрузки выходное напряжение заметно изменяется. Величина и характер изменения выходного напряжения определяются параметрами фильтра нижних частот в цепи обратной связи, а также параметрами выходного фильтра и нагрузки. Анализ переходных процессов при набросе и сбросе нагрузки позволяет оптимизировать параметры указанных фильтров, а потому представляет практический интерес. В известной нам литературе подобный анализ отсутствует.

Целью данной статьи является построение нелинейной модели переходного процесса в схеме корректора коэффициента мощности и ее анализ.

Процесс наброса нагрузки

Принципиальная электрическая схема корректора коэффициента мощности на базе контроллера L4981A показана на рис. 1. Функциональная блок-схема контроллера L4981A приведена в [1]. Силовая часть схемы представляет собой обратноходовой преобразователь (Q_1 , L_1 , D_2 , C_{10}), на вход которого подается полусинусоидальное напряжение с мостового выпрямителя D_1 . Напряжение обратной связи, пропорциональное выходному напряжению $v_0(t)$, снимается с нижнего плеча делителя R_{13} , R_{14} и подается на вход фильтра нижних частот (вывод 14). Напряжение обратной связи, пропорциональное мгновенному значению тока в дросселе L_1 , снимается с шунта R_8 и подается через резистор R_3 на выход перемножителя (вывод 8). На вход перемножителя подаются четыре сигнала: с выхода фильтра нижних частот v_f (вывод 13), пропорциональный значению тока $i_{AC} = v_{in}/R_6$ (вывод 4), обратно пропорциональный квадрату действующего

значения входного напряжения $1/V_{in}^{2}$ (вывод 7) и опорное напряжение V_{ref} (вывод 6).

Выходной ток перемножителя *i*_m определяется следующим выражением [1]:

$$i_{\rm m} = 0.37 \cdot i_{\rm AC} \cdot \frac{1}{V_{\rm RMS}^2} (v_{\rm f} - 1.28 \text{V}) \cdot (0.8 \cdot V_{\rm LFF} - 1.28 \text{V}).$$

Величина V_{RMS} определяется параметрами цепи, включающей резисторы R_2 , R_4 , R_5 и конденсаторы C_1 , C_2 . В анализируемой схеме $V_{\text{RMS}} = 4,4$ V, а отношение $(V_{\text{in}}/V_{\text{RMS}}) = 50$. Величина V_{LFF} в данной схеме выбрана равной опорному напряжению контроллера $V_{\text{ref}} = 5,1$ V. Таким образом, ток на выходе перемножителя можно представить в виде

$$i_{\rm m} = \frac{K}{R_6 \cdot V_{\rm in}} \overline{V_{\rm f}} \,. \tag{1}$$

129



Рис. 1. Схема корректора коэффициента мощности на базе контроллера L4981A

В этом выражении $\overline{v_{\rm f}} = v_{\rm f} - 1,28 \text{V}$; $K = 0,37 \cdot 2,8 \cdot \left(\frac{V_{\rm in}}{V_{\rm RMS}}\right)^2 = 2590 \text{V}$. Так как вы-

ходной ток перемножителя i_m равен току, входящему в контроллер через вывод 8, то i_m может быть выражен через входной ток корректора i_{in} :

$$i_{\rm m} = \frac{R_{\rm S}}{R_3} i_{\rm in}$$

.

С учетом (1) это выражение может быть представлено в виде:

$$i_{\rm in} = \frac{K \cdot R_3}{R_{\rm S} \cdot R_6 \cdot V_{\rm in}} \overline{V_{\rm f}} \,. \tag{2}$$

При анализе переходного процесса, обусловленного мгновенным подключением к выходу корректора сопротивления нагрузки R_{load} , воспользуемся квазистационарным приближением. Будем считать, что постоянная установления стационарного состояния в схеме много больше полупериода напряжения сети. В реальных схемах это условие, как правило, выполняется [1]. В квазистационарном приближении изменение выходного напряжения корректора $v_0(t)$ можно рассматривать как результат воздействия среднего за полупериод сети значения входного тока. Так как в нагрузку входной ток поступает только в период выключенного состояния транзистора, то суммарный выходной ток i_{out} , замыкающийся через R_{load} и C_{10} (рис. 1), связан с входным током i_{in} следующим соотношением:

$$i_{\text{out}} = i_C + i_{\text{load}} = i_{\text{in}} \cdot \frac{t_{\text{off}}}{T} = I_{\text{in}} \cdot \frac{V_{\text{in}}}{v_0}.$$
(3)

В этом выражении T – период коммутации транзистора, t_{off} – время его выключенного состояния. Выражая i_{C} и i_{load} через v_{0} , а i_{in} через $\overline{v_{f}}$ из (2), получим:

$$C_{10}\frac{\mathrm{d}v_0}{\mathrm{d}t} + \frac{v_0}{R_{\mathrm{load}}} = \frac{K \cdot R_3 \cdot \overline{v_{\mathrm{f}}}}{R_{\mathrm{S}} \cdot R_6 \cdot v_0} \,. \tag{4}$$

Выполним в (4) замену переменной $y(t) = v_0^2(t)$ и выразим $\overline{v_f}(t)$ в явном виде:

$$\overline{v_{\rm f}}(t) = \frac{R_{\rm S} \cdot R_6}{K \cdot R_3} \left(\frac{C_{10}}{2} \frac{\mathrm{d} y}{\mathrm{d} t} + \frac{y}{R_{\rm load}} \right).$$
(5)

Чтобы найти функциональную связь $\overline{v_{\rm f}}(t)$ и $v_0(t)$, рассмотрим схему фильтра нижних частот, использованного в контроллере L4981A (рис. 2). В схеме на рис. 2 элементы фильтра обозначены так же как на рис. 1.



Рис. 2. Схема фильтра нижних частот

Запишем узловое уравнение для инвертирующего входа операционного усилителя:

 $i_1 + i_C + i_R - i_2 = 0$.

Выражая все токи через соответствующие напряжения на входе и выходе операционного усилителя, придем к дифференциальному уравнению:

$$\frac{\mathrm{d}v_{\mathrm{f}}}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{R_{10}C_6}v_{\mathrm{f}} = \left(\frac{1}{R_{13}} + \frac{1}{R_{14}} + \frac{1}{R_{10}}\right)\frac{1}{C_6}V_{\mathrm{ref}} - \frac{1}{R_{13}C_6}v_0.$$
(6)

Наконец, дифференцируя по времени (5) и подставляя выражения $\overline{v_f}(t)$ и $d\overline{v_f}/dt$ в (6), получим нелинейное уравнение, описывающее переходный процесс при подключении нагрузки:

$$\frac{d^{2} y}{dt^{2}} + \left(\frac{2}{R_{\text{load}}C_{10}} + \frac{1}{R_{10}C_{6}}\right)\frac{d y}{dt} + \frac{2}{R_{\text{load}}R_{10}C_{6}C_{10}}y + \frac{2KR_{3}}{R_{13}R_{8}R_{6}C_{6}C_{10}}\sqrt{y} = = \frac{2KR_{3}}{R_{8}R_{6}C_{6}C_{10}}\left[\frac{V_{\text{ref}}}{(R_{10} \parallel R_{13} \parallel R_{14})} - \frac{1,28V}{R_{10}}\right]$$
(7)

Сформулируем начальные условия задачи. Согласно закону коммутации для цепи с емкостью выходное напряжение корректора в момент подключения нагрузки $V_0(0)$ равно напряжению холостого хода V_0 . Для переменной у, фигурирующей в уравнении (7), это условие принимает вид

$$y(0) = V_0^2$$
. (8)

Второе начальное условие может быть получено исходя из того, что в момент коммутации $\overline{v_f}(0) = i_{in}(0) = i_{out}(0) = 0$. Иными словами, ток в фильтровой емкости i_C равен току в нагрузке i_{load} . С учетом принятых на рис. 1 направлений токов получим:

$$C_{10} \frac{\mathrm{d} u_0}{\mathrm{d} t} \left(0\right) = -\frac{V_0}{R_{\mathrm{load}}}$$

Для переменной у приходим к следующему начальному условию:

$$\frac{d y}{d t}(0) = -\frac{2V_0^2}{R_{load}C_{10}}.$$
(9)

Напряжение холостого хода V0 может быть определено непосредственно из уравнения

(6), если положить
$$\frac{\mathrm{d}v_f}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}v_f}{\mathrm{d}t} = 0$$
, $\overline{v_f} = v_f - 1,28\mathrm{V} = 0$ и $v_0 = V_0$:
 $V_0 = \frac{R_{13}}{R_{10} \parallel R_{13} \parallel R_{14}} V_{\mathrm{ref}} - \frac{R_{13}}{R_{10}} 1,28\mathrm{V}$ (10)

Стационарное напряжение на выходе корректора при подключенной нагрузке V_{load} может быть получено из уравнения (7), если в нем положить $y = V_{\text{load}}^2 = \text{const}$

$$V_{\text{load}} = \frac{KR_3R_{10}R_{\text{load}}}{2R_{13}R_5R_6} \left[\sqrt{1 + \frac{4R_5R_6R_{13}^2}{KR_3R_{10}R_{\text{load}}} \cdot \left(\frac{V_{\text{ref}}}{R_{10} \parallel R_{13} \parallel R_{14}} - \frac{1,28V}{R_{10}}\right)} - 1 \right]$$
(11)

Таким образом, зная сопротивление нагрузки R_{load} , по выражениям (10) и (11) легко рассчитать изменение выходного напряжения корректора при переходе от режима холостого хода к режиму работы под нагрузкой $\Delta V = V_0 - V_{\text{load}}$. Однако на практике чаще встречается более общая задача: определить изменение выходного напряжения корректора при изменении средней мощности в нагрузке от значения P_1 до P_2 .

Запишем условие равенства средних мощностей на входе и выходе корректора:

 $V_{\rm in}I_{\rm in} = P$. С учетом (2) это условие можно переписать в виде:

$$\frac{KR_3}{R_8R_6} \cdot \overline{V_f} = P \,. \tag{12}$$

Стационарное значение $\overline{V_{\rm f}}$ может быть получено из (6):

$$\overline{V_{\rm f}} = \frac{R_{10}}{R_{10} \parallel R_{13} \parallel R_{14}} \cdot V_{\rm ref} - \frac{R_{10}}{R_{13}} \cdot V - 1,28 \, \mathrm{V} \,.$$
(13)

Здесь V – напряжение на выходе корректора, соответствующее мощности P. Пусть мощности P_1 соответствует выходное напряжение V_1 , а мощности P_2 – выходное напряжение V_2 , причем $P_2 > P_1$. Тогда подставляя $\overline{V_f}$ из (13) в уравнение (12) для P_1 и P_2 получим следующие уравнения:

$$P_{1} = \frac{KR_{3}}{R_{S}R_{6}} \cdot \left(\frac{R_{10}}{R_{10} \parallel R_{13} \parallel R_{14}} \cdot V_{ref} - \frac{R_{10}}{R_{13}} \cdot V_{1} - 1,28V\right),$$
(14)

$$P_{2} = \frac{KR_{3}}{R_{S}R_{6}} \cdot \left(\frac{R_{10}}{R_{10} \parallel R_{13} \parallel R_{14}} \cdot V_{ref} - \frac{R_{10}}{R_{13}} \cdot V_{2} - 1,28V\right).$$
(15)

Вычтем из (15) (14):

$$\Delta V = V_1 - V_2 = \frac{R_S R_6 R_{13}}{K R_3 R_{10}} \cdot (P_2 - P_1).$$
(16)

Итак, изменение выходного напряжения пропорционально изменению мощности на выходе корректора.

Процесс сброса нагрузки

При анализе переходного процесса, обусловленного мгновенным отключением нагрузки R_{load} , будем считать, что выполняется условие квазистационарного приближения. В случае отключения нагрузки выходной ток i_{out} становится равным току в фильтровом конденсаторе i_{C} (рис. 1). Следовательно, с учетом (2) и (3) можно записать:

$$\frac{KR_3}{R_8R_6} \cdot \frac{v_f}{v_0} = C_{10} \cdot \frac{\mathrm{d}\,v_0}{\mathrm{d}\,t}$$

Перейдем к новой переменной $y(t) = v_0^2(t)$ и выразим величину $\overline{v_f}(t)$ в явном виде:

$$\overline{v_f}(t) = \frac{R_{\rm S}R_6C_{10}}{2KR_3} \cdot \frac{\mathrm{d}\,y}{\mathrm{d}\,t}$$

Продифференцируем $\overline{v_f}(t)$ по времени, после чего подставим выражения $\overline{v_f}(t)$ и $d\overline{v_f}/dt$ в уравнение (6):

$$\frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}t^2} + \frac{1}{R_{10}C_6} \cdot \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} + \frac{2KR_3}{R_{13}R_8R_6C_6C_{10}} \cdot \sqrt{y} = \frac{2KR_3}{R_8R_6C_6C_{10}} \cdot \left[\frac{V_{\mathrm{ref}}}{(R_{10} \parallel R_{13} \parallel R_{14})} - \frac{1,28\mathrm{V}}{R_{10}}\right]. (17)$$

Полученное нелинейное уравнение, описывающее переходный процесс в схеме корректора при отключении нагрузки, должно быть дополнено начальными условиями. По закону коммутации для емкостной цепи выходное напряжение корректора в момент отключения нагрузки $v_0(0)$ равно выходному напряжению с подключенной нагрузкой в момент, предшествующий коммутации V_{load} . Для переменной у в (17) это условие можно записать в виде:

$$y(0) = V_{\text{load}}^2$$
 (18)

Второе начальное условие может быть сформулировано исходя из того, что выходной ток в момент коммутации остается неизменным, переходя из цепи нагрузки в цепь фильтрового конденсатора:

$$C_{10} \cdot \frac{\mathrm{d}v_0}{\mathrm{d}t}(0) = \frac{V_{\mathrm{load}}}{R_{\mathrm{load}}}.$$

Для переменной у это начальное условие может быть представлено в виде:

$$\frac{dy}{dt}(0) = \frac{2V_{\text{load}}^2}{C_{10}R_{\text{load}}}.$$
(19)

Величина V_{load} получена в выражении (11).

Численный эксперимент

Уравнения (7) и (17) существенно нелинейны и не могут быть проинтегрированы в квадратурах. В данном разделе приведены результаты численного анализа переходных процессов в схеме корректора коэффициента мощности при подключении и отключении нагрузки. Номиналы элементов схемы, использованные при численном решении нелинейных уравнений, указаны на рис. 1. Сопротивление нагрузки принято равным 450 Ohm, что соответствует выходной мощности корректора 355 W.

На рис. 3 показаны временные зависимости выходного напряжения корректора $v_0(t)$ при подключении и отключении нагрузки. Как следует из рисунка, минимальное значение выходного напряжения при набросе нагрузки $(v_0)_{min}$ и его максимальное значение при сбросе нагрузки $(v_0)_{max}$ существенно отличаются от установившихся значений (V_{load} и V_0 соответственно). Перепад между стационарными и нестационарными значениями напряжений тем меньше, чем меньше величина емкости C_6 в цепи обратной связи фильтра нижний частот (рис. 2). При изменении C_6 от 0,3 до 0,03 µF величина

 $\Delta V_1 = V_{\text{load}} - (v_0)_{\text{min}}$ уменьшилась с 49 V до 8 V, а $\Delta V_2 = (v_0)_{\text{max}} - V_0$ с 52 до 24 V. Физически этот результат понятен. Чем меньше величина C_6 , тем меньше запаздывание сигнала обратной связи, тем быстрее реакция схемы на сигнал ошибки. Вместе с тем, следует иметь в виду, что при снижении величины C_6 увеличивается амплитуда второй гармоники входного тока корректора.





Снижению перепада между стационарными и нестационарными значениями напряжения способствует также увеличение емкости фильтрового конденсатора $C_{\rm H}$. Однако это приводит к увеличению габаритов корректора.

Очевидно, что в зависимости от требований, предъявляемых к параметрам корректора, величины C_6 и $C_{\rm H}$ могут быть оптимизированы.

Заключение

Построена нелинейная модель переходных процессов в корректоре коэффициента мощности. Выполнен анализ предложенной модели для случаев подключения и отключения нагрузки на выходе корректора. Показано, что с помощью численного моделирования может быть осуществлена оптимизация параметров корректора.

Литература

- 1. Ugo Moriconi. Designing a high power factor switching preregulator with the L4981 continuous mode. Application note. AN628, February, 2002.
- 2. Васильев А., Худяков В., Хабузов В. Анализ современных методов и технических средств коррекции коэффициента мощности у импульсных устройств. // Силовая электроника. 2004. № 2. С. 72–77.

ФОРМИРОВАТЕЛЬ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НАПРЯЖЕНИЯ С ИМПУЛЬСНОЙ МОЩНОСТЬЮ В НЕСКОЛЬКО МЕГАВАТТ В.В. Тогатов, П.А. Гнатюк

Предложен каскадный принцип построения формирователя высоковольтных импульсов напряжения с импульсной мощностью в несколько мегаватт. Показано, что за счет увеличения числа одинаковых каскадов формирователя его выходное напряжение может быть повышено практически до любой заданной величины.

Введение

В импульсных источниках света, в системах накачки твердотельных лазеров, а также в приборах медицинской техники необходимо формирование высоковольтных импульсов напряжения с импульсной мощностью в несколько мегаватт. Необходимость независимой регулировки амплитуды, длительности и частоты повторения импульсов, а также жесткие требования к форме импульсов не позволяют использовать для этой цели колебательный *L-C*-контур с тиристорным коммутатором [1]. Возможность использования в подобных формирователях в качестве коммутатора мощных IGBT-транзисторов ограничено их рабочим напряжением. Дополнительные осложнения связаны с выбором накопительных конденсаторов. Как правило, основным требованием к формирователям является компактность, малые габариты. Построение малогабаритных формирователей с энергией в импульсе в несколько килоджоулей и импульсной мощностью в несколько мегаватт возможно только при использовании в качестве накопителей энергии электролитических конденсаторов. Вместе с тем, их рабочее напряжение обычно не превышает нескольких сотен вольт, что исключает возможность их использования в традиционных схемах высоковольтных формирователей.

Каскадный формирователь высоковольтных импульсов

Для решения задачи построения высокоэффективных малогабаритных формирователей с импульсной мощностью в несколько мегаватт нами разработана каскадная схема разрядного модуля свободная от перечисленных ограничений.

Формирователь (рис. 1) состоит из двух модулей: зарядного модуля и разрядного модуля. Каждый модуль выполнен в виде печатной платы размером 125 mm × 275 mm, максимальная высота установленных на плату компонентов – 50 mm. Модули электрически соединяются между собой и с периферийными устройствами с помощью стандартных разъемов гибкими проводными кабелями.

Зарядный модуль (Charger) питается от сети переменного тока с напряжением 220 V \pm 10 % и обеспечивает заряд накопительной емкости до напряжения от 200 V до 500 V в зависимости от сигнала управления с разрядного модуля при средней мощности 1 kW. Блок обеспечивает гальваническую развязку до 3 kV между питающей сетью и выходом, а также содержит дополнительный сетевой AC-DC преобразователь с выходным напряжением 12 V мощностью до 20W. Модуль имеет защиту от превышения температуры силовых компонентов, от превышения входного напряжения и от замыкания в нагрузке.

Разрядный модуль (Discharger) обеспечивает частичный разряд накопительной емкости в импульсную лампу с заранее заданными параметрами: энергия в импульсе, длительность импульса и частота повторения импульсов. Значения параметров задаются через СОМ-порт с помощью компьютера или другого внешнего устройства и сохраняются в модуле. Полное управление разрядным модулем и контроль параметров разряда также может производиться через COM-порт с помощью компьютера или другого внешнего устройства. Модуль имеет два сигнала для внешней блокировки, а также входной и выходной сигналы для синхронизации разряда с внешними устройствами. Модуль содержит датчики тока через лампу и напряжения на лампе для осциллографического контроля параметров разряда. Модуль имеет защиту от превышения температуры силовых компонентов, от превышения выходного разрядного тока и от замыкания в нагрузке.



Рис. 1. Блок-схема формирователя импульсов

Анализ разрядного модуля

Разрядный модуль (рис. 2) построен по каскадному принципу, который позволяет за счет увеличения числа одинаковых каскадов повышать выходное напряжение на нагрузке принципиально до любой заданной величины.

накопительной емкости. В состав каскада входят: накопитель энергии (электролитический конденсатор), коммутирующий IGBT-транзистор, подключающий накопитель энергии к нагрузке, вспомогательный IGBT-транзистор, соединяющий в паузе между импульсами выход с общей шиной, и драйвер с потенциальной развязкой, управляюший работой коммутирующего и вспомогательного IGBT-транзисторов. Межкаскадные соединения осуществляются таким образом, что выход каждого предшествующего каскада соединен с общей шиной последующего, а верхний выход управляющего драйвера предшествующего каскада соединен со входом последующего. Накопительный конденсатор в каждом каскаде положительной клеммой через разделительный диод подключен к источнику высокого напряжения, а отрицательной клеммой – к общей шине данного каскада. Нагрузка включена между выходом последнего каскада и общей шиной высоковольтного источника. В паузе между импульсами все вспомогательные IGBTтранзисторы включены, а коммутирующие транзисторы выключены. При этом все накопительные конденсаторы оказываются подключенными к общей шине высоковольтного источника и заряжаются через вспомогательные транзисторы до напряжения источника. При подаче импульса управления происходит одновременное включение всех коммутирующих транзисторов. Так как выход каждого предшествующего каскада соединен с общей шиной последующего, то все накопительные конденсаторы оказываются соединенными последовательно и к нагрузке прикладывается их суммарное напряжение





Каждый из каскадов построен по схеме модулятора с частичным разрядом.

Если нагрузкой является импульсная газоразрядная лампа, то закон изменения тока в лампе при формировании импульса накачки имеет вид [2]:

$$i(t) = \left[\frac{n \cdot t}{k_0 \cdot C} + \frac{k_0}{n \cdot V(0)}\right]^{-2} , \qquad (1)$$

где n – число каскадов схемы, V(0) – напряжение на каждом конденсаторе в начале импульса, C – емкость каждого конденсатора, k_0 – характеристический импеданс лампы, определяющий ее вольтамперную характеристику $v = k_0 \cdot \sqrt{i}$ [1].

Задаваясь допустимым спадом тока к концу импульса накачки ($t = \tau$), по уравнению (1) можно определить величину емкости в каждом каскаде:

$$C = \frac{\sqrt{\alpha}}{1 - \sqrt{\alpha}} \cdot \frac{n \cdot V(0) \cdot \tau}{k_0^2} , \qquad (2)$$

Здесь $\alpha = i(\tau) / i(0)$ – отношение тока накачки в конце импульса $i(\tau)$ к току в начале импульса $i(0) = n^2 V(0)^2 / k_0^2$.

Для быстрого разряда накопительных конденсаторов во всех каскадах после выключения схемы предусмотрен полевой транзистор, включенный относительно общей шины последнего каскада.

Для регистрации импульса тока накачки в схеме предусмотрен низкоомный шунт, который подключен к общей шине высоковольтного источника последовательно с нагрузкой. Для регистрации напряжения на нагрузке предусмотрен высоковольтный делитель напряжения, включенный параллельно нагрузке.

Чтобы рассмотреть особенности управления транзисторами, обратимся к рис. 2. Нижний выход драйвера LO через резистор 100 Ohm и встречно-параллельно включен-

ный диод Шоттки управляет вспомогательным IGBT-транзистором. Верхний выход HO через аналогичную цепь управляет коммутирующим транзистором. Верхний и нижний выходы работают в противофазе. Драйвер включен по стандартной схеме, в которой заряд конденсатора, осуществляющего питание цепи верхнего выхода, происходит в паузе между импульсами от низковольтного источника +18 V, через вспомогательный транзистор. Для резервирования цепи заряда предусмотрена дополнительная резистивная цепь, соединяющая конденсатор с общей шиной. Чтобы исключить появление высокого напряжения на нагрузке при исчезновении напряжения низковольтного источника +18 V, в схему включен еще один маломощный полевой транзистор, включающийся непосредственно от источника высокого напряжения и работающий синхронно с вспомогательным IGBT-транзистором.

Эксперимент

Для проверки работоспособности формирователей, построенных по каскадной схеме, проведено макетирование двух схем, одна из которых включала 2 каскада, вторая – 6. Максимальное напряжение, которое могло быть получено на выходе каждого каскада, составляло 500 V. На выходе схемы из шести каскадов на эквиваленте нагрузки формировались импульсы напряжения до 3000 V при токе до 100 A и длительности импульса до 3 ms. На выходе схемы, содержащей два каскада, на нагрузке сопротивлением 1 Ohm формировались импульсы напряжения с амплитудой до 700 V при токе 700 A и длительности импульса до 200 mcs. Увеличение тока в нагрузке получено за счет параллельного соединения двух одинаковых IGBT-транзисторов.

На рис. 3 и рис. 4 приведены осциллограммы напряжения на нагрузке в обеих схемах. Заметный спад напряжения и тока в нагрузке определяется величиной емкости накопительных конденсаторов, которая составляла 330 mcF в схеме, содержащей 6 кас-кадов (рис. 3), и 940 mcF в схеме из двух каскадов (рис. 4).



Рис. 3. Осциллограмма импульса напяжения в схеме, содержащей 6 каскадов. Масштаб напряжения: 500 V/Div. Временной масштаб: 0,5 ms/Div.



Рис. 4. Осциллограмма импульса напяжения в схеме, содержащей 2 каскада. Масштаб напряжения: 100 V/Div. Временной масштаб: 20 mcs/Div.

Заключение

В результате проведенного исследования можно считать доказанным, что при каскадном принципе построения формирователей за счет увеличения числа каскадов напряжение на нагрузке можно увеличивать практически до любой заданной величины. Повышение тока в нагрузке по меньшей мере до 1000 А может быть получено либо за счет включения в схему сильноточных IGBT-модулей, либо за счет параллельного соединения одиночных IGBT-транзисторов.

Литература

- 1. Маршак И.С., Дойников А.С., Жильцов В.П., Кирсанов В.П., Ровинский Р.Е, Щукин Л.Н., Фейгенбаум М.Г. Импульсные источники света / Под редакцией И.С. Маршака.. М.: Энергия, 1978. 472 с.
- 2. Тогатов В.В., Гнатюк П.А. Электронный разрядный модуль для систем накачки твердотельных лазеров. // Оптический журнал. 2000. Т. 67. № 4. С. 92–96.

СПОСОБ УМЕНЬШЕНИЯ КОММУТАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ ТРАНЗИСТОРА НА ОТКРЫТЫЙ ДИОД В.В. Тогатов, П.А. Гнатюк

Проведен анализ физических процессов при включении транзистора в преобразовательном каскаде с дросселем насыщения в цепи фиксирующего диода. Определены интервал рассасывания диода и величина энергии потерь в транзисторе при различных режимах включения. Показано, что за счет использования дросселя насыщения энергия потерь может быть уменьшена более чем вдвое.

Введение

Основным фактором, ограничивающим частотные возможности преобразователей, является допустимый уровень коммутационных потерь в транзисторах. Бо́льшую часть из них составляют потери в период интервала рассасывания фиксирующего диода, через который замыкается ток нагрузки при выключенном транзисторе.

В работах, посвященных анализу коммутационных процессов собственно в транзисторах [1], [2], не анализируются схемотехнические пути снижения коммутационных потерь. В работах, посвященных анализу коммутационных процессов в преобразователях, полупроводниковые структуры моделируются либо как идеальные ключи, либо с помощью упрощенных эмпирических аппроксимаций.

В данной статье анализируется преобразовательный каскад, в котором последовательно с диодом включен дроссель насыщения. При больших (сотни наносекунд) временах рассасывания диодов это схемотехническое решение приводило к существенному увеличению габаритов преобразователя, поэтому имело ограниченное применение. Времена рассасывания современных «ультрабыстрых» диодов составляют десятки наносекунд, поэтому конструктивно дроссель насыщения может быть выполнен в виде ферритового кольца, помещенного на вывод диода. В отличие от известных работ в данной статье анализ коммутационных процессов при включении транзистора производится на основе строгого решения уравнения непрерывности для дырок в базе фиксирующего диода. Такой подход позволил выполнить расчет энергии потерь при включении для различных режимов коммутации с учетом электрофизических параметров фиксирующего диода.

Постановка задачи



Рассмотрим процесс восстановления диода D в схеме понижающего преобразователя, в котором последовательно с диодом D включен дроссель насыщения L_2 (рис. 1).

Рис. 1. Схема понижающего преобразователя

В период выключенного состояния транзистора через диод замыкается прямой ток, приводящий к накоплению избыточного заряда неосновных носителей (дырок) в базовой области. При включении транзистора начинается быстрый спад тока через диод и соответствующий рост тока через транзистор. При этом напряжение на транзисторе (V_T) практически равно напряжению источника V_{cc} . Как только происходит изменение направления тока через диод, дроссель L2 выходит из насыщения и все напряжение источника V_{cc} прикладывается к дросселю. Транзистор переходит в режим насыщения, что сопровождается снижением напряжения V_T практически до нуля. Скорость нарастания обратного тока через диод резко уменьшается и определяется индуктивностью дросселя L_2 в линейном режиме. Если время восстановления диода $t_{\text{восст}}$ меньше времени перемагничивания сердечника дросселя $t_{\text{пер}}$, то после насыщения сердечника напряжение источника блокируется диодом, а транзистор остается в режиме насыщения. При этом потери в транзисторе на этапе восстановления диода оказываются минимальными. Если же имеет место обратная картина $t_{\text{восст}} > t_{\text{пер}}$, то после насыщения сердечника транзистор переходит в активный режим и сам блокирует напряжение источника. Этот процесс сопровождается рассеянием в транзисторе дополнительной мощности коммутационных потерь. Наконец, если дроссель насыщения в схеме отсутствует, то транзистор находится в активном режиме в течение всего процесса рассасывания диода. Этому режиму соответствует максимальная величина потерь при включении. На рис. 2 приведены временные диаграммы тока через диод в трех режимах коммутации: без дросселя насыщения (a), с «большим» дросселем $t_{\text{пер}} > t_{\text{восст}}$ (б) и с «малым» дросселем $t_{\text{пер}} \leq t_{\text{восст}}$ (в).



Рис. 2. Временные диаграммы тока

Определение величины коммутационных потерь в транзисторе при включении сводится к нахождению длительности интервала рассасывания диода при различных режимах коммутации. В свою очередь расчет этого интервала (t_{pac}) возможен только в результате анализа уравнения непрерывности для дырок в базе

$$\frac{d^2p}{dx^2} - \frac{p}{L_p^2} = \frac{\tau_p}{L_p^2} \cdot \frac{dp}{dt}.$$
(1)

В этом уравнении p – концентрация дырок в базе, τ_p – время жизни, $L_p = \sqrt{\frac{2b}{b+1}}D_p\tau_p$ –

диффузионная длина, D_p – коэффициент диффузии дырок, b – отношение подвижностей электронов и дырок в базе.

Уравнение непрерывности (1) должно быть дополнено граничными условиями, которые могут быть сформулированы из условия односторонней инжекции электронов и дырок в базу соответственно из n и p – эмиттеров

$$\frac{dp}{dx}(0) = -\frac{i(t)}{2qD_p}, \quad \frac{dp}{dx}(w) = \frac{i(t)}{2bqD_p}.$$
(2)

Здесь i(t) – плотность тока через диод, w – ширина базы, q – заряд электрона.

Уравнение (1) с начальными условиями (2) описывает изменение концентрации дырок в базе вплоть до окончания этапа рассасывания, когда концентрация дырок у перехода снижается до нуля. На рисунках 2а и 2б этому соответствует момент времени t_3 , а на рис. 2в – момент t_4 . Соответственно время рассасывания на рисунках 2а и 2б составляет $t_{\text{рас}} = t_3 - t_2$, а на рис. 2в $t_{\text{рас}} = t_4 - t_2$.

Несмотря на линейность уравнения непрерывности, его анализ затруднителен изза сложной формы тока через диод (рис. 2). Для упрощения решения задачи представим ток через диод как суперпозицию четырех импульсов бесконечной длительности (рис. 3).



Рис. 3. Принцип суперпозиции токов

Величины a_1 и a_2 , фигурирующие на рис. 3, представляют собой скорости спада плотности тока на соответствующих временных интервалах (рис. 2). При таком представлении импульса тока можно считать, что в момент подачи первого импульса (t = 0) концентрация дырок в базе равна 0, т.е. решить задачу с нулевым начальным условием p(x,0) = 0 (3)

Анализ интервала рассасывания

Уравнение (1) с граничными условиями (2) и начальным условием (3) решалось посредством преобразования Лапласа. Для определения интервала рассасывания анализировалось изображение концентрации дырок у перехода (в точке x = 0)

$$P(0,s) = I(s)\frac{bchkw+1}{2bqD_pkshkw}.$$
(4)

В этом выражении $k = \frac{1}{L_p} \sqrt{1 + \tau_p s}$, I(s) – изображение тока через диод. Дополнительно

анализировалось изменение плотности заряда дырок в базе, изображение которого имеет вид

$$Q(s) = q \int_{0}^{w} P(x,s) dx = I(s) \frac{\tau_p}{1 + \tau_p s}$$

$$\tag{5}$$

Зададимся линейным спадом тока (рис. 2). Тогда изображение *I*(*s*), соответствующее трем рассмотренным режимам коммутации, принимает вид: при отсутствии дросселя

$$I(s) = (I_0 s - a_1 \ell^{-st_1})/s^2 \quad при \ t_1 \le t \le t_3 ,$$
(6a)

при «большом» дросселе

$$I(s) = \left[I_0 s - a_1 \ell^{-st_1} + (a_1 - a_2) \ell^{-st_2} \right] / s^2 \quad \text{при } t_2 \le t \le t_3 \,, \tag{66}$$

при «малом» дросселе

$$I(s) = \left[I_0 s - a_1 \ell^{-st_1} + (a_1 - a_2) \ell^{-st_2} - (a_1 - a_2) \ell^{-st_3}\right] / s^2 \quad \text{при } t_3 \le t \le t_4 \,, \tag{6B}$$

Переходя к оригиналу в изображении (4) и полагая в найденном оригинале $p(0,t_{pac}) = 0$, получим трансцендентное уравнение для нахождения интервала рассасывания. Приведем это уравнение при коммутации тока через диод в режиме с «большим» дросселем (66)

$$\tau_{\rm pac} = \frac{1}{2} + \frac{a_1}{a_2} \left[\frac{b+1}{bW} \cdot \left(1 - \frac{a_2}{a_1} - \ell^{-\tau_{\rm cn}} \right) \ell^{-\tau_{\rm pac}} + \frac{2(b-1)}{W(\tau_p s_1)^2} \cdot \left(1 - \frac{a_2}{a_1} - \ell^{s_1 \tau_p \tau_{\rm cn}} \right) \ell^{s_1 \tau_p \tau_{\rm pac}} \right].$$
(7)

В уравнении (7) приняты следующие обозначения: $\tau_{\text{pac}} = \frac{t_{\text{pac}}}{\tau_p}$, $\tau_{\text{сп}} = \frac{t_2 - t_1}{\tau_p}$ (рис. 26),

 $s_1 = -\frac{1}{\tau_p} \left[1 + \left(\frac{\pi}{W}\right)^2 \right], W = \frac{w}{L_p}$ – нормированная ширина базы. Уравнение (7) справедли-

во при $W \ge 3$, что всегда реализуется в быстродействующих высоковольтных структурах. Уравнение, определяющее t_{pac} при коммутации тока через диод в режиме без дроссяля (ба), может быть получено из (7), если в последнем положить $a_1 = a_2$. В режиме коммутации с «малым» дросселем (6в) рассматриваемое уравнение имеет аналогичный вид, но более громоздко, поэтому здесь не приводится.

Численное решение уравнения (7) не представляет труда. Следует иметь в виду, что значения параметров a_1 , a_2 и $t_{cn} = t_2 - t_1$ задаются внешней цепью, а параметры диода τ_p и W могут быть определены по методике, изложенной в работе [3].

На рис. 4 приведены зависимости времени рассасывания от длительности спада прямого тока, построенные по уравнению (7) для двух режимов коммутации: без дросселя и с «большим» дросселем.



Рис. 4. Зависимость времени рассасывания от длительности спада прямого тока

Оба временных интервала нормированы величиной времени жизни дырок в базе $\tau_{\rm pac} = t_{\rm pac}/\tau_p$, $\tau_{\rm cn} = t_{\rm cn}/\tau_p = (t_2 - t_1)/\tau_p$ (рис. 2). Кривые построены при следующих зна-
чениях параметров: $W = w/L_p = \pi$, $a_2/a_1 = 0,1$ при $\tau_{cn} = 1$. При других значениях τ_{cn} отношение a_2/a_1 изменялось пропорционально τ_{cn} . Иными словами, при изменении τ_{cn} менялась величина a_1 , а значение a_2 оставалось постоянным. Времена рассасывания на кривой «с дросселем» определяют минимальные значения времен перемагничивания сердечника, необходимые для поддержания линейного режима работы дросселя до конца интервала рассасывания. При уменьшении τ_{cn} время рассасывания в режиме коммутации без дросселя уменьшается, а в режиме с «большим» дросселем напротив растет. Физически это связано с тем, что в первом случае становится более интенсивной экстракция дырок из базы в эмиттер. Во втором случае темп экстракции дырок не зависит от τ_{cn} , а величина заряда дырок в базе в начале интервала рассасывания при уменьшении τ_{cn} увеличивается.

Проанализируем изменение плотности заряда дырок в базе на этапе рассасывания. Перейдем к оригиналу в изображении (5) с учетом изображения (6б), соответствующего режиму коммутации с «большим» дросселем

$$q(t) = a_1 \tau_p^2 \cdot \left\lfloor \frac{a_2}{a_1} (1 - \tau) + \left(1 - \frac{a_2}{a_1} - \ell^{-\tau_{\text{cn}}} \right) \ell^{-\tau} \right\rfloor \quad \text{при} \quad t_2 \le t \le t_3.$$
(8)

Здесь $\tau = t/\tau_p$ – текущее значение времени, нормированное величиной времени жизни дырок. Выражение плотности заряда в режиме коммутации без дросселя может быть получено из (8), если в нем положить $a_1 = a_2$. В режиме коммутации с «малым» дросселем выражение плотности заряда аналогично (8) и здесь не приводится.

Наибольший интерес представляет величина заряда дырок в момент окончания этапа рассасывания, так как эта величина определяет коммутационные потери в диоде на этапе спада тока. На рис. 5 приведены зависимости плотности заряда в момент окончания этапа рассасывания $q(t_{\rm pac})$ от длительности спада прямого тока $\tau_{\rm cn}$.



Рис. 5. Зависимость плотности заряда от длительности спада прямого тока

Кривые построены по уравнениям (8) и (7) для двух режимов коммутации: без дросселя и с «большим» дросселем. Значения параметров приняты следующими: $\tau_{\rm p} = 0,1$ мкс, $a_2/a_1 = 0,1$ и $a_1 = 1000 \, A/{\rm Mkc} \cdot {\rm cm}^2$ при $\tau_{\rm cn} = 1$. При других значениях $\tau_{\rm cn} a_1$ изменялось обратно пропорционально $\tau_{\rm cn}$, а значение a_2 оставалось постоянным. Как видно из рис. 5, величина $q(t_{\rm pac})$ в режиме коммутации с «большим» дросселем в не-

сколько раз меньше чем без дросселя. Так же соотносятся в этих режимах и потери энергии в диоде при его восстановлении.

Анализ коммутационных потерь при включении транзистора

На рис. 6 изображены временные диаграммы тока и напряжения на транзисторе при его включении на прямосмещенный диод. Как и ранее рассмотрены три режима коммутации: без дросселя (а), с «большим» дросселем (б) и «малым» дросселем (в).



Рис. 6. Временные диаграммы тока и напряжения на транзисторе

Закон изменения тока стока в процессе включения принят линейным. Напряжение сток-исток V при отсутствии дросселя принималось равным напряжению источника V_{cc} вплоть до окончания интервала рассасывания. В режиме с «большим» дросселем изменение напряжения V_T принималось равным V_{cc} на этапе спада тока и равным нулю в течение всего периода рассасывания. В режиме с «малым» дросселем изменение напряжения V_T принималось таким же, как в предшествующем режиме вплоть до момента насыщения сердечника. Начиная с этого момента V_T поддерживалось равным V_{cc} вплоть до окончания рассасывания диода.

Рассчитаем энергию потерь за один цикл включения транзистора в первых двух режимах коммутации (рис. 6а, 6б). Они определяют максимальную и минимальную величину потерь при включении. Нахождение энергии потерь в третьем режиме (рис. 6в) осуществляется аналогично и здесь не приводится.

Энергия потерь в режиме без дросселя

$$E_{1} = \int_{0}^{t_{\rm cn}+t_{\rm pac}} V_{\rm cc} a_{\rm l} t dt = \frac{1}{2} V_{\rm cc} a_{\rm l} \cdot \left(t_{\rm cn} + t_{\rm pac} \right)^{2}, \tag{9}$$

энергия потерь в режиме с «большим» дросселем

$$E_2 = \int_{0}^{t_{\rm cr}} V_{\rm cc} a_1 t dt = \frac{1}{2} V_{\rm cc} a_1 t_{\rm cr}^2.$$
(10)

Рассмотрим отношение максимальной величины потерь при включении (9) к минимальной (10)

$$\frac{E_1}{E_2} = \left(1 + \frac{t_{\text{pac}}}{t_{\text{cff}}}\right)^2.$$
(11)

На рис. 7 приведена зависимость $(E_1/E_2)(\tau_{cn})$, иллюстрирующая эффективность использования дросселя насыщения для снижения коммутационных потерь в транзисторе. Кривая построена по уравнениям (11) и (7) при тех же значениях параметров, что и в предшествующих примерах.



Рис. 7. Зависимость относительной энергии коммутационных потерь от длительности спада прямого тока

Как следует из рисунков 5 и 7, включение дросселя насыщения особенно эффективно при малых временах спада прямого тока, что имеет место при использовании полевых и IGBT-транзисторов последнего поколения.

Заключение

Проведен анализ физических процессов при включении транзистора в преобразовательном каскаде с дросселем насыщения в цепи фиксирующего диода. На основе решения уравнения непрерывности для дырок в базе определен интервал рассасывания фиксирующего диода и рассчитана величина энергии потерь в транзисторе при различных режимах коммутации. Показано, что за счет использования дросселя насыщения величина коммутационных потерь при включении транзистора может быть уменьшена более чем в два раза.

Литература

- 1. Clemente S., Pelly B.R., Isidor L. Понимание работы МОП полевого транзистора (МОП ПТ ГС) в режиме переключения. / Силовые полупроводниковые приборы. Воронеж, 1995. С. 195-215.
- 2. Полищук А. Проблемы выбора ключевых транзисторов для преобразователей с жестким переключением. Силовая электроника, № 2, 2004, с. 22-25.
- 3. Тогатов В.В., Гнатюк П.А. Метод измерения времени жизни носителей заряда в базовых областях быстродействующих диодных структур. // Вестник СПб ГУ ИТМО. 2004. Вып. 12.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПО 'MAX+PLUS II' И 'E-LAB' ДЛЯ СКВОЗНОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ В ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТАХ Ю.В. Китаев

Разработка небольших и средних по объему проектов в лабораторных работах и курсовых проектах в сжатые сроки может производиться с использованием APM 'MAX+PLUS II' фирмы Altera [1] и 'E-LAB' фирмы E-LAB Computers.

Время, затрачиваемое на разработку и моделирование, вполне укладывается в два четырехчасовых занятия. На первом занятии студент на основе технического задания разбивает проект на цифровую и микропроцессорную части и выполняет схемотехническое проектирование цифровой измерительной подсистемы. Второе занятие посвящается разработке микропроцессорной схемы управления цифровым устройством, полученным на первом занятии.

В качестве примера рассмотрим техническое задание на разработку прибора для измерения числа импульсов, поступающих от экспериментальной установки.

1). Частота повторения импульсов – в диапазоне 100–150 МГц.

2). Отображение числа поступивших импульсов – на жидкокристаллическом дисплее (LCD).

3). Количество замеров отображается на светодиодном 8-сегментном индикаторе (LED).

4). Отдельный замер производится кнопкой "пуск".

5). Массив измеренных значений передается на компьютер для дальнейшей обработки.

6). Дополнительно предусматривается возможность подачи звукового сигнала и мониторинга уровня напряжения.

Из многочисленных способов решения этой задачи остановимся на комплексном решении, включающем блок измерения (БИ) и блок управления (БУ). БИ выполним на высокоскоростных программируемых логических интегральных схемах (ПЛИС), а БУ на микроконтроллере с Flash памятью.

ПЛИС'ы выпускаются несколькими фирмами, среди которых доминирующее значение занимают: Altera, Xilinx, Atmel и Actel. Выбор определяется только тем, что лучше всего знает разработчик или что имеется под рукой, так как характеристики однотипных микросхем у разных компаний, по существу, имеют небольшой разброс. Компании Altera и Xilinx, кроме микросхем, выпускают пакеты программного обеспечения для сквозного проектирования на основе своих изделий «MAX+plus II», «Quartus» фирмы Altera и «WebPACK ISE» фирмы Xilinx. В нашем распоряжении будут ПЛИС'ы и средства разработки компании Altera.

Микроконтроллеры (МК) с флэш-памятью выпускаются таким количеством различных компаний, что одно их перечисление займет полстраницы. Одним из пионеров является фирма Atmel, которая выпускает несколько линеек МК, различающихся по различным характеристикам. Здесь уместно сказать, что чемпионом по количеству применений является семейство на основе ядра MCS-51, которое поддерживают многие фирмы-изготовители МК. Компания Atmel выпускает МК, которые можно условно разбить на две группы: на основе AVR технологии [2] и на основе ядра MCS-51. Выбор той или иной группы является делом вкуса, возможностей, поддержки производителя, наличия ПО для разработки или собственных наработок. Для решения нашей задачи остановимся на AVR микроконтроллерах фирмы Atmel..

Одна и множества возможных блок-схем приведена на рис.1. В целях обучения проектирование БИ производится несколькими способами, с использованием: 1) мастера генерации логических мегафункций, 2) библиотек логических элементов и 3) языка описания логических устройств – AHDL [3]. Выбор AHDL вместо, например, Verilog HDL или VHDL, обусловлен тем, что он встроен в «MAX+plus II» и к нему прилагается

контекстная справка с примерами. Таким образом, проектирование БИ будет производиться с помощью графического и текстового редакторов.



Рис.1. Вариант блок-схемы

Сначала в проекте с помощью мастера генерации логических мегафункций создается счетчик импульсов с расчитанной емкостью. Тип счетчика и количество выводов могут быть, естественно, произвольными. Например, вход разрешения счета будет добавлен позднее с использованием стандартной библиотеки элементов.

Далее в схему добавляется мультиплексор. Степень мультиплексирования может быть различной и определяться, например, числом свободных выводов портов МК. Мультиплексор введем в схему из библиотеки макрофункций

Затем добавляем в схему вход разрешения счета, пропущенный на этапе генерации логических мегафункций. Для этого в текстовом редакторе из пункта основного меню "MAX+plus II | Text Editor" вводим описание 2-х входового элемента "И" my1 and2 на языке AHDL

SUBDESIGN my1_and2 (x0,x1: INPUT; y: OUTPUT;) BEGIN y = x1 & x0; END;

и создаем символическое условное обозначение элемента разрешения счета.

В соответствии с техническим заданием часть информации в разрабатываемом приборе нужно вывести на 8-сегментный дисплей. Для экономии числа микросхем и соединительных проводников будем использовать последовательную схему вывода кода, выполненную на регистрах сдвига (например, с использованием стандартной схемы 74595). Окончательно схема БИ приобретет вид рис .2.



Рис. 2 Окончательная схема БИ

Компиляция, моделирование, расчет временных характеристик и программирование ПЛИС также производится не выходя из среды проектирования MAX+plus II.

Теперь перейдем к разработке БУ. Писать программы для МК можно как на ассемблере, так и на языках высокого уровня (ЯВУ). В первом случае машинный код может быть короче и быстрее, но требуются значительные усилия и время. Во втором случае время написания программы может сократиться в несколько раз, но полученный код оказывается менее эффективным. Разработке программ - драйверов устройств ввода/вывода на асемблере был посвящен отдельный курс, поэтому здесь рассмотрим интегрированные средства для создания и отладки программ на ЯВУ.

Существует огромное количество фирм, которые предлагают разнообразное программное обеспечение (ПО) на языках С, Pascal, PLM, Basic. В работе студентам предлагается на выбор 2 варианта:

- 1) кросс-компилятор CodeVisionAVR (ЯВУ С) и отладчик-симулятор AVRStudio;
- 2) интегрированная среда разработки и отладки E-LAB на языке программирования Pascal.

Полезной особенностью CodeVisionAVR и E-LAB является наличие расширенных библиотек для работы с внешними устройствами, а также генератора шаблонов, разрабатываемых программ. E-LAB дополнительно имеет большой набор визуальных виртуальных устройств: ЖКИ и светодиодные дисплеи, матричные дисплеи, клавиатура, АЦП, шаговые двигатели, удаленный терминал и многое другое (рис.3).

Наиболее быстро можно написать целевую программу для МК, используя мастера создания шаблонов программы. Например, в E-LAB мастер шаблонов включает огромное количество внутренних и периферийных устройств и параметров их настройки и позволяет упаковать 8 тысяч строк ассемблерного кода в пару десятков операторов Pascal. Достигается это за счет встроенных в компилятор драйверов указанных устройств и библиотечных функций, которые для разработчика остаются непрозрачными. В результате за 2 четырехчасовых лабораторных занятия студенты проектируют и про-

граммируют законченное устройство. Конечно, есть возможность отказаться от услуг мастера шаблонов и писать свою программу уже без встроенных драйверов и библиотечных функций – либо на Pascal'е, либо на встроенном ассемблере, «с нуля».



Рис. 3 Иллюстрация возможностей E-LAB

Литература

- 1. Стешенко В.Б. ЕDА. Практика автоматизированного проектирования радиоэлектронных устройств. М.: Нолидж, 2002
- 2. Голубцов М.С., Кириченкова А.В.. Микроконтроллеры AVR: от простого к сложному. М.:СОЛОН-Пресс, 2004.
- 3. Антонов А.П. Язык описания цифровых устройств Altera HDL Практический курс. М.: РадиоСофт, 2002.

ПРИМЕНЕНИЕ САПР 'PROTEL' С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИБЛИОТЕК КОМПОНЕНТОВ РАЗРАБОТЧИКА В ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТАХ Ю.В. Китаев

Одним из завершающих этапов проектирования радиолектронного устройства является разработка печатной платы и моделирование взаимного влияния электрических сигналов в ее цепях. Наряду с таким широко известными системами проектирования, как Orcad, P-CAD и Accel EDA [1], приобретает популярность и вытесняет их система Protel DXP [2]. Ранняя версия называлась Protel 98, а сейчас вышла версия Protel 2005. При этом разработчик P-CAD, Accel EDA и Protel – фирма Altium – отдает приоритет среде проектирования Protel. Русскоязычный сайт, содержащий информацию, расположен по адресу www.eltm.ru.

Средой проектирования системы является оболочка Design eXPlorer (далее DXP). Основные этапы проекта включают разработку принципиальной схемы и чертежа печатной платы. Ниже описан процесс создания нового проекта при выполнении лабораторной работы.

Разработка принципиальной схемы устройства

1). Запустите программу "Design Explorer - DXP" – dxp.exe.

2). Из основного меню выберите пункт "File | New | PCB Project", затем из основного меню выберите пункт "File | New | Schematic".

3). В проекте появится документ Sheet1.SCHDOC, а в открывшемся окне – чистый бланк чертежа. С помощью "File | Save All" сохраните проект и чертеж под любым понравившимся именем в подходящей папке, например: "C:\EMUL\Work\Protel\MyProt.SCHDOC и "..\MyProt.PRJPCB". Чертеж будет переименован из Sheet1.SCHDOC в MyProt.SCHDOC.

4). Затем понадобятся библиотеки элементов схемы, для чего из основного меню выберите "View | Workspace Panels | Libraries".

5). Теперь надо подключить требуемые библиотеки к проекту. Для этого на панели "Libraries" нажмите на кнопку "Libraries.". В появившемся окне перейдите на закладку "Installed" и кликните внизу окна по кнопке "Install.". Далее выберем условное обозначение микросхемы EPM7064BLC44 из библиотеки "Altera PLD MAX 7000". Аналог этой микросхемы был нами использован в блоке измерения.

6). Поместим ее на схему, для чего кликнем по кнопке "Place EPM7064BLC44".

7). Отредактируем названия выводов. Создадим сначала свою библиотеку компонентов схемы (пока в схеме только один компонент) из меню "Design | Make Project Library". В проекте появится документ "MyProt.SCHLIB". Затем переименуем часть выводов

8). Сохраним все созданное нами из меню "File | Save All" под именем "C:\EMUL\Work\Protel\MyProt".

9). Вернемся к чертежу – закладка "MyProt.SCHDOC". Выберем на боковой (или, может быть, плавающей) панели "Libraries" созданную нами библиотеку "MyProt.SCHLIB". Присвоим обозначение микросхеме, для чего дважды кликнем по "U?" и заменим "U?" на "U1"

10). Добавим в схему микроконтроллер Atmel mega8535. В библиотеке Atmel нет НИ ОДНОГО чертежа МК, поэтому создадим условное графическое обозначение (УГО) МК самостоятельно. В качестве примера остановимся на 40-"ножечном" варианте mega8535 в корпусе DIP-40. Отредактируем изображение МК

11). Теперь созданное УГО микроконтроллера можно поместить в нашу собственную библиотеку и в дальнейшем использовать в других разработках.

12). Поместим в схему остальные элементы. На этом этап предварительной разработки чертежа принципиальной схемы завершен

13). Теперь необходимо проверить правильность выполнения схемы по сформулированным параметрам проверки правил электрических соединений (ERC). Настроим параметры проекта с помощью п. меню "Project | Project Options..". В появившемся окне на вкладках "Error Reporting" и "Connection Matrix" перечисляются большинство возможных ошибок и задаются правила проверки электрических соединений. Оставим (пока) все опции без изменения (т.е. по умолчанию).

14). Произведем компиляцию проекта во время, которой производится проверка схемы – п. меню "Project | Compile PCB Project". Если компилятор НЕ ВЫЯВИЛ ОШИБОК, проектирование схемы завершено полностью, и можно приступать к разработке печатной платы.

Разработка печатной платы устройства

15). Сначала создадим заготовку печатной платы. Для этого из боковой панели "Files" на странице "New from template" выбираем "PCB Board Wizard..". Далее будет предложено выбрать систему единиц измерения – выбираем "Metric". В следующем окне нужно сделать выбор из предлагаемых стандартных промышленных шаблонов плат. Но наша плата – нестандартная, поэтому выбираем п. "Custom". В следующем окне выбираем размеры, форму и некоторые другие параметры печатной платы (как показано на рисунке). Затем снова Так как. внутренние слои VCC и GND не предусматриваются, то проставляем в "Power Planes" значение 0. Далее выбираем тип соединительных отверстий "Thruhole Vias Only" и на следующей странице тип монтажа (через отверстия в плате) и число возможных дорожек проводников между отверстиями. На следующей странице оставляем минимальные размеры без изменения и нажимаем на кнопку "Finish". В проекте появляется новая страница редактора печатных плат (с пока пустой печатной платой) и соответствующая ей закладка.

Полученный документ желательно сохранить с именем всего проекта MyProt, "C:\EMUL\Work\Protel\MyProt.PcbDoc" в той же папке, где хранятся все остальные документы с помощью пункта меню "File | Save As..".

16). В отличие от других систем проектирования (например, OrCAD), в Protel DXP проект загружается в редактор PCB (Prnted Circuit Board) прямо из редактора схем. В п.14 проект был скомпилирован и отлажен (ошибки исправлены), поэтому из основного меню выбираем "Design | Update PCB". В первый раз будет сообщено, что найдено множество отличий (Диалог "Confirm"), но это и понятно, так как первоначально плата была ПУСТАЯ.

Нажмем на кнопку "Yes". Откроется окно "Engineering Change Order". Нажмем на кнопку "Validate Changes". Если система не обнаружит ошибки, например, отсутствие топологического посадочного места (FootPrint), то можно выполнить "Execute Changes". В противном случае нужно подобрать FootPrint из имеющихся библиотек, либо, что очень редко, в редакторе библиотек создать его самостоятельно. Нажмем на кнопку "Close". Все компоненты схемы окажутся загруженными в редактор PCB.

17). Проведем предварительное размещение компонентов из пункта меню "Tools | Autoplacement | Autoplacer". В появившемся окне диалога отметим указанные пункты и нажмем "ОК". Однако элемнты сгруппированы не всегда оптимально (правда, суммарная длина линий связи при этом минимальна). Поэтому разместим их вручную.

27). Осталось провести трассировку (развести связи). Можно делать это вручную или автоматически, что в сотни раз быстрее, или совместно. Сначала зададим правила проектирования. Их очень много, и в основном установки "по умолчанию" достаточно разумны, поэтому ограничимся только ограничением ширины проводников. Из пункта меню "Design | Rules.." открывается окно "PCB Rules and Constraints Editor". В нем разворачиваем ветвь "Routing | Width". Изначально там имеется только одна строчка "Width". Силовые проводники от источника питания должны иметь ширину с запасом для уменьшения их сопротивления. Для этого добавим две дополнительные строки: Width_VCC и Width_GND и изменим содержимое отмеченных полей. Ограничения введем только для двух узлов схемы – GND и VCC. Ширину этих проводников увеличим до 1 мм. Закрываем окно "PCB Rules and Constraints Editor". Выбираем пункт меню "Auto Route | All.." и нажимаем на "Route All".

Через несколько секунд готов результат (рис.1). Если по какой-то причине вам нужно повторно провести трассировку, то выполняем пункт меню "Tools | Un Route | All". Затем производим необходимые изменения и повторно разводим связи.



Рис.1. Результат трассировки

Далее осталось вывести на печать готовую электрическую схему и печатную плату из меню "Project | Project Options.." на вкладке "Defaul Prints".

Создадим Gerber-файлы для генерации фотошаблонов с помощью фотоплоттеров (п. меню "File | Fabrication Outputs | Gerber Files"). Генерацию файлов для сверления произведем из п. меню "File | Fabrication Outputs | NC Drill Files".

Приведенный алгоритм позволяет студенту за одно четырехчасовое занятие выполнить лабораторную работу.

Литература

- 1. Стешенко В.Б ЕDА. Практика автоматизированного проектирования радиоэлектронных устройств. М.: Нолидж, 2002.
- 2. Protel DXP для начинающих. // Компоненты и технологии Изд-во "Finestreet", СПб, №7, 2002.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВРЕМЕННОЙ ВКР-КОМПРЕССИИ СВЕРХМОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

А.А. Андреев, В.Г. Беспалов, Е.В. Ермолаева

Аналитически и численно проанализирована возможность компрессии сверхмощных лазерных импульсов в плазме. За основу рассматриваемого метода компрессии взят процесс нелинейного трехволнового взаимодействия импульсов в нелинейной плазме при обратном вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР). Показано, что в неоднородной плазме можно подобрать такое значение градиента плотности, при котором предымпульс затравочного импульса не влияет на процесс компрессии, что позволяет получить значения коэффициента компрессии порядка 50–60 %.

1. Введение

Генерация мощных лазерных импульсов субпико- и фемтосекундной длительности является одной из наиболее важных проблем лазерной физики последнего времени. Интерес к этому вопросу связан с возможностями применения сверхкоротких импульсов в научных и технических приложениях, таких как плазменные ускорители, рентгеновские лазеры и т.д. С помощью лазеров, имеющих интенсивность в фокусе линзы ~ 10²³ Вт/см², можно исследовать широкий круг лазерных ядерных реакций и эффекты нелинейной квантовой электродинамики [1]. Такой интенсивности пучка можно достичь, используя лазеры с выходной энергией $E_l = 10$ кДж, длительностью импульса $t_l =$ 0.1 пс, длиной волны $\lambda_l = 1$ мкм, при фокусировке в световое пятно диаметром $d_l = 10$ мкм. Сейчас возможно получить энергию $E_l = 10$ кДж в лазерном импульсе длительностью 0.1-1 нс при использовании лазерных систем на стекле с неодимом с диаметром выходного усилительного каскада около $D_l = 30$ см, поскольку порог разрушения стекла для таких импульсов составляет около $\varepsilon_{th} = 10 \ \text{Дж/см}^2$ [1]. Можно использовать также широкоапертурные эксимерные лазерные системы (например KrF), накачиваемые мощным электронным пучком [2]. Однако для достижения интенсивностей 10²³ Bt/cm² необходима временная компрессия таких импульсов до $t_l = 0.1$ пс без потери энергии и качества лазерного пучка. Прямое усиление сверхкоротких световых импульсов неэффективно, так как сильно падает коэффициент усиления, а также возрастает роль нелинейных эффектов и влияние дисперсии групповых скоростей.

Способ получения лазерных импульсов высокой мощности путем нелинейной компрессии с использованием процессов вынужденного рассеяния был предложен достаточно давно (см., к примеру, [3]). Плазма была предложена в качестве среды для обратного вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) и обратного вынужденного рассеяния (ВКР) в работах [4, 5]. Главными преимуществами использования плазменной среды для временной компрессии мощных пучков являются отсутствие температурного порога пробоя и возможность использовать для каждого нового лазерного импульса вновь образуемую плазму. Другим достоинством плазмы является малое время поперечной релаксации $t_p \ge 10$ фс, которая позволяет работать с лазерными импульсами сверхкоротких длительностей.

В данной работе проанализированы оптимальные условия для процесса получения лазерных импульсов субэксаваттной мощности. Мы взяли для рассмотрения наиболее популярную схему компрессии, когда взаимодействующие волны распространяются навстречу друг другу. В качестве затравочного был взят импульс с длительностью t_s ≤ 0.3 пс и энергией E_s ≥ 10 мДж, диаметр затравочного пучка и пучка накачки составлял $d_s = d_l = 0.3$ см. В качестве среды мы рассмотрели плазменный слой длиной L_p = 0.1 см, который может быть получен из металлической фольги при воздействии предымпульса. Длина волны накачки должна быть меньше стоксовой длины волны, например, $\lambda_l = 0.5$ µm (вторая гармоника Nd:glass лазера) и $\lambda_s = 0.8$ µm (Ti:Sap. лазер), тогда $\lambda_p = \lambda_l/(1-\lambda_l/\lambda_s) = 1.7$ µm, следовательно, электронная плотность плазмы составляет п_p > 10²⁰ см⁻³. В качестве еще одного варианта можно рассмотреть следующие значения длин волн: $\lambda_l = 1.3$ мкм (йодный лазер) и $\lambda_s = 1.55$ мкм (Er-лазер), $n_p > 10^{19}$ см⁻³; $\lambda_l = 0.25$ мкм (эксимерный KrF) и $\lambda_s = 0.4$ мкм (вторая гармоника тинан-сапфирового лазер), $n_p > 10^{19}$ см⁻³; $\lambda_l = 0.248$ мкм (KrF) и $\lambda_s = 0.266$ мкм (третья гармоника лазера на сапфире с титаном), $n_p > 10^{20}$ см⁻³. В наших расчетах исследуется в основном третий случай. Заметим также, что эффективное преобразование возможно даже для волн накачки и Стокса с одинаковыми частотами.

2. Основные уравнения

Чтобы определить, какую роль в исследуемых процессах играют неоднородность плазмы по плотности, шумы и предымпульс, мы рассмотрели систему уравнений, описывающих процесс обратного ВКР в общем виде [6]. Распространение лазерной, стоксовой и плазменной волн в плазме является частным случаем трехволнового взаимодействия, и в приближении медленно меняющихся амплитуд описывается следующими уравнениями:

$$\begin{cases}
\nu_{l} \frac{\partial a_{l}}{\partial z} + \frac{\partial a_{l}}{\partial t} = \nu_{l} e_{p} a_{s} e^{-i\Delta\Psi(z)} \\
-\nu_{s} \frac{\partial a_{s}}{\partial z} + \frac{\partial a_{s}}{\partial t} = -\nu_{s} e_{p}^{*} a_{l} e^{i\Delta\Psi(z)} \\
\nu_{p} \frac{\partial e_{p}}{\partial z} + \frac{\partial e_{p}}{\partial t} + \Gamma_{p} e_{p} = -\nu_{p} a_{l} a_{s}^{*} e^{i\Delta\Psi(z)} + \nu_{p} \delta e_{p}
\end{cases}$$
(1)

где $eA_y/m\omega_lc = \{a_l \exp[i\psi_l(z) - i\omega_lt] + a_s \exp[i\psi_s(z) - i\omega_s t]\} + cc. - безразмерный вектор$ $ный потенциал линейно поляризованной поперечной электро-магнитной волны; <math>a_{l,s}$, $\psi_{l,s}$, - безразмерные амплитуды и пространственные фазы лазерной и стоксовой волн; $\frac{eE_p(z,t)}{mc\omega_p} = \{e_p(z,t)exp[i\Psi_p(z) - i\omega_pt] + c.c.\}$ – безразмерная амплитуда продольной

(вдоль оси z) электростатической плазменной волны; $T_p = \Gamma_p^{-1}$ - время затухания плаз-

менной волны,
$$r_D$$
 – дебаевский радиус, $\Gamma_p \approx \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p}{(k_p r_D)^3} exp\left(-\frac{1}{2k_p^2 r_D^2} - \frac{3}{2}\right)$; ψ_p – про-

странственная фаза плазменной волны; $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}}$ плазменная частота; $n_e(z)$ – концентрация электронов в плазме; λ_l – длина волны, излучаемой лазером; t - время; z – координата в направлении распространения волн; c – скорость света, $\upsilon_s \approx \upsilon_l = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_l}} \succ \upsilon_p$ - групповые скорости взаимодействующих волн; $v_l \approx v_s \approx v_p =$

$$\sqrt{\frac{\omega_{l}\omega_{p}}{2}}; \quad L_{p} - \text{длина} \quad \text{плазменной} \quad \text{среды}; \quad \varepsilon_{l,s} = 1 - \frac{\omega_{pe}^{2}}{\omega_{l,s}^{2}}; \quad a_{i} = \frac{eA_{i}}{mc^{2}} = \frac{eE_{i}}{mc\omega_{i}}, i = l, s = \frac{\omega_{pe}}{c} = \frac{eE}{mc\omega} = \sqrt{\frac{I_{18}\lambda_{\mu m}^{2}}{2.7}}, \quad I_{18} = 10^{18} \text{ BT/cm}^{2}.$$
Условия распада: $\Delta\Omega = \omega_{p} + \omega_{s} - \omega_{l} = 0, \quad k_{p}(z_{d}) + k_{s}(z_{d}) - k_{l}(z_{d}) = 0, \quad \omega_{pe}(z_{d}) = \omega_{p}$

$$\Delta\Psi(z) = \Psi_{l} - \Psi_{s} - \Psi_{p} = \int_{0}^{z} \left[k_{l}(z') - k_{s}(z') - k_{p}(z')\right] dz' \approx \frac{k'}{2}(z - z_{d})^{2} \quad (2)$$

где $k_{l,s} = \frac{\omega_{l,s}}{c} \sqrt{\varepsilon_{l,s}}, k_p = \frac{\omega_p}{\upsilon_{Te}} \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_p^2}}, \quad k' \approx \frac{k_l n_e(z_d)}{2L_n}, z_d$ -точка распада, L_n – масштаб

плазменной неоднородности.

3. Численные расчеты

В численных расчетах мы использовали систему уравнений (1). Общая картина распространения и взаимодействия волн в неоднородной плазме показана на рис. 1. В качестве начальных и граничных условий мы рассматривали следующие:

$$a(z, t = 0) = a_0(\delta e_p / e_{0p}) \approx 0,$$

$$a_1(z = 0, t) = \sqrt{I_{10}} \exp(-2\ln 2[(t - t_{10}) / t_{10}]^2), \quad a_s(z = 0, t) = 0$$

$$a_s(z = L, t) = \sqrt{I_{s0}} \exp(-2\ln 2[(t - t_{s0}) / t_{s0}]^2)$$

Здесь I_{l0} , I_{s0} – начальные пиковые интенсивности волн накачки и Стокса, соответственно, $t_{l,s}$ – длительности волн на уровне полувысоты по интенсивности, $t_{l0,s0}$ – задержки волн по времени.

Интенсивность сфокусированного лазерного пучка зависит от координаты по оси распространения следующим образом:

 $e_l = e_l(z=0) f(z), rge f(z) = \left\{ \left(1 - z / f_0 \right)^2 + \pi \left(\frac{\theta z}{\theta} \right)^2 / S_0 \right\}^{-1/2},$

 f_0 - фокусное расстояние, θ - расходимость пучка лазера, S_0 – площадь пучка. Мы приняли уровень шума за $\delta e_p/e_{0p} = 10^{-14}$, форма предымпульса описывалась следующей функцией:



Рис.1. Взаимодействие волн в неоднородной плазме. *z*_{d1} и *z*_{d2} – характеристические точки.

В качестве основы численного метода была взята работа [7]. Для анализа численных результатов мы представили коэффициент усиления как функцию $k_c = \frac{w_s}{w_{so}} \cdot 100\%$,

где
$$w_s = \int_{0}^{t_{end}} |e_s(0,\tau)|^2 d\tau$$
 – конечная плотность энергии исходной волны Стокса,

$$w_{l0} = \int_{0}^{t_{\text{max}}} |e_l(0, \tau)|^2 d\tau$$
 - начальная плотность энергии волны накачки; t_{end} – время оконча-

ния расчетов, когда импульс Стокса распространился в среде на расстояние L_p (вся область взаимодействия), и t_{max} – время окончательного затухания волны накачки. Начальные условия для волн задавались для промежутка времени от 0 до t_{max} . Координата z = 0 является точкой входа в среду волны накачки и точкой выхода из среды стоксовой волны.

Плотность энергии для главного пика стоксового импульса рассчитывается по формуле

$$w_{peak} = \int_{t_1}^{t_2} |e_s(0,\tau)|^2 d\tau$$
,

где z = 0 – координата, на которой фиксируется выходной стоксовый импульс. На интервале $[t_1, t_2]$ функция $|e_s(0, t)|^2$ достигает своего максимума. Теперь мы можем ввести

понятие пикового коэффициента усиления $k_{peak} = \frac{w_{peak}}{w_{l0}} \cdot 100\%$ и эффективности про-

цесса преобразования энергии $\eta = \frac{k_{peak}}{m \cdot 100\%} = \frac{w_{peak}}{w_{l0}} / \frac{l_s}{l_{l0}}$, где $m_s = \frac{l_s}{l_{s0}}$, $m = \frac{l_s}{l_{l0}} - \kappa o \phi$ -

фициенты компрессии, $l_{s,l(0)}$ – конечная (начальная) длительность стоксового импульса и волны накачки.

4. Результаты численных расчетов и их анализ

Мы выбрали для расчетов следующие значения параметров для среды и импульсов: длина волны лазерного импульса - 0.5 мкм, длительность лазерного импульса $t_l=10$ пс, длительность затравочного импульса на стоксовой частоте $t_s=0.3$ пс, длина среды с плазмой $L_p = 0.5$ см, частота плазменных колебаний $\omega_p = 0.1 \omega_l$.

На первом этапе мы проанализировали влияние неоднородности плазмы на компрессию импульсов в отсутствии предымпульса. При высокой начальной интенсивности зависимость эффективности преобразования от плазменной неоднородности становится менее существенной. Это связано с тем, что условия процесса захвата фаз $G_{\rm s}/L_p > \Delta k = k \, l_{l0}$ оказываются недействительными для случаев сильного взаимодействия [8–10].

Если расположить резонансную точку в плазме при $z_0=0$, то импульс Стокса будет постоянно распространяться в сторону уменьшения фазовой расстройки волновых векторов, что обеспечивает наилучшее усиление первому пику волны и тем самым повышает эффективность преобразования. Устремление z_0 к центру среды приводит к тому, что первоначально волна Стокса движется к оптимальной точке взаимодействия, а затем начинает удаляться от нее, и наилучшее усиление претерпевает та часть импульса Стокса, которая в данный момент времени находится на координате $z = z_0$. Вследствие такого взаимодействия происходит нарастание не только переднего края импульса, но и его хвостовой части. Для $z_d=L_p$ весь импульс Стокса постоянно удаляется от точки рас-

пада. Интенсивный энергообмен между волнами начинает происходить примерно в центре среды, и к этому моменту как переднему, так и заднему фронтам импульса Стокса соответствуют набеги фаз более 10π , поэтому большой разницы в распространении первого и последнего пиков в волне Стокса неоднородность среды вносить не будет. Кроме того, при этом передний фронт стоксовой волны взаимодействует с еще не истощенной накачкой, и потому процесс формирования импульса практически не отличается от случая $z_d = 0$.

Короткий затравочный импульс, образованный из шумов, усиливает компрессию волн, тогда как импульс с большей длительностью, пусть даже менее интенсивный, может приводить к полной расстройке процесса [11].

В стационарном режиме, когда $T_p \leq t_{s0}$, стоксовый суб-импульс формируется на выходе среды. Его длительность в 2–3 раза превышает начальную длительность стоксового импульса, а перекачка энергии в этот пик может достигать 80%. При увеличении параметра T_p и сдвиге в нестационарную область происходит поочередная перекачка энергии из волны накачки в волну Стокса и обратно. Этот процесс приводит к разбиению усиленного стоксового импульса на несколько суб-импульсов, количество которых увеличивается в зависимости от T_p и соответствует 4–6 пикам для $T_p=30t_{s0}$. В отсутствии предымпульса первый суб-импульс – наиболее мощный и несет в себе порядка 80% энергии волны накачки, но с появлением предымпульса эта энергия перераспределяется между пиками стоксового импульса практически равномерно. Как следствие, снижается и эффективность процесса компрессии, поскольку стоксовый импульс оказывается размытым по предымпульсу, который обладает меньшей интенсивностью и большей длительностью по сравнению с импульсом Стокса. Преобразование энергии в данном случае также мало, поскольку главный пик стоксового импульса несет в себе меньшую порцию энергии.

Результаты расчетов показали, что при малых интенсивностях неоднородность плазмы не оказывает практически никакого влияния на длительность стоксового импульса. При больших начальных интенсивностях волны накачки фазовая расстройка подавляет обратное ВКР, обусловленное предымпульсом, и усиление приходится на сам затравочный импульс. Таким образом, используя неоднородную плазму, можно достичь хороших результатов компрессии даже для стоксового импульса с предымпульсом, если использовать в качестве накачки волну высокой интенсивности.



Рис. 2. Зависимость эффективности преобразования от неоднородности плазмы (φ,(см фс)⁻¹) при различной начальной длительности волны Стокса (а – 100 фс; b – 200 фс), в условиях предымпульса

Из рис.2 видно, что неоднородность плазмы может значительно увеличить эффективность преобразования для случая короткого затравочного импульса. Данный положительный эффект связан с условием резонанса фаз: область резонансного взаимодействия между волнами смещается благодаря плазменной неоднородности от предымпульса в сторону самого затравочного импульса, и основная доля преобразованной энергии приходится на одиночный стоксовый пик.

5. Заключение

1. Неоднородность плазмы снижает эффективность преобразования энергии в стоксовый импульс, в особенности в случае низкой начальной интенсивности волны накачки.

2. Негативное влияние шумового предымпульса может быть скомпенсировано усилением плазменной неоднородности, при этом, чем большее значение начальной интенсивности волны накачки I_p мы рассматриваем, тем большей неоднородностью должна обладать плазма, чтобы обеспечить такой же характер взаимодействия волны накачки со стоксовой волной, как и в отсутствии предымпульса.

3. С использованием ВКР-компрессии возможно получение суб-экзаваттных лазерных импульсов.

Литература

- A. A. Andreev Generation and Application of Ultra-High Laser Fields NOVA Science Publishers, NY 2001.
- 1. J. R. Murray et al., IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 342 (1979).
- 2. M. Maier, W. Kaizer, J. Giordmaine, Phys. Rev. Lett. 17, 275 (1966).
- 3. V. Vishnyausks et. al., Zh. Tekh. Fiz. 60, 154 (1990).
- 4. V. A. Gorbunov, S. B. Papernyi; V. R. Starsev, Sov. J. Quantum Electron. 13, 900 (1983).
- 5. Y. Ping et al., Phys. Rev. E 62, R4532 (2000).
- 6. V. Fuchs, G. Beaudry, Phys. of Fluids 21 (1978).
- 7. R. Chu, M. Kanefsky, J. Falk, J. Appl. Phys. 71, 4653 (1992).
- 8. V. S. Butylkin, A. E. Kaplan, Yu. G. Khronopulo, E. I. Yakubovich Resonant nonlinear interactions of light with matter, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- A. A. Andreev, K. Yu. Platonov, R. Salomaa, Phys. Of Plasmas v.9, p.1 (2002)
- 9. W. L. Kruer, The Physics of Laser Plasma Interactions (Addison-Wesley, Reading, 1988).

НЕПОСРЕДСТВЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В СТОЯЧЕЙ ЭВАНЕСЦЕНТНОЙ ВОЛНЕ С ПОМОЩЬЮ БЛИЖНЕПОЛЬНОГО ТУННЕЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА Н.С. Горелов, Ю.М. Воронин, П.С. Парфенов

Получена непосредственная запись распределения интенсивности света в стоячей эванесцентной волне в условиях ближнепольного туннельного микроскопа. Показана возможность использования картины стоячих волн для обнаружения дрейфа и нелинейности сканатора, контроля калибровки увеличения. Рассмотрено влияние дефектов на поверхности полного внутреннего отражения на вид интерференционных полос.

Введение

В последнее время бурно развивающиеся нанотехнологии усиливают интерес к методам изучения наноразмерных структур. Ближнепольная микроскопия - направление оптической микроскопии, которое позволяет получать изображения с пространственным разрешением, не ограниченным дифракционным пределом. Высокое разрешение достигается тем, что распределение интенсивности света регистрируется непосредственно у поверхности образца с помощью наноразмерного зонда, находящегося от нее на расстоянии много меньшем, чем длина волны используемого излучения λ , т.е. в ближнем поле. При двухкоординатном сканировании поверхности формируется изображение, пространственное разрешение которого определяется радиусом закругления зонда и его расстоянием от образца, но не зависит от дифракционного предела разрешения Рэлея, равного 0,61 λ [1].

Туннельный растровый оптический микроскоп (ТРОМ) [2] - одна из разновидностей ближнепольного микроскопа. Принцип работы ТРОМ основан на регистрации распределения интенсивности света в эванесцентном (затухающем) поле, возникающем у поверхности прозрачного образца при освещении ее в условиях полного внутреннего отражения.[3, 4]

Контроль параметров ТРОМ является достаточно сложной, но актуальной задачей. Обычно для этого используют специальные прозрачные тест-объекты с известной периодической структурой [2, 5].

Ввиду неоднозначности связи между регистрируемым световым полем и микрорельефом поверхности представляется целесообразным использовать для этих целей чисто оптический объект, например, стоячие ближнепольные волны.

Согласно физическим принципам формирования стоячих волн, их период может быть заранее строго установлен, что позволит надежно, в рабочем режиме, провести калибровку увеличения. В свою очередь, искажение интерференционных полос позволит оценить качество работы сканатора и системы регистрации изображения.

Формирование эванесцентного поля при полном внутреннем отражении

При падении электромагнитной волны на границу раздела двух сред $(n_1 > n_2)$ под углом большем, чем угол полного внутреннего отражения в оптически менее плотной среде, возникает волна, распространяющаяся вдоль границы раздела с амплитудой, быстро убывающей в направлении, перпендикулярном этой границе:

 $\mathbf{E}(x, z, t) = \mathbf{E} \circ \exp(-z/d) \exp[-i(\omega t - kx)].$

(1)

Значения амплитуды E_0 затухающей (эванесцентной) волны на границе раздела двух сред и коэффициента затухания эванесцентного поля (*d*) определяются выражениями [2]:

$$|\mathbf{E}_{0}|^{2} = \frac{2n_{1}^{2}\cos^{2}\theta}{n_{1}^{2} - n_{2}^{2}} |\mathbf{E}_{i}|^{2}$$

$$\mathbf{d} = \frac{\lambda_{0}}{2\pi\sqrt{(n_{1}\sin\theta)^{2} - n_{2}^{2}}},$$
(2)

где E_i , θ , λ_0 - амплитуда падающей волны, угол падения и длина волны излучения в вакууме, соответственно; n_1 и n_2 –показатели преломления оптически плотной и оптически менее плотной среды, соответственно.

Стоячие ближнепольные волны возникают при наложении двух эванесцентных волн, распространяющихся вдоль границы раздела сред навстречу друг другу (рис. 1), с одинаковой частотой и поляризацией. Интенсивность результирующего эванесцентного поля дается выражением [6]:

$$I(x,z) = I_0 \exp\left(-2z/d\right) \left[1 + r^2 + 2r\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x\right)\right],$$
(3)

где $r = E_2/E_1$ - отношение амплитуд интерферирующих волн, $I_0 = \frac{c\varepsilon_0}{2} |E_0|^2$ - интенсивность светового поля на границе раздела сред.



Рис. 1. Образование стоячих ближнепольных волн

Период стоячей волны Л определяется выражением [7, 8]:

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n_1 \sin \theta} \,, \tag{4}$$

где θ – угол падения освещающего луча ($\theta > \theta_{\kappa p}$).

Описание эксперимента

На рис. 2 приведена принципиальная схема получения ближнепольных стоячих волн у грани призмы при полном внутреннем отражении. Узел осветителя микроскопа состоит из гелий-неонового лазера ЛГ-37А 1, поляризатора 2 и зеркала 3. Выходящий из лазера луч света проходит через поляризационный регулятор интенсивности 2 и направляется на призму 7 зеркалом 3 с наружным покрытием. Осветитель установлен на юстировочном столике, который позволяет перемещать его в трех взаимно перпендикулярных направлениях на 10 мм и изменять угол падения лазерного луча в пределах от 30° до 50° с точностью 0,5° по отношению к подошве призмы.



Рис. 2 Схема регистрации ближнепольных стоячих волн

Эванесцентное поле у подошвы призмы преобразуется в распространяющееся излучение с помощью вводимого в него острия 9, сформированного на конце волоконного световода 12 [9]. Использование острия с малым радиусом закругления позволяет избежать существенного влияния его материала на распределение эванесцентного поля. Для приближения острия к образцу при сканировании в микроскопе используется трехкоординатный пьезоманипулятор 10 и прецизионный механический столик 11. Механический столик предназначен для грубого приближения острия к образцу и позволяет перемещать острие на 7 мм с шагом 0,06 мкм. Для контроля процесса грубого подвода острия к образцу используется вспомогательный микроскоп 5, осветитель 4, зеркала 6 и 13. Двухкоординатное сканирование острия вдоль поверхности образца осуществляется блоком электронного управления 15.

Выходящее из оптического волокна 12 излучение регистрируется фотоэлектронным умножителем 14. С выхода ФЭУ сигнал поступает в блок управления 15 и используется для выработки напряжения обратной связи, которое поддерживает неизменным расстояние между образцом и вершиной острия в процессе сканирования, а также формирования изображения с помощью ПЭВМ 16. В микроскопе используются два крестообразных пьезоманипулятора, обеспечивающие сканирование участка поверхности образца с максимальным размером 200×200 мкм и 15×15 мкм. Максимальная величина перемещения острия в перпендикулярном к поверхности направлении равна соответственно 10 мкм и 1 мкм. Блок электронного управления обеспечивает сканирование участка с минимальными размерами 100×100 нм, произвольно выбранного из максимальной площади сканирования. Минимальный шаг перемещения острия равен 1 нм при максимальном поле сканирования и 0,5 нм – при минимальном.

Электронный блок ТРОМ позволяет осуществлять управление микроскопом и регистрировать топографический рельеф исследуемой поверхности в аналоговом режиме с записью на двухкоординатном самописце или подключать ПЭВМ через плату сопряжения. Управляющая программа микроскопа обеспечивает оперативное управление процессом измерения, математическую обработку и отображение полученных данных. Программное обеспечение позволяет проводить коррекцию нелинейности пьезоманипулятора, калибровку увеличения, запись изображения любого произвольного участка из максимальной площади сканирования с числом элементов разложения до 200×200, производить двадцатикратное изменение масштаба изображения, строить сетку сечений и изолиний, сохранять созданное изображение в графическом формате, строить двух- и трехмерные изображения поверхности образца, производить преобразование координатных осей; проводить предварительную обработку изображения и др.

Для получения стоячих эванесцентных волн на выходную грань призмы наносился отражающий зеркальный слой алюминия толщиной 0.1 мкм. Освещающий луч направлялся на нее под прямым углом. Возникающий в этих условиях отраженный луч проходит навстречу падающему, и в ближнем поле, у подошвы призмы, возникают стоячие волны.

Результаты эксперимента и обсуждение

В соответствии с (4) при λ_0 =630 нм, θ =45°, n_1 =1.520, n_2 =1.000 и r^2 =0.9 у подошвы призмы возникают стоячие ближнепольные волны с периодом Λ =293.1±0.2 нм. Коэф-фициент ослабления интенсивности эванесцентного поля по (2) равен d/2=127.3±0.3 нм.



Рис. 3. Смещение максимумов интерференционных полос вследствие дрейфа сканатора



Рис. 4. Интерференционные полосы у подошвы призмы ПВО

Чтобы выявить дрейф сканатора с помощью ближнепольных стоячих волн при записи изображения развертка по координате Y была выключена, и сканирование велось по одной и той же строке. Каждый последующий скан записывался над предыдущим. Запись велась в течение 1 мин. Наклон интерференционных полос в нижней части кадра указывает на то, что начало каждой последующей строки смещается за счет остаточной деформации сканатора. По истечении некоторого времени наклон полос исчезает (верхняя часть кадра), что свидетельствует о прекращении дрейфа. На рис.4 показано полутоновое изображение картины интерференции эванесцентных волн у подошвы призмы полного внутреннего отражения.

На изображении видны интерференционные полосы с периодом ~293 нм. Хорошо заметно, что расстояние между полосами постепенно уменьшается вдоль строки сканирования. Это обусловлено нелинейностью сканатора, возникающей из-за того, что в начале строки к пьезоэлектрическому сканатору прикладывается небольшое напряжение, и его чувствительность выше, чем в конце строки. Искривление интерференционных полос обусловлено наличием на этом участке подошвы призмы царапин глубиной ~0.1 мкм.



Рис. 5. Распределение интенсивности в интерференционной картине вдоль строки

Для контроля градуировки масштаба, выполненной ранее по тест-объекту на основе канавок в компакт-диске, мы воспользовались записью распределения интенсивности вдоль строки (рис. 5), выделенной на рис. 4. Из рис. 5 видно, что период интерференционных полос, измеренный по координатной сетке прибора, равен 500 нм при истинном значении, в соответствии с выражением (4), равном 293 нм. Таким образом, использование стоячих волн позволяет с высокой точностью осуществить калибровку прибора в процессе исследования реальных образцов. Кроме того, использование стоячей волны, являющейся чисто оптическим тест-объектом, для контроля качества работы микроскопа, используемого для исследования пространственного распределения интенсивности светового поля, является более предпочтительным, чем использование материального тест-объекта.

Выводы

Методом ближнепольной туннельной микроскопии зарегистрировано распределение интенсивности света в стоячей эванесцентной волне у подошвы призмы полного внутреннего отражения.

Показана возможность использования распределения интенсивности в интерференционной картине для обнаружения и контроля дрейфа пьезоэлектрического сканатора.

Показана возможность объективной калибровки и устранения нелинейности сканатора туннельного растрового оптического микроскопа при помощи стоячих ближнепольных волн.

Литература

1. Pohl D.W., Denk W. Optical stethoscopy: image recording with resolution λ/20 // Applied Physical Letters. 1984. Vol. 44. № 7. P. 651-653.

- 2. Папаян Г.В., Воронин Ю.М., Щетнев Ю.Ф., Киченко Е.В. Ближнепольный туннельный растровый оптический микроскоп. //Оптический журнал. 1997. том 64, № 12. Стр. 81-84.
- 3. Reddick R.C., Warmack R.J., Ferrell T.L. New form of scanning optical microscopy // Phys. Rev., 1989, Vol. B 39, № 1. P. 767-770.
- 4. Courjon D., Sarayeddine K., Spajer M. Scanning tunneling optical microscopy //Optics commun. 1989. Vol. 71. № 1, 2. P. 23-28.
- 5. Воронин Ю.М. Принципиальные схемы и основные элементы ближнепольных растровых оптических микроскопов // Оптический журнал. 1995. № 6. С. 4–13.
- 6. Alfred J. Meixner, Martin A. Bopp, Guido Tarrach Direct measurement of standing evanescent waves with a photon-scanning tunneling microscope // Applied optics. 1994. V. 33. № 34. P. 7995–8000.
- 7. Antonello Nesci, Rene Dändliker, Hans Peter Herzig Quantitative amplitude and phase measurement by use of a heterodyne scanning near-field optical microscope // Optics letters. 2001. V. 26. № 4. P. 208–300.
- 8. H. Pagnia, J. Radojewski and N. Sotnik, Operation conditions of an optical STM. // Optik (Stuttgart). V.86. №3. 1990. P.87–90.
- Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Воронин Ю.М., Дряхлушин В.Ф. Ближнепольные оптические зонды: методы изготовления, основные характеристики и контроль аппаратуры // Проблемы когерентной и нелинейной оптики: Сборник статей. СПбГУ ИТМО, 2004. С. 31–57.

СПЕКТРАЛЬНАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ОБЪЕМНЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ О.В. Андреева, С.В. Артемьев, Л.Н. Капорский, А.П. Кушнаренко, А.А. Парамонов

Приведены результаты экспериментального исследования спектральной и угловой селективности объемных пропускающих голограмм с различной пространственной частотой, зарегистрированных в образцах толщиной 1-2 мм. Показана возможность использования теории связанных волн для оценки спектральной селективности таких голограмм по измеренным значениям угловой селективности.

Введение

В настоящее время существует перспективная возможность изготавливать с помощью методов объемной голографии оптические элементы, используемые в современных системах оптоинформатики [1, 2]. Острая потребность в эффективных и экономичных методах создания элементов с заданной пространственной наноструктурой обусловливает большой научно-исследовательский интерес к технологиям, разрабатываемым в данной области. Для изготовления таких элементов используют современные оптические технологии, такие как фотолитография, электронно-лучевая литография, коллоидное осаждение, самоорганизация и пр. Методы объемной голографии в некоторых случаях являются экономически более выгодными.

Развитие голографических методов получения наноструктур сдерживает не только трудоемкость и сложность экспериментальной техники получения голограмм и изготовления регистрирующих сред, но и практически полное отсутствие разработанных методик измерением ряда основных параметров высокоселективных голограмм, к числу которых относится, в первую очередь, спектральная селективность.

При использовании высокоселективных голограмм предъявляются достаточно жесткие требования к освещающему пучку, что не позволяет использовать для измерения параметров таких голограмм стандартные приборы и методики. Исследование высокоселективных голограмм проводится, как правило, с применением коллимированного лазерного излучения, что ограничивает ассортимент используемых источников излучения.

В настоящей работе исследования спектральной селективности проводились с помощью разработанного коллективом авторов способа исследования спектральной селективности объемных голограмм, использующего излучение полупроводникового лазера в некогерентном режиме генерации [3]. Данный способ имеет ряд преимуществ перед известными методиками [4, 5], главным образом, из-за широкой доступности полупроводниковых источников излучения.

Измерения угловой селективности объемных голограмм в настоящее время проводятся по разработанным методикам с использованием коллимированного монохроматического лазерного излучения, и существует возможность расчета спектральной селективности по данным измерения угловой селективности с применением теоретических методов описания параметров объемных голограмм. Однако корректность проведения таких расчетов неочевидна из-за отличия свойств реальных регистрирующих сред от теоретических моделей. (Например, распределение амплитуды модуляции показателя преломления по глубине голограммы не является равномерным.)

В данной работе на основе анализа экспериментальных и расчетных данных рассмотрена возможность применения расчетных методов, основанных на использовании теории связанных волн, для оценки параметров голограмм данного типа.

Использование теории связанных волн

Теоретическое описание прохождения оптического излучения через среду с малой амплитудой модуляции показателя преломления с помощью теории связанных волн [6] хорошо согласуется с экспериментальными результатами при исследовании голограммрешеток в объемных средах.

Уделим внимание наиболее простому случаю объемной голограммы-решетки (см. рис.1), так как более сложные случаи могут быть рассмотрены как суперпозиция простых. Используем следующие приближения теории связанных волн: 1) предполагается, что в среде существуют только две волны – падающая и дифрагированная; 2) голограмма является фазовой, и поглощением среды можно пренебречь; 3) амплитуда модуляции показателя преломления материала много меньше его среднего значения.



Рис. 1. Распространение излучения через объемную голограмму-решетку (штриховкой показана модуляция показателя преломления): I_i – падающее излучение, I_o – нулевой порядок дифракции, I_d – дифрагированное излучение, T – толщина среды.

Тогда при решении волнового уравнения

$$\Delta \mathbf{E}(x,z) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \cdot \mathcal{E}(x) \cdot \mathbf{E}(x,z) = 0$$

для среды с показателем преломления $n(x) = n_0 + n_1 \sin(2\pi x/d)$, где n_0 – среднее значение, n_1 – амплитуда модуляции, d – пространственный период модуляции, можно получить для интенсивности дифрагированного излучения зависимость (1)

$$I_{d}(\xi) = \frac{\sin^{2} \sqrt{\xi^{2} + \varphi_{1}^{2}}}{\frac{\xi^{2}}{\varphi_{1}^{2}} + 1}, \qquad (1)$$

$$\varphi_{1} = \frac{\pi n_{1} T}{\lambda \cos \theta}, \qquad (1)$$

$$\xi = \pi T \nu \cdot \delta \theta - \frac{\pi T \nu^{2}}{2n \cos \theta} \delta \lambda,$$

где φ_1 – фазовая модуляция; ξ – параметр, характеризующий отклонение от значений, точно соответствующих условиям Брэгга по углу ($\delta\theta$) и длине волны ($\delta\lambda$); v – частота излучения. ξ = 0 соответствует точному выполнению условий Брэгга

$$2d \cdot \sin \theta = \lambda$$
.

Дифференцирование выражения (2) по углу и длине волны дает связь между величинами δθ и δλ:

$$2d \cdot \cos\theta \cdot \delta\theta = \delta\lambda . \tag{3}$$

(2)

Характерный вид зависимости (1) приведен на рис.2.



Рис.2. Зависимость интенсивности дифрагированной волны при отклонении от условий Брэгга. Данные рассчитаны для голограммы-решетки с параметрами T=1мм, v=640 мм⁻¹, кривая 1 φ₁=0,2π рад, кривая 2 φ₁=0,5π рад, кривая 3 φ₁=0,7π рад.

Спектральная ($\Delta\lambda$) и угловая ($\Delta\theta$) селективность определяются интервалом длин волн и интервалом углов падения, соответственно, в пределах которых интенсивность дифрагированного пучка больше половины его максимального значения.

Виду малости значений величин $\Delta \theta$ и $\Delta \lambda$ связь между ними приближенно получается из выражения (3).

 $2d \cdot \cos \theta \cdot \Delta \theta = \Delta \lambda$.

Эксперимент

Для исследования параметров высокоселективных голограмм в работах [4, 5] использовалось коллимированное излучение с дифракционной расходимостью. лазеров (перестраиваемый по частоте лазер на красителе с эксимерной накачкой и фемтосекундный лазер), представляющих собой дорогостоящие уникальные приборы, которые не могут быть широко внедрены в практику спектральных исследований. В настоящее время наиболее распространенными и доступными являются источники излучения, изготавливаемые на основе полупроводниковых гетероструктур – светодиоды и лазерные модули. Использование таких источников в проводимых экспериментах было детально исследовано.

Излучение светодиодов имеет широкий спектральный состав (до 60 нм), пригодный для исследования спектральной селективности объемных голограмм, но обычно такие источники обладают значительной расходимостью. Излучение лазерных модулей удовлетворяет требованиям малой расходимости излучения за счет встроенной коллимационной оптики, но спектральный состав когерентного излучения (шириной порядка 1–2 нм) не позволяет их считать широкополосными источниками излучения.

При величине тока, протекающего через p-n-переход лазерного модуля, ниже некоторого порогового значения генерируемое излучение имеет широкий спектральный состав, соответствующий спектру некогерентного излучения светодиодов. Оптическая коллимационная система позволяет формировать пучок излучения с расходимостью не хуже 1 мрад. Методика исследования спектральной селективности объемных голограмм, использующая этот режим генерации излучения, ранее была разработана и успешно апробирована коллективом авторов [3, 7]. С ее помощью была проведена и эта работа. Исследовались объемные голограммы-решетки, зарегистрированные по симметричной двухлучевой схеме на образцах голографического регистрирующего материала Диффен [8] толщиной порядка 1 мм с различными пространственными частотами: 640, 790 и 1100 мм⁻¹.

Принципиальная схема установки показана на рис.3. При проведении измерений исследуемое излучение проходило через голограмму и попадало на входную щель монохроматора, сигнал усиливался ФЭУ-100 (область спектральной чувствительности 200–800 нм) и регистрировался с помощью компьютера. Линейная дисперсия МДР-3 в красной области спектра обеспечивала разрешение 1,0 Å. Регистрируемые спектрограммы подвергались дальнейшей компьютерной обработке.



Рис.3. Схема экспериментальной установки. 1-полупроводниковый лазерный модуль, 2 – образец с голограммой, 3 – монохроматор, 4 – ФЭУ, 5-компьютер, I₀ – прошедшее излучение, I_d – дифрагированное излучение

Анализ результатов

На рис. 4 приведены экспериментально полученные типичные зависимости спектрального распределения интенсивности прошедшего голограмму излучения, а также рассчитанный контур спектральной селективности.





В таблице 1 приведены параметры голограмм, полученные с помощью различных методик.

	Параметры объемных голограмм			
	Измеренные			Рассчитанные
Образец №	ν, mm ⁻¹	Δθ, мрад	$\Delta\lambda_{\rm H3M},$ HM	Δλ _{расч} , нм
1	640	1,50±0,05	4,5±0,4	4,7±0,2
2	640	1,60±0,05	5,3±0,4	4,9±0,3
3	790	0,90±0,05	3,4±0,4	2,8±0,3
4	1100	$0,50\pm0,05$	1,3±0,4	1,5±0,2

Таблица 1. Сравнение параметров объемных голограмм-решеток.

Как видно из приведенных данных, экспериментально измеренные значения спектральной селективности ($\Delta \lambda_{_{ИЗМ}}$) совпадают в пределах погрешностей измерений с величинами, рассчитанными по данным измерений угловой селективности ($\Delta \lambda_{_{расч}}$) [8, 9]. Следует обратить внимание на то, что пространственный спектр излучения полупроводникового лазера, сформированный его оптической системой, может вносить погрешности измерения, зависящие от пространственной частоты голограммы, корректно учесть которые на данный момент не представляется возможным. Для повышения точности результатов следует применять методику, основанную на использовании источника излучения с наиболее узким пространственным спектром.

Заключение

Проведены измерения спектральной селективности объемных пропускающих голограмм толщиной 1–2 мм с использованием в качестве источников излучения полупроводниковых лазеров в режиме генерации некогерентного широкополосного излучения. Получено совпадение экспериментальных результатов и результатов расчета по формулам теории связанных волн с использованием измерений угловой селективности исследуемых голограмм.

Анализ результатов проведенного исследования выявляет адекватность применения экспериментальных и расчетных методов для оценки спектральной селективности объемных голограмм данного типа.

Литература

- 1. Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N. Photonic Crystals. Molding the Flow of Light. Princton University Press, Boston: Kluwer. 1995. P. 137.
- 2. Беспалов В.Г., Васильев В.Н. Информационные технологии, оптический компьютер и фотонные кристаллы. / Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб.: СПбГУ ИТМО. 2000. С. 88-109.
- 3. О.В.Андреева, С.В.Артемьев, Л.Н.Капорский, А.П. Кушнаренко. Использование полупроводниковых источников излучения при исследовании спектральной селективности объемных голограмм. // Оптический журнал (в печати).
- Суханов В.И., Ащеулов Ю.В., Петников А.Е., Лашков Г.И. Трехмерная голограмма на реоксане как узкополосный спектральный селектор // Письма в ЖТФ.1984. Т.10. Вып.15. С. 925–928.
- 5. Андреева О.В., Беспалов В.Г., Васильев В.Н., Городецкий А.А., Кушнаренко А.П., Лукомский Г.В., Парамонов А.А. Исследование спектральной селективности объемных голограмм с помощью импульсного излучения фемтосекундной длительности. // Оптика и спектроскопия. 2004. Т.96. №2. С.190–196.

- 6. Kogelnik H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings //The Bell System Technical Journal. 1969. V.48. №09. P.2909-2947.
- Андреева О.В., Кушнаренко А.П. Методика исследования спектральных свойств объемных голограмм и фотонно-кристаллических структур оптическим излучением широкополосного спектра. / В сб. Проблемы когерентной и нелинейной оптики. Изд. СПбГУ ИТМО, 2004. С.229–236.
- Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхиноном // Оптический журнал. 2000. Т. 67. № 12. С.27–33.
- 9. Андреева О.В. Предложения к терминологическому словарю по оптике. Голография. // Оптический журнал. 2002. Т. 69. №5.

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ ТУЛИЯ В ЛАЗЕРНЫХ СТЕКЛАХ А.С. Рохмин, Н.В. Никоноров, А.К. Пржевуский

Обнаружена частичная поляризация люминесценции (1.47 мкм) стекол, активированных тулием, при возбуждении линейно поляризованным лазерным светом (0.79 мкм). Степень поляризации зависит, как от спектрального диапазона возбуждения, так и от спектрального диапазона регистрации, достигая максимального значения ~ 0.1. Увеличение концентрации ионов тулия приводит к уменьшению степени поляризации за счет увеличения скорости миграции возбуждений между ионами тулия.

Ключевые слова: поляризованная люминесценция, концентрационная деполяризация, анизотропия оптических центров, сурьмяно-силикатные, германатные, теллуритные стекла, активированные тулием.

Введение

Так как структура стекла неупорядочена, редкоземельные активаторные центры в нем не обладают симметрией и, следовательно, поглощают и испускают свет анизотропно. Такая анизотропия оптических центров приводит к явлению «поляризованной люминесценции» (ПЛ) стекол [1], а именно, к появлению частичной поляризации спектров люминесценции при возбуждении линейно поляризованным светом. Это явление наблюдалось для стекол, активированных ионами Pr^{3+} , Nd^{3+} , Eu^{3+} , Tb^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} [2-5]. Наиболее подробно оно было исследовано для стекол, активированных ионами Eu^{3+} [2, 3].

В настоящее время особый интерес проявляется к тулиевым стеклам в связи с их использованием в качестве активной среды волоконных усилителей света с длиной волны 1.47 мкм. Для этой цели наиболее перспективны высокопреломляющие стекла. В частности, среди тяжелых оксидных стекол выделяются сурьмяно-силикатные [6], германатные и теллуритные стекла [7–10]. Одна из специфических особенностей этих стекол состоит в том, что для них высокочастотная граница колебательного спектра имеет существенно меньшее значение, чем для силикатных и фосфатных стекол. Это обстоятельство приводит к уменьшению вероятностей внутрицентровых безызлучательных переходов. Другая особенность тяжелых стекол – большой показатель преломления, что обусловливает увеличение скорости излучательных переходов. В результате оба эти обстоятельства способствуют увеличению квантового выхода люминесценции для тех оптических переходов, которые сильно потушены в стеклах силикатных и фосфатных и фосфатных систем.

Исследование ПЛ на основном лазерном переходе актуально с точки зрения применения тулиевых стекол в качестве активной среды для волоконных усилителей света, поскольку наведенная светом поляризация стимулированного излучения может влиять на отношение «сигнал/шум» усилителя и приводить к уменьшению коэффициента усиления.

Объект исследования и методика эксперимента

В работе исследовались три стеклообразующие матрицы – сурьмяно-силикатные, германатные и теллуритные стекла с содержанием тулия, изменяющимся в диапазоне 0.01–0.4 мол.%. Образцы представляли собой полированные пластинки, у которых были отполированы 4 грани, с целью предотвращения деполяризации как возбуждающего света, так и света люминесценции. Толщина пластинок выбиралась так, чтобы уменьшить реабсорбцию света люминесценции.

Схема установки, использовавшейся для наблюдения ПЛ, изображена на рис. 1. Люминесценция возбуждалась в диапазоне 760–820 нм излучением непрерывного титан-сапфирового лазера (модель *3900S*, *Spectra Physics*) (2), который накачивался неодимовым лазером с удвоением частоты $\lambda = 532$ нм (модель *Millennia-Xs*, *Spectra Physics*) (1). Чтобы иметь возможность менять направление линейной поляризации возбуждающего света, излучение лазера пропускалось сначала через кристалл LiNbO₃ (3), а затем через призму Глана (4).



Рис.1 Экспериментальная установка: (1) – Nd - лазер (λ = 532 нм), (2) – Ti–Al₂O₃ лазер, (3) – кристалл LiNbO₃, (4) – призма Глана, (5) – образец, (6) – ИК фильтр, (7, 9) – пленочный поляризатор, (8) – вращающаяся пластинка λ/2, (10) – монохроматор, (11) – InGaAs - приемник, (12) – синхронизированный усилитель, (13) – компьютер

Наблюдение сигнала люминесценции производилось в направлении, перпендикулярном к направлению возбуждающего света. Сигнал люминесценции регистрировался при помощи монохроматора (модель Acton-300, Acton Research Corporation) (10) и приемника InGaAs (модель *ID-441*, Acton Research Corporation) (11).

С целью повышения чувствительности установки по отношению к регистрации малых изменений интенсивности света для ортогональных поляризаций, свет люминесценции модулировался путем использования комбинации из вращающейся полуволновой пластинки (8) и закрепленного пленочного поляризатора (9). Интенсивность света люминесценции, прошедшего через такую комбинацию оптических элементов, промодулирована на учетверенной частоте вращения пластинки $\lambda/2$. При этом амплитуда модуляции пропорциональна величине $\Delta I(\lambda) = I_{\parallel}(\lambda) - I_{\perp}(\lambda)$, где $I_{\parallel}(\lambda)$ – интенсивность света люминесценции, поляризованного параллельно поляризации возбуждающего света, а $I_{\perp}(\lambda)$ - интенсивность света люминесценции, поляризованного параллельно поляризованного перпендикулярно поляризации возбуждающего света.

Для улучшения отношения сигнала к шуму использовалась система синхронного детектирования, реализованная на основе управляемого синхронизируемого усилителя (модель *SR850, Stanford Research Systems*) (12). Источником опорного сигнала служил светодиод, фиксирующий вращение пластинки $\lambda/2$. Результирующий продетектированный сигнал обрабатывался компьютером и представлялся как функция длины волны света люминесценции - дифференциальный спектр $\Delta I(\lambda)$.

Интенсивность света люминесценции $I_{\parallel}(\lambda)$ определялась путем измерения продетектированного сигнала в случае, когда перед пластинкой $\lambda/2$ располагался пленочный поляризатор. Результаты измерений $I_{\parallel}(\lambda)$ и $\Delta I(\lambda)$ позволяли определить степень поляризации $P = \Delta I(\lambda) / [I_{\parallel}(\lambda) + I_{\perp}(\lambda)] = \Delta I(\lambda) / 2 [I_{\parallel}(\lambda) - \Delta I(\lambda)].$

Для улучшения дискриминации света люминесценции и возбуждающего света после образца располагался фильтр ИКС-6.

Установка была проградуирована по спектральной чувствительности с помощью ленточной лампы.

Результаты и обсуждение

Измерения показали, что полоса люминесценции ${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$ в спектрах стекол, активированных тулием, приобретает частичную поляризацию при возбуждении образцов линейно поляризованным светом с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости, содержащей направление возбуждения и направление наблюдения (рис. 2–3). Эффект наблюдался для стекол всех исследовавшихся составов – сурьмяно-силикатных, германатных и теллуритных. Во всех случаях контур дифференциального спектра $\Delta I(\lambda)$ существенно отличался от обычного контура спектра люминесценции (рис.2). Таким образом, степень поляризации менялась немонотонным образом в пределах полосы ${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$ и имела различные значения для разных штарковских компонент. Все эти факты естественным образом объясняются в рамках следующей модели [3].



Рис. 2. Спектры поляризованной люминесценции тулия ($Tm_2O_3 = 0.3 \text{ мол. }\%$) в теллуритном стекле, полученные при возбуждении в разные области полосы поглощения ${}^{3}H_6 - {}^{3}H_4 \lambda_{BO3} = 768$ нм (кривая 1), $\lambda_{BO3} = 791$ нм (2) и $\lambda_{BO3} = 812$ нм (3) и спектр обычной люминесценции тулия (4).

Ввиду неупорядоченности структуры стекла активаторные редкоземельные центры в нем несимметричны. Так как ион Tm^{3+} не «крамерсовский» (имеет на незаполненной 4*f* оболочке 12 электронов), то под влиянием несимметричного окружения вырождение его энергетических уровней снимается полностью, и штарковские уровни не вырождены. При оптическом переходе между парой невырожденных уровней анизо-

тропия поглощения и излучения света соответствует модели линейного осциллятора. Таким образом, каждой штарковской компоненте в спектре поглощения или люминесценции может быть сопоставлен линейный осциллятор. Общего направления квантования у несимметричного центра нет, и осцилляторы, соответствующие разным штарковским компонентам, направлены под углами друг к другу.



Рис.3 Спектральная зависимость степени поляризации люминесценции для теллуритного стекла (Tm₃O₃ = 0.3 мол. %) при разных накачках: λ_{eo3} = 768 нм (кривая 1), λ_{eo3} = 791 нм (2) и λ_{eo3} = 812 нм (3).



Рис.4 Спектры поляризованной люминесценции тулия в теллуритном стекле (Tm₂O₃ = 0.05 мол.%) при накачке λ_{воз} = 791 нм: (1) – электрический вектор возбуждающего света перпендикулярен направлению наблюдения, (2) – электрический вектор возбуждающего света параллелен направлению наблюдения

Модель линейных осцилляторов дает хорошо известное объяснение эффекта поляризованной люминесценции, наблюдаемой при возбуждении линейно поляризованным светом [1]. Под действием такого света преимущественно возбуждаются оптические центры, у которых направление осциллятора, ответственного за поглощение, близко к направлению поляризации возбуждающего света. По отношению к возбужденным центрам образец приобретает аксиальную симметрию, и анизотропия его люминесценции соответствует такой симметрии. Величина степени поляризации люминесценции определяется углом между поглощающим и излучающим осцилляторами.

С целью проверки применимости кратко описанной выше модели для объяснения поляризованной люминесценции тулиевых стекол были проведены измерения, при которых электрический вектор возбуждающего света был параллелен направлению наблюдения (рис. 4). В остальном геометрия эксперимента сохранялась. В этом случае наведенная светом ось аксиальной симметрии возбужденного образца совпадает с направлением наблюдения, и измеряемая люминесценция должна быть неполяризованной. (Точно так же не поляризованы спектры поглощения и люминесценции одноосного кристалла при наблюдении вдоль оптической оси). Результаты измерений согласовались с таким прогнозом: величина $\Delta I(\lambda)$ была в 40 раз меньше, чем в случае, когда электрический вектор возбуждающего света был перпендикулярен плоскости, содержащей направление возбуждения и направление регистрации. Отличие сигнала $\Delta I(\lambda)$ от нуля можно объяснить угловой расходимостью пучка света люминесценции.

Описываемые ниже результаты дальнейших исследований ПЛ тулиевых стекол хорошо согласуются с осцилляторной моделью.



Рис. 5. Спектры поляризованной люминесценции тулия ($Tm_2O_3 = 0.3$ мол. %) в сурьмяно-силикатном (кривая 1), германатном (2) и теллуритном (3) стеклах при накачке $\lambda_{so3} = 791$ нм.

В частности, были измерены дифференциальные спектры $\Delta I(\lambda)$ и спектры степени поляризации $P(\lambda)$ при возбуждении в разные участки полосы поглощения тулия ${}^{3}H_{6} \rightarrow {}^{3}H_{4}$. Сканирование длины волны возбуждающего света осуществлялось перестраиваемым титан-сапфировым лазером. Оказалось, что при этом меняется форма обоих контуров - как $\Delta I(\lambda)$ (рис. 2), так и $P(\lambda)$ (рис. 3). Таким образом, степень поляризации зависела как от длины волны возбуждающего света - λ_{BO36} , так и от области регистрации люминесценции - $\lambda_{люм}$. Существование таких зависимостей предсказывается осцилляторной моделью, согласно которой степень поляризации определяется углом между поглощающим и излучающим осцилляторами. При изменении длины волны возбуждающего света в акте поглощения участвуют различные штарковские компоненты полосы ${}^{3}H_{6} \rightarrow {}^{3}H_{4}$ и, следовательно, разные поглощающие осцилляторы. А при сканировании спектра люминесценции в излучении участвуют различные штарковские компоненты полосы ${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$ и, следовательно, разные излучающие осцилляторы.

Благодаря этому свойству спектры $\Delta I(\lambda)$ и $P(\lambda)$ дают весьма обширную добавочную информацию о штарковской структуре как полос спектра поглощения, так и полос спектра люминесценции. Они достаточно чувствительны к изменению штарковской структуры, связанному с изменением химического состава стекла. Об этом свидетельствует рис. 5, на котором приведены контуры спектров $\Delta I(\lambda)$ для тулиевых стекол разного состава – сурьмяно-силикатных, германатных и теллуритных, полученные при одинаковых условиях возбуждения и регистрации. Измерения показали, что степень поляризации уменьшается с ростом содержания тулия в образце (рис. 6).

Такая концентрационная деполяризация является хорошо известным явлением при изучении поляризованной люминесценции [1]. Она объясняется миграцией возбуждений по ансамблю оптических центров, так как при этом теряется информация о направлении поглощающего осциллятора в оптическом центре, исходно возбужденном светом. Как для германатных, так и для сурьмяно-силикатных стекол максимальные значения степени поляризации (~0.1) наблюдались для образцов с наименьшей концентрацией тулия 0.1 мол. %.



Рис. 6. Концентрационная деполяризация люминесценции тулия (Tm₂O₃ = 0.3 мол. %) для сурьмяно-силикатного (кривая 1) и германатного (2) стекол, измеренная при накачке λ_{eo3} = 791 нм.

Выводы

Полоса люминесценции ${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$ в спектрах стекол, активированных тулием, приобретает частичную поляризацию при возбуждении образцов линейно поляризованным светом. Эффект наблюдался для стекол всех исследовавшихся составов – сурьмяно-силикатных, германатных и теллуритных. Во всех случаях степень поляризации

менялась немонотонным образом в пределах полосы ${}^{3}H_{4} \rightarrow {}^{3}F_{4}$ так, что форма контура дифференциального спектра $\Delta I(\lambda) = I_{\parallel}(\lambda) - I_{\perp}(\lambda)$ существенно отличалась от обычного спектра люминесценции.

Степень поляризации зависит как от спектрального диапазона возбуждения, так и от спектрального диапазона регистрации, достигая максимального значения ~0.1. Увеличение концентрации тулия приводит к увеличению скорости миграции возбуждения между ионами тулия и уменьшению степени поляризации. Все наблюдавшиеся эффекты могут быть удовлетворительно объяснены на основе модели, согласно которой при оптическом переходе между парой штарковских подуровней анизотропия поглощения и излучения света соответствует модели линейного осциллятора.

Литература

- 1. Феофилов П.П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М.: ГИФМЛ, 1959. 288 с.
- 2. Kushida T., Takushi E., Oka V. // J. Luminescence. 1976. V. 12/13. P. 723-727.
- 3. Лебедев В., Пржевуский А. // ФТТ. 1977. Т. 19. С. 1373-1376.
- 4. Holl D., Weber M. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. №2. P. 157-159.
- 5. Рохмин А., Никоноров Н., Пржевуский А., Чухарев А., Ульяшенко А. // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96. № 2. Стр. 203-209
- 6. Minelly J., Ellison A. // Optical Fiber Technology. 2002. V. 8. P. 123-138.
- 7. Tanabe S. // SPIE. 2001. V. 4282. P. 85-92.
- 8. Wang J.S., Vogel E.M., Snitzer E. // Optical Materials. 1994. V. 3. P. 187-203.
- 9. Naftaly M., Shen S., Jha A. // Appl. Optics. 2000. V. 39. N27. P. 4979-4984.
- 10. Wang J.S., Snitzer E., Vogel E.M., Sigel G.H. // J. Luminescence. 1994. V. 60-61. P. 145-149.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАФОСФАТА ИТТЕРБИЯ, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ ЭРБИЯ В.А. Асеев, А.М. Ульяшенко, Н.В. Никоноров, А.К. Пржевуский, Ю.К. Федоров

Синтезирован метафосфат иттербия, актвированный ионами эрбия. Проведены комплексные исследования его спектрально-люминесцентных и лазерных свойств.

Введение

Волоконные усилители и микролазеры активно используются для задач телекоммуникации и телеметрии. В последнее время опубликован ряд статей, посвященных изучению свойств микролазеров и оптических волноводных усилителей на основе иттербий–эрбиевого фосфатного стекла [1–7]. Вызывают интерес исследования предельных концентраций ионов активаторов. Был синтезирован образец с максимально возможной концентрацией иттербия – метафосфат иттербия. В данной работе были приведены результаты комплексных исследований спектрально-люминесцентных и лазерных свойств метафосфата иттербия, активированного ионами эрбия.

Объект исследования и методика эксперимента

В работе исследовался образец метафосфата иттербия, активированный ионами эрбия. Концентрация ионов эрбия $N_{Er}=6\times10^{19}$ см⁻³, иттербия $N_{Yb}=5,9\times10^{21}$ см⁻³. Для сравнения был взят образец коммерческого фосфатного стекла КГСС-0134 ($N_{Er}=0,5\times10^{19}$ см⁻³, $N_{Yb}=2,1\times10^{21}$ см⁻³). Размеры образцов $10\times10\times1$ мм.

В работе определены: параметры Джадда-Офельта [8, 9], сечения поглощения из основного состояния, сечение вынужденного излучения, времена затухания люминесценции эрбия для перехода ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$ (1535 нм) и иттербия для перехода ${}^{2}F_{5/2} \rightarrow {}^{2}F_{7/2}$ (980 нм), квантовый выход люминесценции. По методике [10] проведены прямые измерения спектров усиления/потерь для различных уровней накачки.

Спектры поглощения стекол измерены с помощью УФ-ИК спектрофотометра (Cary 500 фирмы "Varian") в спектральном диапазоне 300–3000 нм. Анализ Джадда-Офельта проведен на основе определения сечений поглощения для электрических дипольных переходов и расчета трех параметров Ω_t (t = 2, 4, 6). При помощи этих параметров по формуле 1 была определена вероятность спонтанного перехода A_{ij} .

$$A_{ij} = \frac{64\pi^4 e^2 v^3}{2h(2J+1)} \cdot \frac{n(n^2+2)^2}{9} \cdot S(SLJ \to S'L'J')$$
(1)

где *v* – частота максимума полосы поглощения, *n* – показатель преломления, *h* – постоянная Планка, *J* – кратность вырождения уровня, с которого осуществляется переход, $S(SLJ \rightarrow S'L'J')$ – сила линии перехода с уровня ${}^{4}I_{13/2}$ на уровень ${}^{4}I_{15/2}$. Величина, обратная вероятности спонтанного перехода – радиационное время жизни люминесценции.

Спектры флюоресценции возбуждались излучением $\lambda_{pump} = 975$ нм перестраиваемого непрерывного титан-сапфирового лазера (модель 3900 фирмы "Spectra Physics"), управляемого неодимовым лазером с удвоением частоты $\lambda_{pump} = 532$ нм (модель "Millennia-Xs" фирмы "Spectra Physics"). Излучение накачки модулировалось с частотой

12 Гц, его мощность измерялась пироэлектрическим приемником (Kimmon Electric Co). Спектры флюоресценции записаны с использованием монохроматора (модель "Acton-300" фирмы "Acton Research Corporation") и InGaAs-приемника (модель ID-441 фирмы "Acton Research Corporation") для ИК области. Сигналы от приемника усиливались и
обрабатывались при помощи цифрового синхронного усилителя (модель SR850 фирмы "Stanford Research Systems"). Сечения вынужденного излучения были получены методом МакКамбера [11].

Для измерения кинетики затухания люминесценции использовано излучение импульсного лазера LQ 129 фирмы Solar Laser system ($\lambda_{pump} = 975$ нм). Кривые затухания люминесценции зарегистрированы цифровым запоминающим осциллографом (модель "Infinium HP54830" фирмы "Agilent Technologies"). Время жизни определялось методом наименьших квадратов с простой или двойной экспоненциальной функцией. Все измерения проведены при комнатной температуре.

Накачка (отношение населенности уровня ${}^{4}I_{13/2}$ (N_2) к общему числу ионов эрбия N_{Er}) определена через измерения изменения поглощения (ΔN_I) из основного состояния для перехода ${}^{4}I_{15/2} \rightarrow {}^{4}H_{11/2}$ в предположении, что $\Delta N_I = N_2$ [10]. Суть метода заключается в измерении отношения изменения коэффициента поглощения к сечению поглощения, для данной полосы, при изменении мощности накачки.

Спектры усиления/потерь были измерены путем регистрации прошедшего через накаченную область зондирующего излучения ($\lambda = 1,4-1,7$ мкм) [10]. Для этого диафрагмой малого диаметра (0,2 мм) в образце выделялся объем, через который одновременно пропускались излучение накачки и зонд. В зависимости от мощности накачки излучение зонда либо ослабляется (спектры потерь), либо усиливается (спектры усиления).

Результаты и обсуждения

На рис. 1 представлены характерные зависимости сечения поглощения и излучения от длины волны, полученные методом МакКамбера.



Рис. 1. Спектр сечения поглощения и излучения эрбия

Время затухания люминесценции эрбия для перехода ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$ составило 9,2 мс, иттербия - ${}^{2}F_{5/2} \rightarrow {}^{2}F_{7/2}$ 90 мкс. В табл. 1 приведены значения параметров Джадда-Офельта и рассчитанных из них радиационного времени и квантового выхода.

N _{Er} , 10 ²⁰ см ⁻	N _{Yb} , 10 ²¹ см ⁻	Сила линии, 10-20	Параметры Джадда – Офельта, 10 ⁻²⁰ см ⁻²			τ _{рад} ,	q, %
3	3	10-20	Ω2	Ω4	Ω ₆	мс	
0,5	2.1	1,82	6,32	0,28	1,55	9,9	85
0,6	5,9	1,68	6,48	1,04	1,0	14	65

Таблица 1.	Параметры	Джадда-Ос	фельта
------------	-----------	-----------	--------

На рис. 2 представлены изменения полосы поглощения из основного состояния при различной мощности накачки. Максимальные значения изменения поглощения из возбужденного и основного состояния использовались для получения значений населенности на уровне ⁴*I*_{13/2}.



Рис. 2 Зависимость изменения полос поглощения из возбужденного и основного состояния от мощности

На рис. 3 показана зависимость отношения N_2/N_{Er} от мощности накачки. Видно, что для метафосфата эрбия при мощностях более 300 мВт наблюдается уменьшение населенности на уровне ${}^4I_{13/2}$. Одним из возможных объяснений этого является нагрев стекол (рис. 4).



Рис. 3. Зависимость населенности уровня ⁴*I*_{13/2} от мощности накачки



Рис. 4. Зависимость температуры метафосфата иттербия от мощности накачки

Экспериментальные спектры усиления/потерь для метафосфата иттербия приведены на рис. 5.

Наибольший коэффициент усиления (g=0.03) наблюдается при мощности накачки 310 мВт, дальнейшее увеличение мощности приводит к уменьшению коэффициента усиления (рис 6).



Рис 5. Спектры усиления/потерь



Рис 6. Зависимость коэффициента усиления от мощности накачки

Выводы

В ходе работы были проведены комплексные исследования спектральнолюминесцентных и лазерных свойств метафосфата иттербия активированного эрбием. Инверсия населенности в метафосфате достигается при мощности накачки ~ 250 мВт. Получен коэффициент усиления g=0.03 см⁻¹.

Литература

- 1. P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi, O. Svelto, C. Svelto, Erbium-ytterbium microlasers:optical properties and lasing characteristics, Opt. Mat. 11, 1999, 269-288
- 2. Z. Cai, A. Chardon, H. Xu, P. Feron, G. Stefan, Laser characteristics at 1535 nm and thermal effects of an Er:Yb phosphate glass microchip laser pumped by Ti: sapphire laser, Opt. Commun., 203 (2002), 301-313
- 3. C. Svelto, S. Taccheo, E. Bava, P. Laporta, Characterization of Yb-Er: glass laser at 1.5 μm wavelength in terms of amplitude and frequency stability, Measurement, 26 (1999), 119-128
- A. Levoshkin, A. Petrov, J.E. Montagene, High-efficiency diode-pumping Q-switched Yb:Er:glass laser, Opt. Commun, 185 (2000), 399-405
- 4. D. Veasey, D. Funk, P. Peters, N. Sanford, G. Obarski, N. Fontaine, M. Young, A. Peskin, W. Liu, S.N. Houde-Walter, J. Hayden, Yb/Er-codoped and Yb-doped waveguide lasers in phosphate glass, Journal of Non-Crystalline Solids 263&264 (2000), 369-381
- 5. S. Honkanen, T. Ohtsuki, S. Jiang, S.I. Najafi, N. Peyghambarian, High Er concentration phosphate glasses for planar waveguide amplifiers, Proc. of SPIE, vol. 2996, 1997, 32-39
- 6. E. Desurvire, Erbium-doped Fiber Amplifiers, Wiley, New York, 1994
- Judd B.R., Optical absorption intensities of rare earth ion, Phys. Rev. 1962, 127, №3, 750-761
- 8. Ofelt G.S. Intensities of crystal spectra of rare earth ion, J. Chem. Phys., 1962, 36, №3, 511-520
- 9. Асеев В.А., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К., Чухарев А.В., Рохмин А.С.,Измерение спектров усиления/потерь в высококонцентрированных лазерных стеклах, активированных иттербием-эрбием, // Оптический журнал. 2003. Т.70. № 11
- 10. Mc Cumber D.E., Theory of photon-terminated, Phys. Rev., 1964, 134, A299-A306

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ИОНОВ ХРОМА В СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ А.М. Ульяшенко, В.А. Асеев, Н.В. Никоноров, А.К. Пржевуский

Синтезированы новые стеклокристаллические материалы легированные ионами Cr⁴⁺. Исследованы абсорбционные и люминесцентные свойства ионов хрома в стеклокристаллических материалах и проведено их сравнение со свойствами кристаллов и стекол. Измеренный квантовый выход люминесценции выявил перспективы использования таких материалов в спектральном диапазоне 1.1–1.5 мкм для создания волноводных лазеров и оптических усилителей.

1. Введение

Одним из актуальных направлений в области прикладной оптики является создание широкополосных источников света. Такие источники способны выступать в роли как широкополосных усилителей, так и лазеров с перестраиваемой длиной волны излучения. В последнее время большое внимание уделяется созданию волноводных лазеров и усилителей света на основе материалов, активированных ионами переходных металлов [1, 2]. Благодаря электронной структуре ионов переходных металлов широкие полосы поглощения находятся в видимом диапазоне, тогда как широкие полосы люминесценции – в ближнем ИК диапазоне. Как известно, именно ближний ИК диапазон и является зоной работы телекоммуникационных систем – приоритетного направления развития российской науки. На сегодняшний день самым популярным и наиболее изученным ионом переходных металлов является хром.

Кристаллические материалы, активированные ионами хрома, сегодня изучаются весьма интенсивно [3–7]. Результаты исследований спектрально-люминесцентных свойств таких материалов весьма оптимистичны: получены достаточно высокие сечения вынужденного излучения и большая ширина полосы люминесценции. Эти материалы, вполне подходящие для лазерных сред, к сожалению, не пригодны для задач телекоммуникаций, так как на сегодняшний день не реализована технология создания ни волоконных, ни планарных структур на основе кристаллов. С другой стороны, хорошо освоены технологии создания подобных структур на основе стеклообразных материалов. Но и такие материалы не находят применения из-за низкого квантового выхода люминесценции ионов хрома.

Создание новых стеклокристаллических материалах, активированных ионами Cr^{4+} , помогает решить эти проблемы [8, 9]. Уже сегодня на основе таких материалов вполне возможна вытяжка волокна. Однако и в таких материалах не все очевидно. Как видно из названия, стеклокристаллические материалы состоят из стеклофазы и выращенных внутри нее нанокристаллов. Благодаря одновременному наличию двух этих состояний возникают вопросы, на которые и отвечает данная работа. Основной целью работы было проведение анализа абсорбционных и люминесцентных свойств ионов хрома в стеклокристаллических материалах и сравнение их со свойствами кристаллов и стекол.

2. Экспериментальная часть

Алюмо-кальцевые стекла были синтезированы при температуре 1610° в платиновых тиглях и отожжены при температуре 590°. Хром вводился в виде Cr_2O_3 с концентрацией 0.05 вес.%. Кристаллы форстерита, активированные Cr^{4+} ($Cr^{4+}:Mg_2SiO_4$), выращены из расплава методом Чохральского, содержание Cr_2O_3 составляет 0.24 вес.%.

В синтезированных стеклокерамиках с нанокристаллами форстерита (Mg_2SiO_4) и дисиликата лития ($Li_2Si_2O_5$) содержание Cr_2O_3 составляет 0.85 вес.% и 0.8 вес.% соответственно. Как известно [9], нанокристаллы в стеклокерамике образуются в результате

термической обработки исходного стекла, и их размеры – порядка 10–20 нм. В данном случае режим температурной обработки варьировался в пределах 600-850°С.

Спектры поглощения образцов измерялись при комнатной температуре (300К) с помощью УФ-ИК спектрофотометра (модель "Cary 500" фирмы "Varian"). Спектры флюоресценции возбуждались излучением $\lambda_{pump} = 910$ нм перестраиваемого непрерывного титан-сапфирового лазера (модель 3900 фирмы "Spectra Physics"), управляемого неодимовым лазером с удвоением частоты $\lambda_{pump} = 532$ нм (модель "Millennia-Xs" фирмы "Spectra Physics"). Свет накачки модулировался с частотой 10 Гц, его мощность измерялась пироэлектрическим приемником (Kimmon Electric Co). Спектры флюоресценции были записаны с использованием монохроматора (модель "Acton-300" фирмы "Acton Research Corporation") и Ge-приемника (фирмы "Oriel Instruments"). Сигналы от приемника усиливались и обрабатывались при помощи цифрового синхронного усилителя (модель SR850 фирмы "Stanford Research Systems"). Так как измерения проводились не только при комнатной температуре, но и при температуре жидкого азота (77 К), то использовался криостат.

В ходе работы был разработан и успешно применен метод измерения абсолютного квантового выхода для ионов переходных металлов, в частности для хрома. Для определения абсолютного квантового выхода необходимо проводить измерения интенсивностей полос люминесценции для образцов, активированных Cr^{4+} и Nd^{3+} , в строго идентичных условиях. Так как на сегодняшний день спектральные свойства иона Nd^{3+} изучены очень хорошо, то при помощи сопоставления площадей под спектром люминесценции получить значения для Cr^{4+} уже не представляет большой сложности. В нашей работе мы использовали коммерческое лазерное стекло ГЛС-2 (производитель ВНЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова"), спектроскопические показатели которого хорошо известны [10].

3. Результаты и обсуждение

При отжиге новых стеклокристаллических материалов происходит перезарядка ионов хрома из состояния Cr^{3+} в состояние Cr^{4+} (рис. 1). Отчетливо видно, что при термообработке на спектре поглощения материала появляется полоса поглощения Cr^{4+} , соответствующая переходу ${}^{3}A_{2} \rightarrow {}^{3}T_{2}$, величина которой зависит от режима термообработки. Таким образом, путем термообработки появляется возможность повышать поглощение, соответствующее Cr^{4+} .



1 – исходное стекло до термообработки, 2 – после обработки $600^{0}(14)+720^{0}(34)$, 3 – после обработки $600^{0}(14)+720^{0}(64)$, 4 – после обработки $600^{0}(14)+720^{0}(124)$

При измерении спектров поглощения и люминесценции кристалла форстерита отчетливо видно изменение спектров в зависимости от направлений его наблюдения, соответствующих его кристаллографическим осям: Ella, Ellb и Ellc. Это связано с тем, что кристалл – двуосный и имеет сильно поляризованные спектры поглощения и люминесценции. Наиболее интересной представляется полоса поглощения в районе 850–1100 нм (рис. 2), соответствующая переходу ${}^{3}A_{2} \rightarrow {}^{3}T_{2}$ для иона Cr^{4+} , именно в нее и производилась накачка для измерения спектров люминесценции. В кристалле форстерита люминесценция иона Cr^{4+} наблюдается в интервале 1000–1500 нм. Спектры люминесценции также измерены по трем направлениям (рис. 3).



Рис. 3. Спектры люминесценции кристалла форстерита при T=300K

Формы спектров совпадает с данными из литературных источников [3]. Наиболее интенсивной люминесценцией характеризуется направление Ellb, таким образом, именно этому направлению соответствует поляризация ионов Cr^{4+} , в отличие от иона Cr^{3+} , для которого характерна поляризация вдоль оси Ellc.



Рис. 4. Спектры люминесценции кристалла форстерита, стекла и стеклокерамики форстерита при T=77K

Проведены измерения спектров люминесценции иона Cr^{4+} в стекле. Видно (рис. 4), что спектр стеклокерамики не похож на спектр стекла не по своей форме, не по величине: он не только во много раз менее интенсивен, но и смещен в длинноволновую область. Также на рисунке представлен усредненный спектр для кристалла. Здесь отчетливо наблюдается схожесть спектров стеклокристаллического форстерита и кристалла форстерита. Эти два наблюдения позволяют нам утверждать, что ионы Cr^{4+} расположены внутри нанокристаллов. При этом бросается в глаза и различие в максимуме спектра, практически исчезла микроструктура, характерная для кристаллов. Образование данных дефектов вполне возможно в процессе роста нанокристаллов внутри стеклофазы.



Рис. 5 Спектры поглощения стеклокерамик форстерита и дисиликата лития

Другим интересным материалом был стеклокристаллический дисиликат лития $(Li_2Si_2O_5)$, чьи перспективы до этого не были изучены. Как хорошо видно, интенсивность полосы поглощения Cr^{4+} в стеклокристаллическом форстерите меньше, чем у

данного образца (рис. 5), хотя количество Cr_2O_3 практически идентично. Однако люминесценция $Li_2Si_2O_5$ при комнатной практически отсутствует – явный признак попадания Cr^{4+} в стеклофазу, ведь, как известно, люминесценция переходных металлов при комнатной температуре потушена.

При температуре жидкого азота люминесценция наблюдается, но ее интенсивность не идет ни в какое сравнение со стеклокристаллическим форстеритом (рис. 6). Поэтому представляется логичным, что в случае стеклокристаллического дисиликата лития ионы Cr⁴⁺ находятся вне кристаллической фазы.



Рис. 6. Спектры люминесценции стеклокерамики форстерита при T=77K, стеклокерамики дисиликата лития при T=77K и при T=300K

Материал	Абсолютный квантовый выход, %, 300 К				
монокристалл форстерита: Cr ⁴⁺	<i>Е∥а</i> 4.1	<i>E // b</i> 10.9	<i>Е∥с</i> 0.6	Среднее 5.2	
стеклокерамика – форстерит: Cr ⁴⁺		3.	7		

Табл.1. Абсолютный квантовый выход кристалла форстерита и стеклокерамики форстерита

Материал	300 K	77 K
монокристалл форстерита: Cr ⁴⁺	5.2	47
стеклокерамика – форстерит: Cr ⁴⁺	3.7	23
Al ₂ O ₃ -CaO стекло: Cr ⁴⁺	0.04	0.3

Табл. 2. Сравнение абсолютных квантовых выходов оптических материалов легированных ионами переходных металлов

С помощью спектров люминесценции были определены квантовые выходы различных материалов. Результаты сравнения абсолютных квантовых выходов представлены в табл. 1, 2. Значение для стеклокристаллического форстерита с Cr⁴⁺ сопоставимо со средним для кристалла и даже превосходит значение абсолютного квантового выхода для оси Ellc. Значения стеклокерамик, активированных Cr⁴⁺, довольно близки и вполне оптимистичны. В то же время эти значения все же меньше, чем для оси Ellb в кристалле форстерита, значит, для увеличения абсолютного квантового выхода стеклокерамики нужно пытаться ориентировать нанокристаллы внутри стеклофазы. При сравнении же кристалла, стекла и стеклокерамики отчетливо видно, что стеклокерамика намного ближе по своим свойствам к кристаллу, чем к стеклу.

4. Заключение

Были разработаны и изготовлены новые стеклокристаллические материалы, активированные ионами хрома. Исследованы спектральные и люминесцентные свойства стекол, кристаллов и стеклокристаллических материалов, легированных ионами Cr^{4+} . В результате проведенных исследований показано, что ионы Cr^{4+} входят внутрь кристаллической фазы в стеклокристаллическом форстерите и не входят внутрь в случае стеклокристаллического дисиликата лития. Впервые произведены измерения абсолютного квантового выхода для ионов хрома, значения которого для стеклокерамик вполне сопоставимы со значениями для кристалла форстерита. Представляется перспективным увеличение абсолютного квантового выхода стеклокристаллических материалов путем ориентации микрокристаллов внутри стеклофазы. Полученные данные позволяют сделать вывод о перспективности использования сгеклокристаллических материалов на основе форстерита, легированных ионами Cr^{4+} , при создании волноводных лазеров и широкополосных оптических усилителей.

Литература

1. Beall G.N. Glass-ceramics for photonic applications // Glastech. Ber. Glass Sci. Technol., 2000, V.73 C1, P.3–11.

2. Felice V., Dussardier B. et al. Cr⁴⁺-doped silica optical fibers: absorption and fluorescence properties // Eur. Phys. J. AP, 2000, V.11, P.107-110.

3. Petricevic V., Gayen S.K., Alfano R.R. Laser action in chromium-activated forsterite for near-infrared excitation: Is Cr⁴⁺ the lasing ion? // Appl. Phys. Lett., 1988, V.53, N26, P.2590-2592.

4. Verdun H.R., Thomas L.M. et al. Chromium-doped forsterite laser pumped with 1.06 μm radiation // Appl. Phys. Lett., 1988, V.53, №26, P.2593-2595.

5. Carrig T.J., Pollock C.R. Performance of a continuous-wave forsterite laser with krypton ion, Ti: sapphire, and Nd: YAG pump lasers // IEEE J. Quantum Electron., 1993, V.29, №11, P.2835-2844.

6. Moncorge R., Manaa H., Boulon G., Cr^{4+} and Mn^{5+} active centers for new solid state laser materials // Optical Materials, 1994, V.4, P.139-151.

7. Anino C., Thery J., Vivien D. New Cr^{4+} activated compounds in tetrahedral sites for tunable laser applications // Optical Materials, 1997, V.8, P.121-128.

8. Beall G.H., Pinckney L.R. Nanophase glass-ceramics // J. Am. Ceram. Soc., 1999, V.82, №1, P.5-16.

9. Pinckney L.R., Beall G.H. Transition element-doped crystals in glass // Proc. SPIE 2001, V.4452, P.93-99.

10. Arbuzov V.I., Brachkovskaya N. B. et al. Absolute luminescence quantum yield of glasses doped with neodymium // Soviet J. Quantum Electron., 1976, V.6, №9, P.1091-1095.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДИСЛОКАЦИЙ И ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ВО ФЛЮОРИТЕ МЕТОДОМ ДЕКОРИРОВАНИЯ Е.С. Каева

Методом декорирования были исследованы дислокационные структуры в ориентированных кристаллах флюорита. Обнаружено, что декорирование позволяет визуализировать распределение остаточных напряжений в образце.

Введение

Использование флюорита в фотолитографии повышает требования к его структурной и оптической однородности. При высокой оптической однородности ($\Delta n \approx 10^{-6}$) и хорошем спектральном пропускании основным дефектом флюорита является аномальное остаточное оптическое двулучепреломление различных уровней – макроскопическое, связанное с остаточными термонапряжениями, и микроскопическое, обусловленное дефектами кристаллической структуры [1]. Это двулучепреломление превышает уровень, считающийся приемлемым для литографии на рабочей длине волны 157 нм в случае, если не устранена основная часть дислокаций [2]. Таким образом, исследование дислокаций и напряжений во флюорите представляет собой актуальную задачу фундаментальной и прикладной физики.

Эффективным способом исследования дислокаций является их визуализация. Одним из способов визуализации может служить химическое травление в кислотах различной концентрации, однако в результате травления видны только выходы дислокаций на поверхность кристалла. Этого недостатка лишен метод декорирования, который позволяет наблюдать всю дислокацию или существенную ее часть.

Хотя метод дает наиболее полное представление о форме дислокаций и их распределения в пространстве, ранее систематических исследований флюорита методом декорирования не проводилось. Их проведение составляло задачу настоящей работы. При этом исследования были направлены, во-первых, на классификацию различных типов дислокаций и дислокационных образований и, во-вторых, на развитие метода с целью его использования для визуализации остаточных напряжений.

Метод декорирования

Идея метода декорирования дислокаций, предложенная в работах [3–5], состоит в следующем. Кристалл нагревают до такой температуры, при которой вдоль линий дислокаций выделяются маленькие, но видимые частицы. Частицы должны быть достаточно малыми, чтобы можно было разрешить дислокации. В то же время они должны быть достаточно большими, чтобы они заметно рассеивали свет и были видимы в оптический микроскоп.

Декорирование дислокаций при соответствующей термической обработке оказывается возможным в силу следующих факторов [6]:

- упругого взаимодействия атомов примесей с дислокациями (взаимодействия Коттрела), которое сводится к притяжению примесей к дислокациям;
- более быстрой диффузии вдоль дислокационных линий;
- преимущественного зарождения частиц зародышей новой фазы на дислокациях;
- способности дислокаций служить источником вакансий, необходимых для роста частиц выделений.

Отсюда ясно, что термическая обработка нужна в основном для того, чтобы облегчить миграцию декорирующих агентов к дислокации.

К недостаткам метода декорирования относятся следующие обстоятельства:

- термическая обработка образца может разрушить дислокационную конфигурацию, так что можно будет наблюдать структуру отожженного материала;
- дислокации закрепляются выделениями, а поэтому изучение их движения затрудняется.

При декорировании в кристалле происходит химическая реакция, такая, что продукт реакции оказывается нерастворимым в матрице и поэтому выделяется в виде второй фазы. Такой процесс происходит во флюорите при нагреве его на воздухе [7]. Флюорит достаточно стабилен при комнатной температуре, однако при нагреве свыше 600°С вступает в реакцию с атмосферой, и, чем выше температура, тем быстрее идет реакция кислорода с поверхностью флюорита. На основе этих наблюдений можно предположить, что такое взаимодействие происходило благодаря следующим реакциям: $2CaF_2 + O_2 \rightarrow 2CaO + 2F_2$ или $CaF_2 + H_2O \rightarrow 2CaO + 2HF$. Кислород, вступая в реакцию с флюоритом, образует частицы оксида кальция. По размерам эти частицы превышают длину волны и заметны вдоль дислокационных линий. Такая реакция является причиной увеличения структурных напряжений, вызываемых дислокациями, образовавшимися вокруг осажденных частиц *CaO* [3].

Методика и результаты экспериментов

Визуализация дислокаций. Для решения поставленной в работе задачи использовались различные методики декорирования, отличающиеся температурой эксперимента и плотностью окружающего газа. Одна из применявшихся методик состояла в следующем. Ориентированные образцы были нагреты в муфельной печи (на воздухе) до 870°С, выдержаны при этой температуре 1 час и охлаждены со скоростью 70°С/час (методика А). При другой методике декорирования образец располагался в кварцевой трубке, из которой откачивался воздух. Трубка с образцом помещалась в печь, которая нагревалась до 900°С. При достижении этой температуры в трубку напускался ограниченный объем воздуха (246мм.рт.ст.). В таких условиях флюорит находился 1 час, далее печь выключали, и образец быстро охлаждался $V_{0XI} = 250°C/час$ (методика Б).

Примеры картин визуализации дислокаций и дислокационных образований наблюдались под оптическим микроскопом и представлены на рис. 1–4.



Рис.1. Картина декорированного образца флюорита ориентации (100), увеличение объектива 5^{*X*}. Наблюдение линейных дислокаций. Методика А

На рис. 1 видны линейные дислокации, направленные вдоль направлений [110] и [011]. Этот результат хорошо согласуется с картиной для простейшего типа дислокаций

– линейных. Плоскость (100) является плоскостью скольжения во флюорите. Направление [110] является вектором Бюргерса и направлением дислокаций в плоскости скольжения [8].

На рис. 2 наблюдаются характерные дислокации в виде петель.



Рис.2. Фотография декорированной поверхности образца флюорита ориентации(100), увеличение объектива 20^{*x*}. Изображение декорированной структуры на глубине 840 мкм. Наблюдаются различные точечные структуры: линии, кольца. Размер точек 1-2 мкм. Методика А

На рис. 3 наблюдаются дислокации в форме геликоидов (спиралей). При изучении декорированных образцов под микроскопом наблюдались геликоидальные дислокации (рис.3а,б).



Рис.3 а, б. Фотография декорированной поверхности образца флюорита ориентации (110), увеличение объектива 63^{*X*}. Видны геликоидальные дислокации в форме спирали, 1 виток =10 мкм. Методика Б

Как видно из рисунков, направление геликоидов не совпадает с кристаллографическими направлениями, лежащими в плоскости образца [4, 5].

Кроме простых форм (прямых, окружностей, спиралей), наблюдалось множество криволинейных дислокаций сложной формы. В одном и том же образце были отмечены области с большой и малой плотностями дислокаций.

Плотность дислокаций существенно варьировалась в пределах одного образца. Во многих случаях дислокации группировались в виде скоплений – «облаков», разделенных областями с малой плотностью дислокаций (рис.4).



Рис. 4. Картина декорированного образца флюорита ориентации (100), увеличение объектива 10^{χ} . Изображение декорированной структуры на глубине 93 мкм. Методика А

Визуализация напряжений. Развитие исследований декорированных дислокаций привело в настоящей работе к наблюдению интересных эффектов, позволивших предложить новый метод визуализации остаточных напряжений.

Суть метода состояла в том, что тепловая обработка образцов проводилась в два этапа. На первом этапе образцы были нагреты в муфельной печи до 600°С, выдержаны при этой температуре 2 часа, затем быстро охлаждены. Благодаря значительному перепаду температур по толщине образца в нем наводились большие термические напряжения [9].

На втором этапе термообработки образцы помещались в муфельную печь, где нагревались до более высокой температуры и выдерживались при этой температуре 2 часа, затем охлаждались. При температуре, превышающей 600°С, флюорит начинает активно взаимодействовать с кислородом, идет декорирование поверхностных слоев CaF_2 .

Исследовавшиеся образцы имели форму квадрата со стороной 2 см, толщина образцов составляла 4 мм. Образцы были ориентированы – вырезаны перпендикулярно кристаллографическим направлениям [111], [110], [100].

Как упоминалось выше, при температуре до 600°С кислород не вступает в реакцию с поверхностями образцов флюорита, т.е. фактически полированная поверхность образцов остается нетронутой после первого этапа обработки.

В скрещенных поляроидах в образцах флюорита наблюдались картины распределения наведенного остаточным напряжением двулучепреломления: для образца-(100) – темный крест, при вращении изменяющий свое положение, для образца-(110) – крест, при вращении переходящий в две гиперболы [10,11].

Так как плотность дислокаций отражает величину напряжений, то в результате декорирования дислокаций на втором этапе визуализировалось пространственное распределение напряжений (рис.5).



Рис.5. Фото декорированного образца флюорита ориентации (100). Масштаб 3:1

Были декорированы те области образцов, которые являются наиболее напряженными. На поверхности образца флюорита, перпендикулярной кристаллографическому направлению [100], наблюдается крест (проявились области вокруг креста), лучи которого совпадают с кристаллографическим направлением [100], лежащим в плоскости образца (рис.5).

Следует отметить, что для наблюдения описанных выше картин образцы должны пройти все стадии тонкой шлифовки и полировки для удаления с поверхности наведенных обработкой дефектов, сравнимых с дислокационными по активации процессов пирогидролиза. В случае более грубой полировки второй этап эксперимента (декорирование напряжений) провести не удавалось – вся поверхность декорировалась равномерно.

Вывод

Путем применения декорирования в ориентированных образцах флюорита наблюдались отдельные дислокации и дислокационные образования разного типа. В частности, наблюдались прямолинейные дислокации, дислокации в виде колец и геликоидальные дислокации (в виде спиралей).

Посредством метода декорирования были выявлены дислокационные скопления в виде «облаков», разделенных областями с малой плотностью дислокаций.

Предложен и реализован новый метод визуализации пространственного распределения напряжений в кристаллах, основанный на двухстадийном нагревании образцов и декорировании дислокаций.

Литература

1. Фофанов Я.А., Афанасьев И.И., Бороздин С.Н. Структурное двулучепреломление в кристаллах оптического флюорита. // Оптический журнал. 1998. Т. 65. №9. С.22–25

2. Stoneham A.M. Dislocation-induced birefringence in CaF_2 for lithography optics. Semiconductor science and technology, 17, 2002, p.L15-L16.

3. W.L. Phillips. Deformation and fracture processes in calcium fluoride single crystals. Journal of the American Ceramic Society, 1961,vol.44, №10,c.499-506

4. Amelincks S., Bontinck W. Helical dislocations in CaF2 and NaCl crystals. Physica, 1957, v.23, p.270-272.

5. Bontick W. Observation of helicoidal dislocation lines in fluorite crystals. Phil.mag., 1957, v.2, №8, p.94-96.

6. Амелинкс С. М. Методы прямого наблюдения дислокаций. М: Мир, 440с.

7. R.W. Ure, Eighth Annual Report to O.N.R. on High-Pressure Research. NR -017305, july 1954-july 1955.

8. Каева Е.С., Пржевуский А.К. Макро- и микронапряжения в кристаллах флюорита. // Оптический журнал. 2003. Т. 70. №11. С.68–72.

9. Инденбом В.Л., Видро Л.И. Термооптические и структурные напряжения в твердых телах. // Физика твердого тела. 1964. Т. 6. №4. С.992–1000.

10. Каева Е.С., Афанасьев И.И. Анализ анизотропных остаточных термонапряжений (001)-дисков оптического флюорита. // Оптический журнал. 2001. Т. 68. №7. С.55–58

11. Афанасьев И.И., Андрианова Л.К. Экспериментальное определение напряжений в круглых пластинках оптического флюорита. // ОМП. 1989. №3. С.31–33.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ТЕРМООБРАБОТКИ НА СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНИЯ Е.Н. Маколкина

Исследовалось влияние термообработки при температуре 800-900 °С на спектр поглощения и электрические параметры кристаллов германия с различным типом проводимости. Термообработка может приводить к существенному увеличению поглощения носителями и инверсии типа проводимости.

Введение

Исследованиям кристаллов германия посвящено множество работ. В подавляющем числе этих работ изучались электрические параметры германия, характеризующие его полупроводниковые свойства. В настоящей работе германий изучался как оптический материал.

Специфическая особенность германия по сравнению с широкозонными оптическими материалами состоит в том, что его спектр поглощения в актуальной области

(4–16 мкм) обусловлен свободными носителями – электронами и дырками [1–5]. При этом сечение поглощения дырок существенно больше, чем электронов. Поэтому следует ожидать, что все факторы, которые влияют на величину и тип проводимости, должны влиять и на спектр поглощения. К числу таких факторов, в частности, относятся термообработка при высокой температуре (800–900 °C) и пластическая деформация [6–10]. Действие названных факторов на оптические свойства практически не исследовалось.

Отметим, что влияние термообработки и пластической деформации не всегда просто разделить ввиду следующих обстоятельств. С одной стороны, эксперименты по наведению пластической деформации внешним механическим напряжением обычно проводятся при высокой температуре. С другой стороны, даже без приложения внешнего напряжения при охлаждении образцов после высокотемпературной термообработки могут наводиться остаточные напряжения и пластическая деформация.

В настоящей работе ставилась задача исследования влияния на спектр поглощения германия термообработки при температуре 800–900 °С. Ее актуальность определяется, как усовершенствованием технологии получения оптических деталей методом прессования, так и развитием фундаментальных представлений об одном из наиболее популярных объектов исследования физики твердого тела.

Методика

Образцы для исследования были синтезированы в Тверском государственном университете и в НИТИОМ ГОИ им. С.И. Вавилова. Они различались по габаритам, и, как показали измерения, по электрическим свойствам. Тип проводимости у всех исследовавшихся образцов определялся методом термоЭДС. Значения удельного электросопротивления для тонких образцов были получены четырехзондовым методом, для толстых образцов использовали метод ван дер Пау [11, 12]. Типичные характеристики исследовавшихся образцов представлены в таблице.

N⁰	Габариты,	Тип проводимости	Удельное сопротивление,
образца	ММ		Ом×см
1	Ø15×2,15	n- тип	0,17
2.	Ø15×2,15	n- тип	0,88
3.	Ø15×2,15	р- тип	1,3
4.	Ø36×8	n- тип	15,7

Таблица. Параметры исследуемых германиевых образцов

Спектры поглощения измерялись на спектрофотометре Specord M82 с выдачей результатов на компьютер.

Так как показатель преломления кристаллов германия имеет большую величину, при определении коэффициента поглощения по спектрам пропускания необходимо учитывать многократные отражения от обеих поверхностей образца. Для этой цели использовалась формула (1), рекомендованная ГОСТом 3520-92 и применявшаяся в большинстве работ, в которых изучались оптические свойства германия [13-17]:

$$\alpha(\lambda) = -1/d \ln \left[\sqrt{\left(\frac{1}{\tau(\lambda)} \frac{8n^2}{(n-1)^4}\right)^2 + \left(\frac{n+1}{n-1}\right)^4 - \frac{1}{\tau(\lambda)} \frac{8n^2}{(n-1)^4}} \right],$$
(1)

где $\tau(\lambda)$ – спектральный коэффициент пропускания, измеренный на приборе, d – толщина образца, n – показатель преломления для длины волны λ . Значения показателя преломления германия брались из справочника [18].

Электрические параметры и спектры пропускания образцов измерялись до термообработки и после.

Экспериментальные результаты

Вид спектров пропускания, измеренных до термообработки, существенно зависел от типа проводимости образца, что согласуется как с литературными данными, так и с нашими предыдущими измерениями [1–5, 9, 17] (рис.1).



Рис.1. Спектр пропускания образцов германия n- и p-типа (цифра указывает номер образца)

Термообработка образцов проводилась в вакуумной печи (вакуум 10⁻³ тор) по режиму, изображенному на рис.2.

Нагрев печи (участок 01) и выдержка при заданной рабочей температуре (участок 12) производилось автоматически по заданной программе с помощью программатора БПВ-12. После выполнения программы печь отключили, и охлаждение (участок 23) происходило инерционно до комнатной температуры.

Наиболее выразительно действие термообработки проявилось в спектре массивного образца (рис. 3).



Рис. 2. График режима термической обработки исследуемых германиевых образцов



Рис.3. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны крупногабаритного образца №4 до (а) и после (б) термообработки

Во-первых, пропускание уменьшилось во всем исследовавшемся диапазоне. Например, на длине волны 10,6 мкм коэффициент поглощения изменился от 0,01 до 0,6 см⁻¹, что соответствовало изменению пропускания с 47 до 12 % до и после температурного воздействия.

Во-вторых, форма спектра трансформировалась: спектр приобрел черты, характерные для спектров образцов р-типа. Измерения типа проводимости согласовались с изменениями спектрального контура. Оказалось, что термообработка привела к инверсии типа проводимости. Если исходно образец обладал проводимостью n-типа, то после термообработки он приобрел p-тип проводимости. Результаты для тонких образцов менее выразительны и носят другой характер. Термообработка привела к небольшому уменьшению пропускания, которое приблизительно одинаково по всему спектральному диапазону измерений. Изменений формы спектрального контура, подобных тем, которые наблюдались для массивного образца, не наблюдалось. Эти результаты согласуются с измерениями электрических параметров. Ни для одного образца термообработка не привела к изменению типа проводимости.

Обсуждение результатов

Как следует из экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, изменения спектра кристаллов германия согласуются с изменениями электрических параметров. Поэтому логично считать, что они имеют ту же природу. В литературе предлагалось несколько механизмов для объяснения влияния высокотемпературной термообработки на электрические параметры [6–9].

Один механизм предполагает наличие исходного загрязнения поверхности образца ионами меди. При нагревании медь диффундирует с поверхности в объем. Так как ионы меди являются типичными акцепторами, изменяется тип проводимости и ее величина.

Другой механизм исходит из предположения, что появляющиеся при нагревании акцепторы являются вакансиями решетки.

Результаты настоящей работы позволяют предложить еще один механизм влияния высокотемпературной термообработки на электрические и оптические параметры германия. Исследования последнего времени показали, что электрические свойства германия (в том числе тип проводимости) существенно изменяются при пластической деформации образцов, вызванной механическим сжатием [10]. В условиях охлаждения образцов, которые имели место в настоящей работе, температурные градиенты могли вызвать пластическую деформацию, а значит, и явиться причиной изменения электрических и оптических свойств. Этот механизм естественно объясняет различное влияние термообработки на массивные и тонкие образцы. В массивных образцах температурные градиенты больше, а значит, и больше должна быть вызываемая ими пластическая деформация.

Выводы

Обнаружено, что высокотемпературная термообработка кристаллов германия может приводить к значительному уменьшению величины оптического пропускания и изменению его спектрального контура.

Изменения при термообработке оптических свойств хорошо согласуется с изменениями электрических свойств.

Предложен новый механизм для объяснения наблюдаемых явлений.

Благодарности. Выражаю благодарность В.А. Письменному, В.Н. Ветрову, Б.А. Игнатенкову за активное участие в обсуждении полученных результатов и помощь в работе. Также благодарю И.А. Каплунова за синтез исследуемых образцов германия.

Литература

 Bishop P.J., Gibson A.F. Absorption coefficient of germanium at 10,6mkm // Appl. Opt. 1973. V. 12. P.2549-2550.

- 2. Capron E.D., Brill O.L. Absorption coefficient as a function of resistance for optical germanium at 10,6mkm // Appl. Opt. 1973. V. 12. P.569-572.
- 3. Hass M., Bendow B. Residual absorption in infrared materials // Appl.Opt. 1977. V. 16. P.2882-2890.
- 4. Hutchinson C.J., Lewis C., Savage J.A., Pitt A. Surface and bulk absorption in germanium at 10,6mkm // Appl. Opt. 1982. V21. P.1490-1495.
- 5. Lipson H. G., Burstein E. and Smith P. L. Optical properties of plastically deformed germanium // Phys. Rev. 1955. V.99. P.444 445.
- 6. Германий. Сб. статей: Пер. с англ. Под ред. Д.А. Петрова. М.: Иностранная литература, 1955.
- 7. Болтакс Б.И. Диффузия в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1961.
- 8. Родес Р.Г. Несовершенства и активные центры в полупроводниках М., 1968.
- 9. Schaumburg H., Willmann F. Optical absorption of plastically deformed germanium // Phys. Stat. Sol. (a). 1976. V. 34. P. K173-K177.
- 10. Электронные свойства дислокаций в полупроводниках. / Под ред. академика Осипьяна Ю.А. М.: Эдиториал УРСС, 2000.
- 11. Батавин В.В. Контроль параметров полупроводниковых материалов и эпитаксиальных слоев. М.: Советское радио, 1976.
- 12. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977.
- 13. Панков Ж.. Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973.
- 14. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977.
- 15. Левинзон Д.И., Ровинский Р.Г., Рогалин В.Е. и др. Поглощение ИК-излучения в германии // Материалы IX совещания по получению профилированных кристаллов и изделий способом Степанова и их применение в народном хозяйстве. Л., 1982. С.123-126.
- Смирнов Ю.М., Каплунов И.А., Блохина Г.С., Долгих И.К. Оптические свойства монокристаллов германия в ИК области спектра // Физика кристаллизации: Сб. науч. тр, Тверь, 1990. С.78-85.
- 17. Маколкина Е.Н., Пржевуский А.К. Влияние структурных дефектов на оптические параметры кристаллов германия // Оптический журнал. 2003. Т.70. №11. С.64-67.
- 18. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. Шаскольской М.П. М.: Наука, 1982.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ ОПТИЧЕСКИХ **ДАЛЬНОМЕРОВ** Е.Г. Лебедько, В.М. Колос

Рассмотрены два метода повышения точности определения дальности в прецессионных импульсных оптических дальномерах и сокращения времени измерения при усреднении информации о дальности. Приведены структурные схемы высокоточных импульсных дальномеров.

Проблема обеспечения высоких точностей измерения расстояний импульсными оптическими дальномерами остается актуальной, несмотря на имеющиеся достижения в последние годы. Высокие точности удается обеспечить, главным образом, путем усреднения при многократных измерениях.

При измерении дальности импульсным методом случайная погрешность измерения в основном определяется двумя составляющими: шумовой и методической. Первая обусловлена сдвигом отсчетной точки под действием шумов (погрешность определения времени запаздывания сигнала), вторая – методом измерения временного интервала. Потенциальная точность при импульсном измерении дистанции будет иметь место в условиях оптимальной фильтрации и фиксации временного положения сигнала по его максимуму, что соответствует оценке времени запаздывания по максимуму правдоподобия. В этом случае средняя квадратическая погрешность времени запаздывания сигнала будет определяться известным выражением [1]:

$$\sigma_{\tau} = \frac{1}{\omega_{1}\mu},$$

$$\omega_{1} = \begin{bmatrix} \int_{0}^{\infty} \omega^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t) - S(t) - S(t) \\ \int_{0}^{\infty} \delta^{2} | S(t)$$

где

 $= \left| \frac{\int_{0}^{\infty} \omega^2 \left| S(j\omega) \right|^2 d\omega}{\int_{0}^{\infty} \left| S(j\omega) \right|^2 d\omega} \right|^{\frac{1}{2}} - \text{средняя квадратическая частота спектра сигнала, } \mu - \text{ве-}$

личина отношения сигнала к шуму на входе схемы фиксации временного положения, $S(j\omega)$ - спектральная функция принимаемого сигнала.

При измерении временного интервала используют либо прямой метод заполнения его счетными импульсами, либо косвенные методы измерения. Наибольшее распространение среди них получили нониусный метод и метод пропорционального растягивания временного интервала [2]. Современная элементная база позволяет прямым методом обеспечить максимальную величину погрешности измерения временного интервала ~ $(0,5-1)10^{-9}$ с. Косвенные методы могут практически на порядок уменьшить эту погрешность. При этом суммарная погрешность измерения дальности при сравнительно небольших отношениях сигнала к шуму будет определяться, главным образом, шумовой составляющей, а при достаточно больших отношениях сигнала к шуму - методической составляющей, т.е. погрешностью измерения временного интервала. Повышение точности при усреднении многократных измерений следует ожидать лишь для таких величин сигнал/шум, при которых шумовая погрешность по своей величине перекрывает период следования счетных импульсов, заполняющих временной интервал. В этом случае *N*-кратное измерение постоянной по величине дистанции позволит сократить погрешность определения дальности примерно в \sqrt{N} раз. При значительной величине отношения сигнала к шуму, когда шумовой составляющей погрешности измерения можно пренебречь, закон больших чисел не работает из-за отсутствия фактора случайности и, следовательно, усреднение многократных измерений не приводит к уменьшению погрешности определения дальности. Именно работа в этих условиях при измерении малых дистанций, когда практически почти не сказывается влияние условий распространения излучения, представляет интерес для создания высокоточных импульсных оптических дальномеров.

Предлагаются два метода повышения точности при многократных измерениях:

- метод искусственного введения фактора случайности;
- метод косвенной дискретизации периода следования счетных импульсов, заполняющих временной интервал.

На рис.1 приведена структурная схема импульсного дальномера с шумовой синхронизацией момента излучения, реализующая первый метод.



Рис.1. Структурная схема импульсного оптического дальномера с шумовой синхронизацией излучения: ФПОК – фотоприемник опорного канала, СФ – схема фиксации временного положения сигнала, ИУ – измерительное устройство (схема измерения временного интервала), СЧ – электронный счетчик, ИЗЛ – излучатель, СЗ – схема запуска излучателя, СС – схема совпадений, СГ – синхрогенератор, ФПУ – фотоприемное устройство, ВУ – видеоусилитель, ПУ – пороговое устройство

В этой схеме дальномера запуск излучателя осуществляется в пределах длительности импульса синхрогенератора шумовым выбросом приемно-усилительного тракта. Для этого в схему дальномера введены дополнительно схема совпадений и пороговое устройство, уровень срабатывания которого близок к величине среднего квадратического значения шумов на выходе приемно-усилительного тракта. Таким образом, измеряемый временной интервал (соответствующий определяемой дистанции) при каждом измерении будет случайным образом ориентирован по отношению к счетным импульсам измерительного устройства. В результате независимо от значения величины отношения сигнала к шуму усреднение за N измерений снизит случайную погрешность определения дальности примерно в \sqrt{N} раз.

Важной задачей является повышение точности импульсных дальномеров при сокращении времени измерения. Существенно сократить время измерения при усреднении информации о дальности позволяет использование метода косвенной дискретизации периода следования импульсов заполнения временного интервала, являющегося модификацией метода многократной рециркуляции импульсов с последовательным фазовым сдвигом [3, 4]. Сущность этого метода заключается в том, что при усреднении за

N измерений каждый раз измеряемый временной интервал сдвигается по отношению к счетным импульсам на 1/N периода их следования. При этом число счетных импульсов, укладывающихся во временной интервал, при каждом измерении может отличаться только на единицу. Тогда при *N* измерениях *K* раз во временной интервал будет укладываться m+1 счетных импульсов, а (N-K) раз – m счетных импульсов. Следовательно, при усреднении измеряемый временной интервал будет определяться зависимостью

$$\tau_{u_{3M}} = \frac{m(N-K) + (m+1)K}{N}T_c = mT_c + \frac{K}{N}T_c$$

где T_c - период следования счетных импульсов. Таким образом, максимальная погрешность измерения временного интервала будет, например, при использовании метода прямого счета уже составлять не $\pm T_c$, а $\pm \frac{T_c}{T_c}$. Следует заметить, что в этом случае погрешность измерения будет в \sqrt{N} раз

меньше, чем при обычном усреднении.

Техническая реализация этого метода можно проиллюстрировать структурной схемой, приведенной на рис.2.



Рис.2. Структурная схема импульсного оптического дальномера с косвенной дискретизацией периода счетных импульсов

На рис. 2, наряду с приведенными выше обозначениями, использованы следующие: УВОЛЗ – управляемая волоконно-оптическая линия задержки. ДЕЛ – делитель счетных импульсов. В ДЕЛ также формируется сигнал для управления УВОЛЗ.

Представленная схема импульсного оптического дальномера отличается от обычной тем, что синхроимпульсы для запуска излучателя проходят через управляемую волоконно-оптическую линию задержки, а формируются они делителем путем деления счетных импульсов, снимаемых с измерительного устройства.

Естественно, что основным устройством, реализующим рассматриваемый метод, является управляемая волоконно-оптическая линия задержки, схема которой представлена на рис.3. Эта линия задержки состоит из светодиодного излучателя (СДИ), фотоприемника (ФП), схемы управления (СУ), N жидкокристаллических оптических затворов (ЖКЗ), N оптических волокон одинаковой длины, идущих от СДИ к ЖКЗ, и N оптических волокон, идущих от затворов к фотоприемнику.

При этом длина каждого из волокон, идущих к фотоприемнику, больше предыдущего на величину, пропорциональную по времени распространению излучения в них на 1/*N* периода следования счетных импульсов. Таким образом, одно из волокон имеет минимальную (обусловленную конструктивными соображениями) длину, а каждое следующее

волокно больше предыдущего на величину $\frac{T_cC}{N}$ (C – скорость распространения излучения

в волокне). Отметим, что открыт только один из оптических затворов, а схема управления последовательно открывает жидкокристаллические оптические затворы при поступлении на вход управляемой волоконно-оптической линии задержки синхроимпульсов с делителя. Таким образом, запуск излучателя дальномера осуществляется каждый раз с все увеличивающимся временным интервалом по отношению к счетным импульсам.



Рис. 3. Схема управляемой волоконно-оптической линии задержки.

Так как все оптические волокна идут от одного светодиодного излучателя к одному фотоприемнику, то систематическая ошибка сводится к нулю, а случайная погрешность измерения временного интервала уменьшается в *N* раз.

При частоте излучения 10 кГц с использованием устройства пропорционального растягивания временного интервала с коэффициентом k = 10 и частотой счетных импульсов 1 гГц применение рассматриваемой схемы с усреднением за 10 измерений позволит определить дальность с погрешностью ± 3 мм. При этом время измерения составит 10^{-3} с. Чувствительность импульсного дальномера может быть доведена и до величины, меньшей 1 мм.

Предложенные схемы импульсных дальномеров позволяют не только надежно увеличить точность измерений, но и существенно сократить при этом время измерения.

Импульсные оптические дальномеры, построенные на основе метода косвенной дискретизации периода следования счетных импульсов, предназначены, главным образом, для измерения небольших дистанций и могут найти применение в технологических процессах, например, для дефектоскопии разливочных ковшей в сталелитейной промышленности.

Литература

- 1. Лебедько Е.Г., Порфирьев Л.Ф., Хайтун Ф.И. Теория и расчет импульсных и цифровых оптико-электронных систем. Л.: Машиностроение, 1984. 190 с.
- 2. Мирский Г.Я. Измерение временных интервалов, М.; Госэнергоиздат, 1964. 84 с.
- 3. Лебедько Е.Г., Аверьянов Г.А., Хайтун Ф,И. Измерение временного интервала методом многократной рециркуляции с последовательным фазовым сдвигом. // Измерительная техника . 1971. № 10.
- 4. Лебедько Е.Г., Аверьянов Г.А., Хайтун Ф.И. способ дискретного измерения временных интервалов, А.С. № 340340 от 28.02.1972.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КООРДИНАТ НА ОСНОВЕ МЕТОДА "ПРЯМОЙ УГЛОВОЙ ЗАСЕЧКИ" И.А. Коняхин, А.Т. Бузян

Рассмотрена оптико-электронная система контроля положения элементов конструкции радиотелескопа РТ-70 на основе метода "прямой угловой засечки". Приведен общий алгоритм моделирования на системном уровне и пример результатов моделирования.

Введение

Метрологическое обеспечение многих измерительных задач производственной и научной деятельности предусматривает измерение пространственного положения объектов контроля относительно единой жесткой базы в процессе их перемещения.

Совершенствование технологии изготовления современных средств производства, самолетов и кораблей, установок для научных исследований требует точного контроля положения деталей при их сборке, юстировке и последующей эксплуатации. Например, такие измерения обязательны при заключительных операциях сборки и юстировки авиационных и корабельных стапелей, координатных стендов, наземных радиотелеско-пов, блоков ускорителей заряженных частиц.

Структура системы, алгоритм моделирования и основные результаты исследований

Рассмотрим систему измерения пространственных координат на примере системы измерения деформаций элементов радиотелескопа для миллиметрового диапазона длин волн [1]. Радиотелескопы этого класса требует высокоточного контроля формы поверхности зеркала. Основное зеркало нового радиотелескопа РТ-70 имеет диаметр 70 метров, форма зеркала – трехмерная парабола. Поверхность зеркала состоит из 1200 плоских металлических секций. Работа в миллиметровом диапазоне длин волн требует малого (не больше чем 0,1 мм) отклонения поверхности от теоретической трехмерной параболы.

Вес и температура, действующие на элементы конструкции, вызывают деформацию основного зеркала, изменение позиции и линейный сдвиг каждой плоской секции отражающей поверхности относительно теоретической параболы. Для компенсации этих воздействий необходимо реализовать систему для измерения отклонения отражающей поверхности относительно теоретической трехмерной параболы.

Для решения поставленной задачи выбран метод "прямой угловой засечки". Метод предусматривает две ПЗС-камеры, расположенные на фиксированном расстоянии друг от друга на базовом объекте. На объекте контроля расположены элементы, определяющие его пространственное положение.

Каждый из измерительных каналов состоит из одной видеокамеры 1 или 2 (рис. 1), первая закреплена на контррефлекторе, вторая расположена на элементе конструкции радиотелескопа – базовом кольце. Жесткое базовое кольцо расположено в вершине главного зеркала радиотелескопа и является неподвижной базой измерительной системы.

Измерительный канал реализует триангуляционный метод. В соответствии с методом каждая видеокамера измеряет углы визирования светодиода, расположенного в контрольной точке. Измеряются углы визирования в горизонтальной $\varphi 1$, $\varphi 2$ и вертикальной $\mu 1$, $\mu 2$ плоскостях. Для этого ПЗС-матрицы, расположенные в фокальных

плоскостях объективов видеокамер, измеряют координаты изображений x1, y1, x2 и y2 изображений светодиода соответственно (рис. 1).



Рис.1. Реализация прибора по методу "прямой" линейной засечки

Углы визирования и координаты контрольной точки определяются по следующим соотношениям [2]:

$$\varphi_{1} = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\left(\frac{xl}{f}\right), \ \varphi_{2} = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg}\left(\frac{x2}{f}\right), \\
\mu_{1} = \operatorname{arctg}\left(-\frac{yl}{f}\right), \\
\mu_{2} = \frac{B \cdot tg(-\varphi_{1}) \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi_{2})}{tg(-\varphi_{1}) + tg(\pi - \varphi_{2})}, \\
x = \frac$$

где $y = 0.5 \cdot \sqrt{x^2 + z^2} \cdot tg(\mu 1) + 0.5 \cdot \sqrt{z^2 + (B - x)^2} \cdot tg(\mu 2), f - фокусное расстояние$

объективов, В – базовое расстояние между осями видеокамер.

Для исследования составляющих погрешности измерения эффективно компьютерное моделирование.

Использован следующий алгоритм моделирования.

- 1. Задаются координаты X, Y, Z светодиода в контрольной точке.
- 2. Вычисляются координаты изображений светодиода на ПЗС-матрицах видеосистем.
- 3. Моделируется влияющий фактор, например, первичная погрешность измерения координат изображений на ПЗС-матрицах.
- 4. Вычисляются координаты изображений на ПЗС-матрицах после добавления первичной погрешности измерения.
- 5. По формулам метода триангуляции определяются координаты *x*, *y*, *z* светодиода, "измеренные" системой.

Вычисляется погрешность измерения как разность х-Х, у-Ү, z-Z.

С помощью реализованной компьютерной модели выполнены экспериментальные исследования влияния различных составляющих погрешности измерения на точность измерения.

В результате проведенного анализа выявлены следующие первичные погрешности, определяющие точность измерения линейных и угловых координат контролируемого объекта:

- 1. Погрешность измерения координат центра изображения измерительной марки на ПЗС-матрице измерительного оптико-электронного преобразователя (ИОЭП), обусловленная шумами и дискретностью приемной площадки;
- 2. Погрешность измерения, определяемая отклонением величины фокусного расстояния объективов от номинального значения.



Рис. 2. Зависимости погрешности измерения координат от погрешности определения координат изображений на ПЗС



Рис. 3. Влияние относительной погрешности определения фокусного расстояния на погрешность измерения смещений

Как показывают результаты эксперимента, представленные на рис.2, погрешности измерения оптико-электронной системы (ОЭС) линейно зависят от погрешности измерения координат изображений измерительных марок в плоскости анализа ИОЭП.

Зависимость погрешности измерения координаты X0 от погрешности определения фокусного расстояния (фокального отрезка) нелинейна (рис.3). Возможная причина заключается в том, что ОЭС, основанные на методе "прямой угловой засечки", включают два ИОЭП, поэтому действуют две составляющие погрешности для двух фокусных расстояний. Зависимости для других линейных координат, а также для погрешностей измерения углов поворота аналогичны.

Заключение

Эксперименты с компьютерной моделью типового канала, а также теоретический анализ показали, что для рассматриваемой схемы средние значения погрешности находятся в допустимых пределах, но при отдельных экспериментах погрешность измерения превышает допустимую. Для более достоверной оценки необходимо как совершенствование модели для расширения круга учитываемых погрешностей, так и более обширные экспериментальные исследования физической модели типового канала.

Литература

- Бузян А.Т., Коняхин И.А. Исследование системы контроля положения элементов конструкции радиотелескопа РТ-70 на компъютерной модели // VI Международная конференция "Прикладная оптика" 18-21 октября 2004 г. Санкт-Петербург. Россия. Сборник трудов. Т.3. Компьютерные технологии в оптике. СПб: Труды оптического общества им. Д.С. Рождественского, 2004. - С. 215-217.
- 2. Высокоточные угловые измерения / Д.А. Аникст, К.М. Константинович, И.В. Меськин, Э.Д. Панков. Под ред. Ю.Г. Якушенкова, М.: Машиностроение, 1987. 480 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КООРДИНАТ НА ОСНОВЕ МЕТОДА "ОБРАТНОЙ УГЛОВОЙ ЗАСЕЧКИ" И.А. Коняхин, С.В. Михеев

Рассмотрена возможность построения оптико-электронных систем контроля положения с матричным приемником на основе метода "обратной угловой засечки".

В измерительной технике направление, связанное с определением угловых поворотов контролируемого объекта, является актуальным при создании космических систем ориентации и стыковки, систем определения деформации нагруженных опор в энергетике, промышленности и строительной индустрии. Особое место занимают оптико-электронные системы (ОЭС), построенные с применением позиционночувствительных датчиков на основе фоточувствительных приборов с зарядовой связью (ФПЗС) и цифровой обработки изображений.

Используемые в настоящее время ОЭС реализуются как двухканальные системы и используют метод прямой засечки.

Эти системы имеют принципиальный недостаток: для обеспечения требуемой точности необходимо обеспечить высокую идентичность параметров двух измерительных каналов. Выполнение этого условия требует дополнительных систем компенсации температурных и инерционных деформаций. Это обстоятельство значительно усложияет и удорожает систему.

Система, построенная по методу обратной засечки, состоит из активных визирных целей 1 на объекте контроля (рис.1), объектива матричного анализатора 2, матричного анализатора (ФПЗС) 3, устройств сопряжения 4 и компьютера 5, что позволяет измерять линейные и угловые перемещения объекта в трех пространственных координатах. Визирных целей должно быть не менее трех.

Для работы такой системы необходимо точно знать взаимное положение визирных целей. Объектив 2 строит на матричном анализаторе 3 изображение от трех визирных целей, изображение считывается в компьютер 5. Компьютером производится обработка видеокадра и вычисляются координаты объекта по специальным алгоритмам.



Рис.1. Структурная схема ОЭС измерения координат объекта методом "обратной угловой засечки"

Матрица ФПЗС видеокамеры измеряет координаты изображений xa_i , ya_i , za_i (*i*=1,2,3) контрольных точек в собственной системе координат *XA*, *YA*, *ZA*.

Известными величинами являются координаты x_i , y_i , z_i (i = 1, 2, 3) трех контрольных точек объекта в системе координат X1, Y1, Z1 (рис. 2); фокусное расстояние объектива f. Угол поворота системы 3-х визирных целей (контрольные точки) относительно оси ОХ базовой системы Θ 1, угол поворота относительно оси ОУ Θ 2, угол поворот относительно оси ОZ Θ 3 вычисляются микропроцессором, который решает систему уравнений, состоящую из:



Рис.2. Реализация прибора по методу «обратной засечки»

1. шести соотношений для пересчета координат изображений контрольных точек в системе ФПЗС XA, YA, ZA, xa_i, ya_i (i = 1,2,3) в координаты контрольных точек в системе базового объекта X0,Y0,Z0, x00_i, y00_i (i = 1,2,3), полученных по правилу отрезков для оптической системы, а также учтено, что xo_i = x00_i (i = 1,2,3),

 $x0_{i} = xa_{i} \cdot z00_{i} / f \quad y0_{i} = ya_{i} \cdot z00_{i} / f \quad ;$ (1)

2. девяти соотношений для пересчета координат контрольных точек в системе координат XO, YO, ZO xo_i , yo_i , zo_i (i = 1,2,3), в координаты контрольных точек в системе координат X1, Y1, Z1 объекта x_i , y_i , z_i (i = 1,2,3):

$$x0_{i} = x00 + a_{11} \cdot x_{i} + a_{12} \cdot y_{i} + a_{13} \cdot z_{i},$$

$$y0_{i} = y00 + a_{11} \cdot x_{i} + a_{12} \cdot y_{i} + a_{13} \cdot z_{i},$$

$$z0_{i} = z00 + a_{11} \cdot x_{i} + a_{12} \cdot y_{i} + a_{13} \cdot z_{i},$$

$$M = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{33} & a_{33} \end{bmatrix}.$$
(2)

Здесь a_{ij} являются элементами матрицы коэффициентов угловых смещений; $x0_i$, $y0_i$, $z0_i$ – координаты трех контрольных точек в системе X0, Y0, Z0; x_i , y_i , z_i – координаты трех контрольных точек в системе X1, Y1, Z1.

Решением системы будут значения координат трех контрольных точек x_i , y_i , z_i и значения углов поворота плоскости, образованной тремя визирными целями $\Theta 1$, $\Theta 2$, $\Theta 3$ [1].

Система уравнений (1–3) в общем случае не имеет аналитического решения, но может быть решена численно.

Численная модель измерительной ОЭС – двухуровневая. Часть модели реализована в MathCAD (определение координат изображения визирных целей на ФПЗС и вычислений погрешностей). На Delphi реализована программа поиска и определения координат изображения и имитации захвата видеокадра.

Получены зависимости погрешностей определения координат изображения визирных целей на ФПЗС от уровня шума (результат укладывается в теоретические данные), а также от погрешности установки визирных целей. Определено влияние на погрешность измерения аппроксимации распределения освещенности от визирной цели квадратом косинуса и гауссоидой $\exp(-x^2)$.

Моделирование проведено при следующих условиях: задний фокальный отрезок 200 мм, расстояние до контрольных точек 30 м, визирные цели располагаются на окружности радиуса 350 мм.



Рис. 3. Зависимость предельной погрешности определения координаты X центра изображения на ФПЗС-матрице от уровня шума: 1 – распределение освещенности по функции Гаусса, 2 – распределение освещенности по функции соs²(x)



Рис. 4. Зависимость предельной погрешности определения координаты Y центра изображения на ФПЗС-матрице от уровня шума: 1 – распределение освещенности по функции Гаусса, 2 – распределение освещенности по функции соs²(x)

По результатам исследования можно сделать следующие выводы:

- Угловые и линейные перемещения контрольных точек не оказывают влияния на точность определения координат визирных целей.
- Погрешности измерения линейно зависят от величины сигнал/шум.
- Вид функции, аппроксимирующей распределение облученности в изображении визирной цели, не является значимым.
- Общая точность измерения увеличивается пропорционально геометрическому фактору произведению фокусного расстояния объектива на величину базовых отрезков между контрольными точками.

Заключение

В работе исследована возможность реализации измерительной системы угловых и линейных перемещений методом "обратных угловых засечек". Получена структурная схема системы, математическая модель ее функционирования, проведено моделирование работы системы, получены значения погрешностей измерения координат визирных целей от значений отношения сигнал/шум.

Литература

- 1. Высокоточные угловые измерения/Д.А. Аникст, К.М. Константинович, И.В. Меськин, Э.Д. Панков. / Под ред. Ю.Г. Якушенкова. М.: Машиностроение, 1987. 480 с.
- Коняхин И.А., Михеев С.В. Моделирование оптической системы измерения координат объекта методом обратной засечки // VI Международная конференция «Прикладная оптика» 18-21 октября 2004 г. Санкт-Петербург. Россия. Сборник трудов, Т.1(2). Оптическое приборостроение. СПб: Труды оптического общества им. Д.С. Рождественского, 2004. С. 335–338.

ПУТИ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ КОНТРОЛЯ СМЕЩЕНИЙ К.Г. Араканцев, А.В Краснящих, А.Н. Тимофеев, С.Н. Ярышев

В статье рассматриваются пути улучшения параметров и характеристик распределенных оптикоэлектронных систем посредством модернизации основных функциональных блоков и применения оптимальных схем построения.

В настоящее время оптико-электронные системы (ОЭС) играют важную роль при позиционировании и управлении деталями машин, контроле деформаций при строительстве зданий и тоннелей, в судовождении, самолетовождении, системах наведения и слежения в космической технике [1–4]. Особое место при осуществлении непрерывного высокоточного контроля смещений объекта занимают распределенные оптикоэлектронные системы (РОЭС) [5]. Под распределенностью понимаются не только пространственное разделение блоков системы, но также распределение функций обработки информации и повысить точность измерений благодаря возможности первичной фильтрации данных. В связи с развитием электронной базы и программных средств целесообразно оценить пути совершенствования РОЭС контроля смещений.

При многоточечном контроле смещений частей объекта элементы наблюдения обычно рассредоточены в пространстве и находятся на удалении от устройства контроля и управления, поэтому для реализации РОЭС оптимальным является блочномодульный принцип построения. Модульная архитектура обеспечивает гибкость в выборе конфигурации системы, приспосабливаемость к различным условиям, возможность решения различных измерительных задач.

Обобщенная схема РОЭС содержит измерительные каналы (ИК) (рис. 1), связанные каналами передачи данных с центральным управляющим прибором (ЦУП).



Рис. 1. Обобщенная схема распределенной оптико-электронной системы

Возможны три основных принципа построения ИК: аппаратный, программный и программно-аппаратный.

Программно-аппаратный метод реализации позволяет решать самый широкий круг измерительных задач, изменять конфигурацию ИК РОЭС для оптимизации при работе в конкретных условиях, что повышает ее производительность. Этот метод реализует быстродействие аппаратной, а также универсальность, гибкость, адаптацию программной реализаций при одновременной компенсации их недостатков.

В качестве ЦУП обычно используют ПЭВМ. На ПЭВМ возлагают следующие задачи: выбор режима работы ИК, сбор основной и дополнительной измерительной информации, восстановление общей измерительной картины, отображение измерительной и вспомогательной информации, хранение полученных данных, предупреждение о возможных критических ситуациях. Оптическая часть ИК может быть построена по автоколлимационной (АК), авторефлексионной (АФ) и коллимационной схемам.

В АФ схеме оптическое излучение источника 2 (рис. 2) объективом 4 фокусируется в плоскость контрольного элемента 5, в качестве которого может быть использована, например, трипельпризма. В этом случае пучки лучей, строящих изображение источника 2, отразившись от трипельпризмы 5, фокусируются объективом 4 на фоточувствительной площадке фотоприемника (ФП) 1. Сдвиги трипельпризмы 5 в направлении X вызывают смещение изображения X' на ФП

 $X' = X (2f_{ob}/(z - f_{ob})),$ (1) где f_{ob} – фокусное расстояние объектива; *z* – расстояние до контрольного элемента.

Достоинством схемы является то, что размеры изображения источника на ФП всегда равны размерам самого источника [6].



Рис. 2. Схема автоколлимации в сходящихся пучках

В АФ схеме оптическое излучение источника 2 (рис. 3) конденсором 3 фокусируется в плоскость выходного зрачка объектива 5. Контрольный элемент 6, в качестве которого может быть использована, например, трипельпризма, возвращает пучки лучей источника 2 на объектив 5, который строит изображение источника 2 на ФП 1. Сдвиги трипельпризмаы 6 в направлении X вызывают смещение отраженных пучков, что вызывает и смещение изображения X' на ФП [6]:

$$X' = X \left(2f_{\rm ob} / (2z - f_{\rm ob}) \right), \tag{2}$$



Рис. 3. Схема авторефлексионного типа

Сравнительный анализ АК и АФ оптических схем показывает, что при одинаковых параметрах оптических элементов:

- в первой схеме смещение изображения на ФП в два раза больше, чем во второй схеме;
- в первой схеме размер изображения на ФП больше, чем во второй схеме (при условии, что конденсор имеет линейное увеличение, равное 1);
- диапазон контролируемых смещений, который определяется размером ФП, во второй схеме в два раза больше, чем в первой.
Коллимационная оптическая схема является частным случаем АФ, в которой источник оптического излучения, находящийся на контролируемом объекте, конденсором проецируется в плоскость выходного зрачка объектива, который строит изображение источника на ФП [6].

В качестве каналов связи (КС) в РОЭС могут быть использованы беспроводные, кабельные и оптоволоконные КС. Следует подчеркнуть возможность объединения различных типов КС. Это позволит полнее использовать преимущества одних КС и скомпенсировать недостатки других.

В качестве фоточувствительных приемников в ИК РОЭС целесообразно использовать модули на базе приборов с зарядовой связью (ФПЗС) или комплементарных структур металл-окисел-полупроводник (КМОП). Несмотря на дискретный характер ФПЗС (КМОП), в плоскости анализа изображения возможна регистрация координат объекта с точностью до сотых долей элемента [7]. Основными достоинствами таких модулей является высокая позиционная точность регистрации, бесконтактный принцип измерения, малые габариты и масса.

В оптико-электронной системе для контроля соосности и прямолинейности, разработанной на кафедре ОЭПиС СПбГУ ИТМО, все перечисленные положения были реализованы. Система построена по АФ схеме. Смещение контрольного элемента измеряется в двух взаимно перпендикулярных направлениях (по вертикали ± 6 мм, по горизонтали ± 4 мм). Диапазон дистанций измерения составляет 0,5–20 м. Для определения координат X и Y контрольного элемента 6 (рис. 4) использован алгоритм нахождения энергетических «центров тяжести» изображений излучающих диодов 4', 4", формируемых объективом 3 на ФПЗС 1 [7]. По ним рассчитываются координаты середины отрезка, соединяющего «центры тяжести», в приборной системе координат (в пикселях) и определяется коэффициент калибровки для перехода к системе координат в плоскости контрольного элемента.



Рис. 4. Схема оптической части авторефлексионного ИК

В ИК системы (фокусное расстояние объектива 250 мм, ПЗС матрица ICX259AL 1/3' (750×576 пикселов) фирмы SONY) определенная экспериментально суммарная погрешность измерений координат *X* и *Y* на дистанциях до 6 м не превышала 0,015 мм. Аналого-цифровое преобразование и предварительная обработка цифровой информации (расчет координат КЭ в пикселях) в этой системе происходит в оптикоэлектронном измерительном преобразователе (ОЭИП). Затем эта первичная измерительная информация передается в центральный блок (ноутбук) в предельно сжатом виде, что резко снижает требования к пропускной способности линии связи. Центральный блок получает результаты измерений ОЭИП, вычисляет коэффициент калибровки и отображает окончательный результат [8].

При описанной схеме реализации параметры и характеристики ОЭИП определяют параметры всей системы в целом. Основные пути улучшения характеристик измерительного модуля – следующие:

- применение фотоприемников, обеспечивающих более высокую разрешающую способность;
- оптимизация алгоритмов обработки информации как в самом модуле, так и в ЦБ системы;
- использование более новой элементной базы в схемотехнике измерительного модуля;
- использование сигнальных процессоров для обработки видеосигналов.

В системе в качестве фотоприемника использована стандартная телевизионная камера, которая работает в стандартном телевизионном режиме. Это накладывает определенные ограничения, в частности:

- формат фотоприемника, соответствующий формату, принятому в телевидении, составляет 500×576 элементов (стандартное разрешение) или 750×576 элементов (повышенное разрешение), чего в ряде случаев недостаточно. Матричные фотоприемники с большим разрешением в стандартных видеокамерах не применяются;
- кадровая частота составляет 25 кадров в секунду при чересстрочной развертке. Такой формат не всегда удобно обрабатывать. Если использовать весь кадр, его нужно складывать через строку из двух полей. Для этого требуются дополнительные аппаратные средства. Кроме того, два поля, полученные через промежуток времени 20 мс, для движущихся изображений раздваиваются при складывании их в кадр, что недопустимо;
- максимальное отношение сигнала к шуму составляет около 45 дБ, что для измерительных задач бывает недостаточно;
- в стандартной телевизионной камере есть ряд автоматических регулировок, которые при измерительных задачах излишни.

Основным способом снижения погрешности измерения является применение фотоприемников с большим разрешением. Погрешность уменьшается обратно пропорционально числу элементов по ответствующей координате. Есть смысл использовать матричные фотоприемники цифровых фотоаппаратов. Наиболее разумным в настоящее время является использование матриц разрешением 3,3 и 5 мегапиксел.

Фотоприемники ФПЗС обеспечивают более высокую чувствительность, но они дороги и требуют более сложной схемотехники. Фотоприемники КМОП имеют чувствительность примерно в 2 раза хуже, но зато значительно меньше стоят. Кроме того, в состав микросхемы КМОП фотоприемника входит схема управления ее работой и аналого-цифровой преобразователь.

Во многих случаях двухкоординатные измерители не нужны, вполне достаточно одной координаты. Тогда матричный фотоприемник можно заменить на линейный. Техническая реализация измерительного модуля на линейном фотоприемнике значительно проще и дешевле.

В измерительных системах не обязательно придерживаться стандартной кадровой частоты и чересстрочной развертки, если не требуется визуализация видеосигнала на стандартном телевизионном мониторе. Обычно такая визуализация используется как вспомогательный режим при настройке оборудования. Вместе с тем цифровая измери-

тельная система имеет возможность вывести оцифрованный видеосигнал на внешний компьютер для его визуализации на компьютерном мониторе. В последнем случае стандартный телевизионный режим не требуется.

Кадровая частота может быть изменена как в большую, так и в меньшую сторону. При увеличении тактовой частоты можно добиться повышенного быстродействия системы, т.е. увеличить число измерений в единицу времени. Но при этом возможен проигрыш в чувствительности и электропотреблении системы. Кроме этого, возможно, потребуется замена элементной базы на более быстродействующую.

При уменьшении кадровой частоты реализуется так называемый малокадровый режим. При этом повышается чувствительность фотоприемника и могут быть уменьшены его шумы. Как правило, при стандартной кадровой частоте отношение максимального сигнала к шуму не превышает 45 дБ, и при этом достаточно 8-разрядного АЦП (256 уровней квантования). При малокадровом режиме отношение сигнала к шуму может быть свыше 60 дБ. В этом случае для корректного аналого-цифрового преобразования потребуется АЦП на 10 или 12 разрядов (1024 или 4096 уровней квантования). Соответственно, видеосигнал будет передан точнее, что положительно скажется на параметрах системы, в том числе и точности измерения.

Элементная база устройств видеотехники постоянно совершенствуется, поэтому в новых разработках измерительных модулей нужно применить новые компоненты, существенно улучшающие как технические, так и потребительские характеристики. К таким изменениям можно отнести следующие:

- применение КМОП-фотоприемников большого формата со встроенным 10разрядным АЦП;
- использование микроконтроллеров с повышенным быстродействием. В частности, используемые в настоящее время микроконтроллеры семейства MSC-51 увеличили свое быстродействие до 50 раз за счет увеличения тактовой частоты и снижения количества тактов на одну команду. Кроме того, увеличилась встроенная память программ и данных, что может сократить число внешних микросхем;
- использование микросхем программируемой логики высокой интеграции. В этом случае часть функций, которые выполняет микроконтроллер, можно перевести на уровень аппаратной обработки, реализованной на микросхемах программируемой логики. Кроме того, объем памяти этих микросхем таков, что можно отказаться от внешнего микроконтроллера, а его задачи реализовать прямо в микросхеме программируемой логики;
- использование микросхем синхронной динамической памяти в качестве кадровых буферов вместо используемой сейчас статической памяти. При этом резко увеличится доступная емкость на одну микросхему. При использовании статической памяти объем составляет 512 КБ на микросхему, чего оказывается недостаточно для хранения одного полного кадра форматом 500×576 элементов. При использовании динамической памяти объем легко увеличивается до 32 МБ. Такого объема будет достаточно для обработки изображений с матриц больших форматов (вплоть до 8 мегапикселов), причем доступна будет обработка сигналов с нескольких смежных кадров;
- применение в качестве устройства обработки высокоэффективных сигнальных процессоров, предназначенных для обработки видеосигналов в реальном времени. Современный сигнальный процессор имеет быстродействие свыше 5 миллиардов операций с фиксированной точкой. Но для этого требуется высокая оптимизация алгоритма обработки и программного кода;
- использовать более эффективные устройства для реализации интерфейса RS-485.
 Новые микросхемы позволяют ввести гальваническую развязку канала связи. Другие микросхемы позволяют заметно увеличить пропускную способность линии свя-

зи и повысить нагрузочную способность. Это приводит к увеличению длины информационной магистрали и увеличению числа устройств на ней до 256.;

• можно ввести недорогой малогабаритный дисплей, позволяющий оперативно следить за работой измерительного модуля и получать локальную измерительную информацию прямо на модуле без использования компьютера.

Алгоритмы обработки видеоинформации также могут быть усовершенствованы по сравнению с имеющимися. Основные изменения могут быть следующими:

- перевести часть функций на аппаратный уровень Например, процедуру поиска изображения источника можно производить аппаратно с использованием программируемой логики в реальном времени еще до начала обработки полученного сигнала микроконтроллером;
- обеспечить программную поддержку измерений одновременно нескольких источников в одном поле зрения;
- обеспечить предварительную селекцию объектов по определенным признакам (величина освещенности, введения объектов простой формы и пр.);
- производить предварительную обработку для повышения отношения сигнала к шуму;
- ввести сложную обработку сигнала для повышения точности например, обработка по методу наименьших квадратов. Это позволит достичь потенциальной точности на уровне 0,02–0,05 от размера элемента;
- производить первичную и периодическую калибровку измерительного модуля коррекцию неравномерности чувствительности, неравномерности темнового фона, неравномерности статической характеристики по обеим координатам и других влияющих на точность факторов, носящих детерминированный характер;
- ввести развернутые сервисные режимы, позволяющие производить гибкую настройку измерительного модуля.

На основании изложенного выше можно заключить, что в распределенных оптико-электронных системах, предназначенных для контроля смещений, целесообразно:

- измерительный канал реализовывать по программно-аппаратному методу;
- для уменьшения погрешности и увеличения диапазона измерений использовать фотоприемники большого формата на основе КМОП-структур;
- использовать в измерительном модуле микроконтроллеры высокого быстродействия, синхронную динамической памяти, микросхемы программируемой логики, видеопроцессоры.

Работа выполнена частично в рамках НИР «Исследование адекватности моделей оптико-физических явлений в природных и антропогенных объектах и информационных оптико-электронных системах спектрозонального мониторинга» (№ 10003), проводимых по заданию Министерства образования Российской Федерации в 2004 г., и НИР «Исследование оптико-электронной системы контроля состояния средств освоения ресурсов Мирового океана с целью оптимизации объемов информационных потоков и структуры системы» НТП «Научные исследования высшей школы по приоритетным направлениям науки и техники», подпрограмма «Новые авиационные космические и транспортные технологии».

Литература

- 1. Вагнер Е.Т. Лазеры в самолетостроении. М.: Машиностроение, 1982.184 с.
- 2. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной. Монография / Под общей редакцией Э.Д. Панкова СПб, ИТМО, 1998. 238 с.

- 3. Сытник В.С. Лазерные геодезические приборы в строительстве. М.: Стройиздат, Будапешт, Мюсекл, 1988. 200 с.
- 4. Васютинский И.Ю., Рязанцев Г.Е., Ямбаев Х.К. Геодезические приборы при строительно-монтажных работах. М.: Недра, 1982. 272 с.
- 5. Коротаев В.В., Краснящих А.В. Исследование измерительного канала распределенной оптико-электронной системы контроля деформации крупногабаритных инженерных сооружений.// Сборник трудов конференции "Оптика 2003" 20-23 октября 2003 г, Санкт-Петербург, СПб, ГОИ..
- 6. Афанасьев В.А., Усов В.С. Оптические приборы и методы контроля прямолинейности в инженерной геодезии. М.: Недра, 1973. С. 152.
- 7. Соломатин В.А., Якушенков Ю.Г. Сравнение некоторых способов определения координат изображений, осуществляемых с помощью многоэлементных приемников излучения. // Известия вузов Приборостроение. 1986. № 9. С. 62–69.
- 8. Крайлюк А.Д., Краснящих А.В., Мусяков В.Л., Тимофеев А.Н., Ярышев С.Н. Оптико-электронная система контроля положения центра корпусных деталей турбоагрегатов относительно оптической оси // Изв. вузов. Приборостроение. 2003. Т. 46, №8. С. 61–63.

ВОЗМОЖНОСТЬ ПЕРЕДАЧИ НЕПРЕРЫВНОЙ ИНФОРМАЦИИ ПО ОПТИЧЕСКИМ КАНАЛАМ СВЯЗИ Е.Г. Лебелько

Рассматривается возможность увеличения протяженности оптической линии связи при передачи непрерывных сообщений заданной средней мощности.

Основная задача любого, в том числе и оптического, канала связи является передача информации с минимальными искажениями. Достигается это, главным образом, путем кодирования сообщения. Не менее важной задачей является и обеспечение максимальной дальности действия линии связи, которое в идеальных условиях определяется пороговой чувствительностью приемных систем при заданных энергиях излучения. В оптических каналах связи вторая задача является наиболее актуальной, особенно при передаче непрерывных сообщений, когда можно устанавливать связь открытым текстом, не опасаясь перехвата информации или ее принудительного искажения. Кроме открытых оптических каналов связи чрезвычайно важно увеличить дальность действия волоконно-оптических линий без дополнительных ретрансляторов, особенно, если их установка затруднена или требует больших затрат.

Настоящее сообщение посвящено теоретической оценке возможности увеличения дальности действия оптического канала связи при передаче непрерывного сообщения без потери информации.

Положим, требуется передать непрерывное сообщение $\Phi(t)$ (кривая 1 рис.1) со средней мощностью P_c и со спектральной функцией, ограниченной частотой F.



Рис.1 Временные диаграммы непрерывного сообщения (кривая 1), эквивалентного ему дискретного сообщения (кривая 2) и сжатых во времени импульсов элементов дискретного сообщения (кривая 3).

В соответствии с теоремой отсчетов [1] временная функция $\Phi(t)$ полностью определяется значениями ее ординат в точках, отстоящих друг от друга на интервалы времени Δt , равные

$$\Delta t = \frac{1}{2F}.$$

Следовательно, можно без потери передаваемой информации заменить это непрерывное сообщение дискретным (кривая 2) с длительностью элементов сообщения Δt и той же средней мощностью P_c . Положим, что передача будет осуществляться импульсами, величина которых равна значениям состояний дискретного сообщения, а длительность близка к Δt . Энергия этих оптических импульсов равна $\Phi_i \Delta t$, а средняя мощность такого сообщения остается равной средней мощности исходного непрерывного сообщения.

Сократим длительность передаваемых импульсов в *n* раз при сохранении их энергии (кривые 3), т.е. при выполнении условия

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{i0}(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} n \Phi_{i0}(nt) dt, \qquad (1)$$

где $\Phi_{i0}(t)$ – исходные импульсы.

Будем также исходить из того, что шумы имеют наиболее опасную статистику для обнаружения и оценки параметров сигналов – гауссову, а прием импульсов осуществляется в условиях оптимальной фильтрации при любых их длительностях. Следует отметить, что используется оптимальная фильтрация для приема одиночного импульса.

В этом случае энергетический выигрыш η от преобразования энергетического подобия, т.е. от сокращения длительности оптического импульса при выполнении условия (1), определяется, согласно [2], соотношением

$$\eta = \frac{\mu_{j}}{\mu_{0}} = \left\{ n \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left|S(j\omega)\right|^{2}}{G(n\omega)} d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left|S(j\omega)\right|^{2}}{G(\omega)} d\omega} \right\}^{\frac{1}{2}},$$
(2)

где μ_0 и μ_j – отношения сигнала к шуму при исходном и преобразованном оптических импульсах, $S(j\omega)$ – спектральная функция исходного импульса, $G(\omega)$ – энергетический спектр шумов. При белом гауссовом шуме формула (2) принимает вид $\eta = \sqrt{n}$. Следовательно, протяженность открытой оптической линии связи в этом случае при сохранении заданной средней мощности непрерывного сообщения увеличится в $\sqrt[4]{n}$ раз, а волоконно-оптической – в \sqrt{n} раз.

Таким образом, используя теорему отсчетов и преобразование энергетического подобия оптических сигналов, можно существенно увеличить дальность действия открытых оптических каналов связи для передачи непрерывного сообщения при заданной средней мощности излучения, а в волоконно-оптических отказаться от ретрансляторов. Естественно, такая возможность имеет место только для оптических каналов связи вследствие квадратичного преобразования излучения селективными фотоприемниками. Следует учитывать то, что при слишком коротких импульсах, когда шумы приобретают явно дискретную структуру и подчиняются уже закону Пуассона, эффективность рассмотренных преобразований падает [2].

Литература

- 1. Клюев Н.И. Информационные основы передачи сообщений. М.: Сов. радио, 1966. 360 с.
- 2. Лебедько Е.Г., Порфирьев Л.Ф., Хайтун Ф.И. Теория и расчет импульсных и цифровых оптико-электронных систем. Л.: Машиностроение, 1984. 190 с

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ШИРОКОДИАПАЗОННОГО АВТОКОЛЛИМАТОРА И.А. Коняхин, А.М. Ворона

Приведены результаты экспериментального исследования автоколлиматора, способного работать как в точном, так и в широкодиапазонном режиме. Сделаны выводы о целесообразности практического применения рассмотренного метода.

Введение

В процессе точного монтажа крупногабаритных объектов, например частей фюзеляжа самолета, монтажная операция состоит из двух этапов: предварительной установки монтируемого блока и последующего этапа точной установки блока на место. На этапе предварительной установки монтируемого блока необходим прибор, обладающей широким диапазоном измерения, при этом его точность может быть хуже, чем требуемая точность итоговой установки блока. На втором этапе необходим прибор, точность которого должна обеспечивать требуемую точность монтажа блока. В настоящее время на разных этапах монтажа используются различные приборы [1, 2].

В работе экспериментально подтверждена возможность использования в таких процессах автоколлимационных углоизмерительных систем с уголковым отражателем с малым отклонением одного из двугранных углов от 90° и дополнительным отражающим покрытием на передней грани призмы.

Теоретическое обоснование выбора контрольного элемента

Хорошо известно [3–6], что для автоколлимационных углоизмерительных систем как диапазон измеряемых прибором углов, так и погрешность измерения в первую очередь определяются коэффициентом оптической редукции используемого контрольного элемента (КЭ). Малым коэффициентом оптической редукции обладает уголковый отражатель с малым отклонением одного из двугранных улов от 90° [7]. Такой отражатель удобно выполнить в виде трипель-призмы. Он обладает свойством раздваивать падающий на него параллельный пучок на два, идущих под равными углами к падающему, что вызывает появление двух автоколлимационных изображений, 1 и 2 (рис. 1), марки в фокальной плоскости объектива автоколлиматора.



Рис. 1. Изображения в плоскости анализа ОЭС

При повороте контролируемого объекта (а вместе с ним и КЭ) отраженные пучки синхронно поворачиваются относительно базового направления, что вызывает смещение двух изображений марки в фокальной плоскости объектива автоколлиматора. Измеряя это смещение, можно определить пространственное положение объекта.

Наряду с отражением пучка от отражающих граней КЭ, существует и отражение от передней грани призмы как от автоколлимационного зеркала. Поэтому в фокальной плоскости объектива автоколлиматора находится и третье автоколлимационное изображение марки, 3 (рис. 1).

При разворотах контролируемого объекта, а, следовательно, и КЭ, относительно двух осей, перпендикулярных линии, соединяющей объекты, автоколлимационное изображение марки (изображение 3 на рис. 1) будет смещаться по двум координатам. Измеряя смещения β и γ , пропорциональные удвоенному углу поворота зеркальной передней грани, можно определить величины поворотов контролируемого объекта относительно двух осей, перпендикулярных линии, соединяющей объекты.

Смещения изображений 1 и 2 связаны с углом поворота КЭ выражением [8]:

$$a = \alpha_c \cdot f'_k = k_{\Pi} \cdot \alpha_3 \cdot f'_k \tag{1}$$

где α – угол отклонения отраженного оптического пучка, f_k – фокусное расстояние автоколлиматора, k_{Π} – коэффициент преобразования КЭ, α_3 – измеряемый угол поворота КЭ.

Для исследуемого отражателя с отклонением от идеальной формы δ=6' коэффициент преобразования равен

$$k_{\Pi} = \frac{2\sqrt{3}}{3} \cdot \delta = 0.0020 \tag{2}$$

Для изображения 3 коэффициент преобразования равен 2, так как он образован отражением от плоской передней грани трипель-призмы.

Таким образом, смещения изображений 1 и 2 связаны с углом поворота КЭ с $k_{\Pi} = 0.002$, а смещение изображения 3 с $k_{\Pi} = 2$. В результате возможны как измерения с высокой точностью – по смещению изображения 3, так и измерения с меньшей точностью, но в большем диапазоне – по смещению изображения 1 или 2.

Описание эксперимента

Эксперимент состоял из двух независимых серий.

В первой серии изучена статическая характеристика системы при смещении контролируемого объекта в горизонтальной плоскости. Изображение 3 смещается по горизонтали относительно расположенных на вертикальной оси изображений 1 и 2 (см. рис. 2), что исключает ситуацию наложения изображений.

Во второй серии эксперимента изучена статическая характеристика системы при вертикальном смещении контролируемого объекта. В этом случае автоколлимационное изображение 3 от передней грани КЭ перемещается по вертикали и при определенных положениях контролируемого объекта может совпадать с другими изображениями.

Измерения произведены в диапазоне ±5° с шагом 30' и в диапазоне ±30' с шагом 3'. Каждое измерение повторялось десятикратно.

Результаты эксперимента

В каждой серии экспериментов наблюдалось смещение изображений по обеим координатам. В приведенных ниже графиках и расчетах использована величина смещения

$$s = \sqrt{x^2 + y^2} , \qquad (2)$$

где *х* и – смещения изображения в долях элемента ПЗС по строкам и столбцам относительно точки, соответствующей положению "0" контролируемого объекта, соответственно.



Рис. 2. Вид плоскости анализа при эксперименте (инвертированная фотография). Цифрами обозначены изображения, соответствующие рис. 1



Рис. 3. Значения ошибки измерения угла при работе в широкодиапазонном режиме в горизонтальной плоскости

При измерении углового положения объекта без учета автоколлимационного отражения от передней грани КЭ в рассмотрение бралось смещение одного из изображений 1 или 2 (рис. 1), так как изображения в любой момент времени симметричны относительной осевой точки.

При измерении углового положения объекта с учетом автоколлимационного отражения положения изображений 1 и 2 не учитывались.

Случайная составляющая погрешности определения положения изображения в плоскости ФПЗС в процессе эксперимента составила 0,01 размера элемента ФПЗС.

Статическая характеристика системы в широкодиапазрнном режиме (в диапазоне ±5°) при повороте объекта в горизонтальной плоскости аппроксимируется линейной зависимостью. Отклонения измеренных величин углового поворота от линейной зависимости, определяющие ошибку измерения, приведены на рис. 3.

Аналогично были исследованы статические характеристики системы при работе в вертикальной плоскости и в точном режиме. Результаты анализа экспериментальных данных приведены в таблице. Из сводной таблицы результатов обработки экспериментальных данных следует, что исследуемая ОЭС измерения углового положения объекта обеспечивает одновременно как широкий диапазон измеряемой величины, так и повышенную точность измерения в центральной части диапазона (±30').

Положение КЭ	№ изображе- ния	Диапазон	Коэффициент передачи, к	∆k	Погрешность из-
			элем/угл. мин.		угл. мин.
Горизонтальное	1	±5°	-0,00819	$4 \cdot 10^{-5}$	4,16
	3	±30'	-8,584	0,015	0,13
Вертикальное	1	$\pm 5^{\circ}$	-0,00862	6·10 ⁻⁵	5,66
	3	±30'	-8,605	0,022	0,18

Таблица. Результаты обработки экспериментальных данных

Использование отражателей такого типа позволяет увеличить точность и диапазон измерений ОЭС измерения углового положения объекта. При этом не происходит увеличения массогабаритных характеристик системы в целом, а только усложняется алгоритм обработки информации с ФПЗС.

Заключение

В результате проделанной работы:

- 1. доказана эффективность использования исследуемой двухрежимной ОЭС для измерения углов поворота объекта в процессе монтажа;
- 2. получены экспериментальныей данные, подтверждающие правильность теоретических положений, описывающих работу специального КЭ;
- 3. получены экспериментальные данные по чувствительности и погрешности измерения экспериментального образца исследуемой системы.

Литература

- 1. Высокоточные угловые измерения / Под ред. Ю.Г. Якушенкова, М.: Машиностроение, 1987. 480 с.
- 2. Голубовский Ю.М. Фотоэлектрические автоколлиматоры. // Оптико-механическая промышленность. 1970. № 5.
- Мусяков В.Л., Панков Э.Д. К вопросу об использовании уголкового отражателя для измерения скручивания. / В сб.: Оптико-электронные приборы в контрольноизмерительной технике, под ред. проф. Л.Ф. Порфирьева. Труды ЛИТМО, вып. 81, 1975.
- 4. Ханох Б.Ю., Бондаренко И.Д. Взаимная ориентация двух объектов при помощи тетраэдрического светового отражателя. // Вестник АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1975, №6.
- 5. Коняхин И.А., Панков Э.Л. Отражатель для трехкоординатного оптикоэлектронного угломера. / Материалы семинара. Оптико-электронные приборы в системах контроля и управления, М.: МДНТП, 1978.
- 6. Тудоровский А.И. Отражательные системы с тремя взаимно-перпендикулярными плоскостями в случае небольших отклонений углов от прямого. / Тр./ГОИ, М.: Оборонгиз, 1941, XIV.
- 7. Коняхин И.А., Панков Э.Д. // ОМП. 1980. № 3. С. 19.
- 8. Коняхин И.А., Панков Э.Д. Трехкоординатные оптические и оптико-электронные угломеры. Справочник. М.: Недра, 1991. 224 с ил.

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ДЕФОРМАЦИЙ КРУПНОРАЗМЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ И.А. Коняхин, А.Д. Мерсон

Рассматриваются особенности моделирования оптико-электронных систем измерения деформаций крупноразмерных объектов на примере системы контроля деформаций главного зеркала радиотелескопа. Авторами была создана компьютерная модель и проведено исследование влияния первичных погрешностей, действующих в системе.

Введение

Направление в измерительной технике, связанное с определением линейных смещений и угловых поворотов контролируемого объекта, является актуальным и развивающимся. Примерами могут служить: в приборостроении – контроль геометрических параметров изделий и их пространственного положения, в навигации и ориентации – определения положения ориентируемого объекта относительно выбранной системы координат, в строительстве – контроль отдельных элементов и сооружений в целом, в астрономии и геодезии – определение координат небесных или наземных объектов.

В частности, задача создания радиотелескопа требует использования системы контроля деформаций его элементов.

1. Система контроля деформаций элементов радиотелескопа. Метод «прямой» угловой засечки

Основным элементом радиотелескопа является главное зеркало. Оно представляет собой трехмерную параболу диаметром 50–100 метров и состоит из большого (от 1000 до 2000) количества металлических пластин. Под действием веса и колебаний температуры окружающей среды происходит изменение положения каждой пластины, в результате чего поверхность зеркала отклоняется от теоретической параболы. Для решения этой проблемы требуется создание системы контроля деформации главного зеркала, которая должна, в частности, должна измерять смещения отдельных пластин относительно их начального положения.

Для этого используется метод «прямой» угловой засечки. Суть метода заключается в следующем: на базовом объекте на фиксированном расстоянии друг от друга располагаются две ПЗС-камеры. На объекте контроля находятся элементы, определяющие его пространственное положение – например, лазерные светодиоды.



Рис. 1. Схема расположения ПЗС-камер на радиотелескопе

Камеры 1 и 2 закреплены на базовом кольце. Это неподвижный элемент конструкции, обеспечивающий базу измерительной системы. Расстояние между камерами фиксировано и равно В.

С помощью камер измеряются координаты изображений контрольной точки в плоскости ПЗС-матриц. Затем по формулам (1) определяются углы визирования φ 1 и φ 2 в горизонтальной плоскости и μ 1 и μ 2 в вертикальной, которые, в свою очередь, позволяют рассчитать координаты *x*, *y*, *z* контрольной точки в базовой системе координат [1].

$$\varphi l = \frac{\pi}{2} - arctg\left(\frac{xl}{f}\right), \ \varphi 2 = \frac{\pi}{2} + arctg\left(\frac{x2}{f}\right),$$

$$\mu l = arctg\left(-\frac{yl}{f}\right), \ \mu 2 = arctg\left(-\frac{y2}{f}\right)$$

$$z = \frac{B \cdot tg(-\varphi 1) \cdot tg(\pi - \varphi 2)}{tg(-\varphi 1) + tg(\pi - \varphi 2)}, \ x = \frac{B \cdot tg(\pi - \varphi 2)}{tg(-\varphi 1) + tg(\pi - \varphi 2)}.$$

$$y = 0.5 \cdot \sqrt{x^2 + z^2} \cdot tg(\mu 1) + 0.5 \cdot \sqrt{z^2 + (B - x)^2} \cdot tg(\mu 2).$$

$$(1)$$

Здесь f – фокусное расстояние объективов, B – базовое расстояние между осями видеокамер, x1, y1, x2, y2 – координаты изображений на ПЗС-матрицах.



Рис. 2. Схема метода «прямой» угловой засечки.

Важное значение имеет исследование погрешностей, действующих в такой системе. Предварительное исследование погрешностей практичнее всего производить на компьютерной модели системы. Авторами было произведено исследование составляющих погрешности измерения координат контрольной точки с помощью реализованной компьютерной модели.

2. Результаты исследования составляющих погрешности измерения координат контрольной точки

В результате предварительного анализа были выявлены следующие базовые погрешности, оказывающие наибольшее влияние.

1. погрешность углов визирования ПЗС-камер;

2. погрешность измерения координат центра изображения на ПЗС-матрицах.

Их графики представлены на рис. 3-5.:



Рис. 3. Зависимость погрешности определения координаты х от погрешности угла визирования при различных расстояниях до контрольной точки.



Рис. 4 Зависимость погрешности определения координаты z от погрешности угла визирования при различных расстояниях до контрольной точки.



Рис. 5. Зависимость погрешности определения координаты у от погрешности ПЗС-матрицы при различных расстояниях до контрольной точки.

В результате анализа были сделаны следующие выводы.

1. Погрешность углов визирования оптических осей ПЗС-камер оказывает на порядок большее влияние, чем погрешность измерения координат изображения на ПЗС-матрице.

2. Погрешность измерения координаты z в несколько раз превышает погрешности измерения координат x и y, причем разница растет с увеличением расстояния до контрольной точки.

3. Погрешности измерения гиперболически зависят от расстояния до контрольной точки.

Заключение

В работе исследовано влияние первичных погрешностей, действующих в системе контроля деформаций главного зеркала радиотелескопа, с помощью компьютерной модели. В результате проведенного исследования подтверждена эффективность компьютерного моделирования при проектировании оптико-электронных систем измерения деформаций крупноразмерных объектов.

Литература

1. Высокоточные угловые измерения / Д.А. Аникст, К.М. Константинович, И.В. Меськин, Э.Д. Панков. Под ред. Ю.Г. Якушенкова, М.: Машиностроение, 1987. 480 с.

КОМПЕНСАЦИОННЫЙ АЛГОРИТМ АВТОКОЛЛИМАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ И.А.Коняхин, Лю Лэй

Рассмотрен вариант аналитического описания эффекта виньетирования пучка приемным объективом при автоколлимационных измерениях, позволяющий построить оригинальный алгоритм компенсации возникающей погрешности измерения

Автоколлимационные измерительные системы широко используются для контроля угловых и линейных смещений в производственной и научной деятельности [1]. Преимуществом автоколлимационных систем является пассивная схема измерения, в соответствии с которой на контролируемом объекте располагается стеклянный или призменный контрольный элемент (см. рис. 1). Контрольный элемент отражает пучок приемо-излучающего автоколлиматора, при этом ориентация этого пучка определяет измеряемую угловую или линейную координату контролируемого объекта.

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



Рис. 1. Схема автоколлимационных измерений

Рассматриваемая составляющая погрешности σE возникает вследствие неодинакового виньетирования элементарных пучков лучей, формирующих изображение марки излучающего канала автоколлиматора в плоскости анализа приемного канала автоколлиматора и расположенных симметрично относительно оптической оси. (рис. 2). Виньетирующими элементами являются расположенные последовательно по ходу пучка оправы оптических элементов: контрольного элемента, объектива излучающей системы и объектива приемной автоколлиматора.



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

До поворота контрольного элемента центры сечений пучков от внеосевых точек марки смещены в плоскости входного зрачка приемного объектива относительно оптической оси на одинаковую величину. При этом каждое сечение не полностью вписывается в контур входного зрачка, что приводит к виньетированию (срезанию) пучка и, соответственно, к уменьшению облученности изображения внеосевой точки по сравнению с точкой, расположенной на оптической оси. Относительная величина облученности во внеосевой точке, расположенной под углом визирования из центра выходного зрачка приемного объектива β, описывается функцией виньетирования E(β):

$$E(\beta) = \frac{Q(\beta_a)}{Q(\beta_0)},\tag{1}$$

где Q(β_a) – площадь перекрытия сечения элементарного пучка лучей оправой приемного объектива для внеосевой и Q(β_0) – для осевой точек (рис. 2).

До поворота контрольного элемента симметричные точки изображения имеют одинаковую величину β_a , площади $Q_{np}(\beta_0)$ равны, вид функции распределения облученности в изображении $E(\beta)$ симметричен (рис. 3).



Рис. 3. Распределение облученности в изображении марки

При повороте отражателя на угол θ вследствие смещения отраженного пучка в плоскости входного зрачка приемной системы симметричным точкам изображения марки уже будут соответствовать различные значения функции виньетирования $E(\beta)$. Вследствие этого происходит несимметричное перераспределение потока излучения в изображении марки (рис. 3). В итоге энергетическая ось изображения марки смещается относительно геометрической оси симметрии. Поскольку анализатор автоколлиматора фиксирует смещения именно энергетического центра изображения, а измеряемый угол поворота контрольного элемента пропорционален смещению геометрического центра, явление виньетирования приводит к погрешности измерения σE .

Анализ показывает, что даже при относительно малом диапазоне измерения – до 30 угловых минут на дистанции от 1 метра относительная погрешность измерения составляет величину не менее 10 %, что недопустимо при высокоточных измерениях [2].

Рассматриваемая погрешность является систематической, что в принципе позволяет ее скомпенсировать, учитывая теоретически рассчитанную погрешность виньетирования при обработке результатов измерений.

Необходимые для разработки компенсационного алгоритма измерения аналитические выражения для одномерного случая расположения точек в меридиональном сечении получены в предыдущей работе авторов [3].

$$E(r) = \frac{2}{\pi} (\arccos(\gamma(r)) - \sqrt{1 - \gamma(r)^2} \cdot \gamma(r)), \qquad (2)$$

$$\gamma(r) = \frac{L}{\frac{D}{2} \cdot f} \cdot r \quad , \tag{3}$$

где *D* – диаметр зрачка объектива автоколлиматора, г – радиус, определяющий фактическое положение точки марки, координата точки по оси ОУ' (рис. 4).



Рис. 4. Схема формирования изображения марки в плоскости анализа

Координата r_{lim} , соответствующая границе изображения, определяется как корень уравнения E(r) = 0 и составляет

$$r_{\rm lim} = \frac{D \cdot f}{2 \cdot L}.\tag{4}$$

Назовем эту величину «предельный радиус виньетированного изображения» (термин авторов).

Теперь функция относительной облученности для различных габаритных соотношений может быть записана в виде нормированной функции $E(\rho)$, по форме совпадающей с выражением (2) для E(r), аргументом которой является относительная величина радиуса точки:

$$\rho = \frac{r}{r_{\rm lim}} \,. \tag{5}$$

Определим величину возникающей погрешности вследствие виньетирования (марка неограниченного размера)



Рис. 5. Формирование изображения марки при повороте контрольного элемента

При повороте контрольного элемента на угол θ_1 отраженные пучки в соответствии с законом отражения отклоняются на удвоенный угол $\alpha = 2 \cdot \theta_1$. В гипотетическом случае неограниченной по размеру марки распределение облученности в изображении будет описываться функцией вида (2). Координата максимума симметричной функции $E(\beta,$ θ_1) в угловой мере равна $\beta \tilde{0} = \theta_1$. Это означает, что в рассматриваемом случае смещение центра изображения марки пропорционально однократной величине угла поворота зеркала.

В результате алгоритм измерения угла поворота является авторефлексионным и определяется выражением:

$$\theta = \operatorname{arctg}\left(\frac{dr}{f}\right),\tag{6}$$

где dr – смещение максимума функции облученности вследствие поворота зеркала на угол θ , численно равное смещению геометрического центра изображения марки.

Поскольку геометрический центр изображения совпадает с максимумом функции распределения облученности и, вследствие ее симметричности, с энергетическим центром изображения, погрешности измерения не возникает.

В реальной системе радиус излучающей марки конечен, и, как правило, его величина *а* меньше r_{lim} — предельного радиуса виньетированного изображения (рис 4):

 $a = k \cdot r_{\lim};$ (7)

где *k* – коэффициент, меньший единицы.

При повороте зеркала изображения краевых точек а', а'' марки смещаются пропорционально удвоенному углу поворота зеркала (рис. 5) на величину 2dr, где dr – величина смещения максимума функции облученности. В результате в пределах изображения функция облученности становится несимметричной, что приводит к несовпадению на некоторую величину dr геометрического и энергетического центров изображения марки, причем смещение энергетического центра больше на эту величину.

Погрешность ов измерения находится как

$$\sigma_{\Theta} = \operatorname{arctg}\left(\frac{\delta r}{f}\right). \tag{8}$$

Из выражения (8) следует, что при малых относительно фокусного расстояния объектива смещениях марки величина рассматриваемой погрешности пропорциональна величине несовпадения осей δ*r*.

Пронормируем величины dr и δr по величине предельного радиуса виньетированного изображения rlim, пусть:

$$dr = d \cdot r_{\rm lim.}; \qquad \delta r = c \cdot r_{\rm lim}, \tag{9}$$

где *d*, *c* – коэффициенты, меньшие единицы.

Величина рассматриваемой погрешности определяется зависимостью c = F(d, k). где *c*, *d*, *k* – нормированные величины несовпадения максимума функции облученности и энергетического центра, смещения краевых точек относительно максимума функции облученности и радиуса марки, соответственно.

Для практически важного случая k > 0.5 и $k \ge d > (1 - k)$ положение энергетического центра определяется из уравнения:

$$\int_{-1}^{-a} (1+\rho)d\rho - \int_{-a}^{0} (1+\rho)d\rho - \int_{0}^{k-d} (1-\rho)d\rho = 0$$
(10)

его решение при аппроксимация функции $E(\rho)$ треугольником имеет вид

$$c(k,d) = 1 - \frac{1}{2}\sqrt{2 + 4k - 4d - 2d^2 - 2k^2 + 4kd}$$
 (11)

Семейство характеристик c = F(d) при различных k приведены на рис. 6.



Рис. 6. Зависимость относительной погрешности измерения от параметров системы для различных величин k: k = 0,6 (сплошная линия); k =0,7 (точечная линия); k = 0,8 (пунктирная линия); k = 0,9 (штрих-пунктирная линия); k = 1,0 (сплошная линия двойной толщины)

При известных параметрах оптических компонентов автоколлиматора полученная зависимость может быть пересчитана из относительных величин в абсолютные значения и использована для коррекции результатов измерения углов поворота контрольного элемента.

Выводы.

1. Проанализированы особенности проявления погрешности виньетирования пучка оправами оптических элементов при автоколлимационных измерениях.

2. Получено аналитическое выражение, определяющее облученность в изображении марки в плоскости анализа автоколлиматора при наличии виньетирования пучка.

3. Найдена нормированная зависимость погрешности измерения от параметров оптических компонентов автоколлиматора, позволяющая выполнить компенсацию рассматриваемой погрешности.

Литература

- 1. Афанасьев В. А., Жилкин А. М., Усов В.С. Автоколлимационные приборы. М.: Недра, 1982.
- 2. Высокоточные угловые измерения / Д.А. Аникст, К.М. Константинович, И.В. Меськин, Э.Д. Панков. Под ред. Ю.Г. Якушенкова, М.: Машиностроение, 1987. 480 с.
- Zhang Jilong, Liu Lei, Igor A. Koniakhine Methods of autocollimation angular measurement range increase // VI Международная конференция «Прикладная оптика» 18-21 октября 2004 г. Санкт-Петербург. Россия. Сборник трудов. Т.1. Оптическое приборостроение. СПб: Труды оптического общества им. Д.С. Рождественского, 2004. С. 33–37.

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОНТРОЛЯ В СТОМАТОЛОГИЧЕСКОЙ ПРАКТИКЕ Г.В. Польщиков, Е.И Шевнина, А.П. Бобров, В.В Маслов, Н.Ю. Гулиева

Измерение температуры тканей полости рта и динамики температурных реакций имеют большое значение в стоматологической практике. Выявление того факта, что температура органа зависит, прежде всего, от его функционального состояния, дает исследователям возможность проникнуть в сущность происходящих реакций.

В литературе имеются данные о топографии температурных показателей полости рта [1], температуре зубов в норме и в динамике течения кариеса и пульпита [2], термометрии слизистой оболочки в клинике ортопедической стоматологии [3–5], поверхностной температуры слизистой при язвенной болезни желудка и двенадцатиперстной кишки [6].

В литературе имеются указания на возможность использования местных колебаний температуры в качестве важных диагностических признаков, которые являются показателем глубины и характера поражения на данном участке. Однако данные о температуре слизистой оболочки полости рта малочисленны и противоречивы. Кроме того, те же авторы указывают на достаточно сложную исходную топографию температурного поля полости рта, закономерности симметричности.

Одной из наиболее актуальных проблем стоматологии является объективная оценка состояния тканей зуба в процессе препарирования.

В процессе механической обработки абразивными вращающимися инструментами на ткани зуба оказывают травматическое воздействие различные факторы, основными из которых являются температурный и механический (вибрационный). Степень травмичности зависит от режима обработки зуба, от скорости вращения режущих инструментов и их охлаждения, от формы, размера и материала абразивных инструментов, кроме того, от величины давления на зуб, от толщины и степени минерализации эмали и дентина. Каждый из воздействующих факторов сам по себе является чрезмерным раздражителем и может привести к самым различным, в том числе и необратимым, изменениям даже в здоровых тканях зуба.

Во время препарирования эти факторы действуют совместно, что многократно усиливает их влияние. Важно подчеркнуть то, что препарирование нельзя рассматривать лишь как местное травмирующее воздействие, которое сопровождается только морфологическими изменениями и перестройкой тканей зуба. Ряд авторов в своих исследованиях подтверждает наличие морфологических изменений в нижнечелюстном нерве, нарушений оксигенации крови и температуры тела больных, а также функциональных нарушений со стороны сердечно-сосудистой системы и нейроэндокринного аппарата.

Процесс оперативного вмешательства на твердых тканях зубов сопровождается реактивными изменениями. Прежде всего изменениям подвергается пульпа зуба и дентин в ответ на комплекс внешних раздражителей, из которых наиболее массивным является тепло, образующееся в результате трения.

Нагрев тканей зубов является следствием их сопротивления (трения) режущему или шлифующему инструменту. При этом тепловая энергия при отсутствии искусственного охлаждения распределяется следующим образом: 5% рассеивается в воздухе, 20–40% тратится на нагрев режущего инструмента, 20–40% – на нагрев дентинных опилок и до 30% воздействуют на зубную ткань (7). Этим и объясняется нагрев тканей зуба в процессе механической обработки.

На рост температуры в зоне обработки влияет неоднородность ткани зуба. Наличие пломб, трещин и кариозных участков способствует резкому увеличению температуры. Роль температурного фактора при препарировании зубов очень важна, поскольку известно, что при превышении определенного порога температуры происходит ожог ткани и коагуляция белка.

Имеющиеся в литературе данные морфологических и электронномикроскопических исследований убеждают в целесообразности и актуальности оценки нагрева тканей зуба в процессе препарирования с помощью объективных инструментальных методов измерения.

Разнообразие используемых приборов и методик измерения температуры зуба послужило причиной получения несовпадающих результатов исследований. Зуб, с любой точки зрения, является сложным объектом при построении измерительной системы контроля его температурного поля. Использование контактных датчиков потенциально обеспечивает большую точность измерений, но в практике клинических работ неприменимо. Реализуемая чувствительность и точность радиометрических методов контроля температуры зависят от конкретной постановки задачи и наличия априорных данных по оптическим свойствам тканей.

В процессе механической обработки требуется проводить измерения температуры различных участков зуба. Становится ясным, что для решения такой задачи необходим комплексный подход – создание приборного комплекса и стендового обеспечения, объединенных общей рабочей методикой.

В составе приборного комплекса должны быть, как минимум, два прибора: один – с высоким пространственным разрешением температуры участков слизистой оболочки полости рта или зоны препарирования зуба с разрешением примерно 2 мм, предназначенный для контроля в клинических и экспериментальных условиях; второй – для оперативного контроля режима механической обработки.

В общем случае оперативный контроль желательно осуществлять с учетом температуры ткани в зоне обработки твердой ткани зуба, уровня вибраций и времени текущего контакта. Эти факторы связаны сложным образом друг с другом и совместно оказывают сильное эмоциональное воздействие на пациента.

При выборе общей структуры системы оперативного контроля необходимо учитывать, что датчики физических величин для удобства использования должны размещаться на рабочем инструменте врача и не должны создавать помех при выполнении тех или иных манипуляций инструментом.

Поле зрения пирометрического датчика определяется с учетом манипуляций рабочим инструментом и при малых расстояниях между ними может достигать ±45°. Это значение необходимо уточнить в процессе стендовых экспериментальных исследований.

Необходимая энергетическая чувствительность системы оперативного контроля определяется температурным уровнем коагуляции белка. По литературным данным, коагуляция белков начинается с 46°С, максимально допустимая температура нагрева тела составляет 42°С, и ее необходимо зафиксировать малогабаритным датчиком на фоне его собственной нестабильной температуры в условиях интенсивных помех. В качестве помех выступают вибрации, вызванные режущим инструментом, воздействие воздушно-водяной системы охлаждения зоны обработки и нестабильные оптические свойства объекта обработки.

В этих условиях говорить об абсолютных измерениях температуры достаточно сложно, а потому целесообразно проводить контроль динамики изменения температуры. Согласно экспериментальным исследованиям, минимальная температура в полости рта составляет 34,3°C. Это позволяет при разработке системы оперативного контроля, принять начальный уровень шкалы 34°C. Тогда температурные вариации, отмечаемые радиометрическим датчиком, могут толковаться как приращение температуры относительно известного начального уровня. Если учесть, что температурные приращения коррелируются во времени с увеличением уровня вибрационного фона, то величина

этих приращений температуры зависит от длительности единичного контакта обработки. В результате этого получается система функциональных связей сигналов, которую необходимо раскрыть в процессе экспериментальных исследований и использовать при нахождении температуры в зоне обработки.

Проведение комплекса работ по созданию специализированных диагностических приборов и приборов оперативного контроля позволит лечащему врачу не только держать под контролем влияние вредных факторов, но и значительно уменьшить их негативное воздействие на зуб и окружающие его ткани в процессе препарирования, а также поможет диагностировать заболевания пародонта и слизистой оболочки полости рта.

Литература

- 1. Будылина С.М., Колесников Л.Л., Поляков В.В. Топография температурных показателей полости рта // Стоматология. 1965. № 2. С.76–78.
- 2. Абакумов Е.А., Семенов Н.В, Температура зубов в норме и в динамике течения кариеса и пульпита // Стоматология. 1964. № 4. С.16–20.
- 3. Василенко З.С. К вопросу о патагенезе, лечении и профилактике изменений в слизистой оболочке полости рта при пользовании съемными протезами // Стоматология. 1960. № 1. С.66–68.
- 4. Маликов К.С. Некоторые физиологические показатели температурного уровня слизистой оболочки неба под базисом съемных протезов // Стоматология. 1960. № 3. С.51–54.
- 5. Коваленко А.Ф., Варавва Г.М. Термометрия в клинике ортопедической стоматологии // Стоматология. 1986. № 2. С.78–79.
- 6. Зуфаров С.А. Поверхностная температура слизистой оболочки протезного ложа в норме и при язвенной болезни желудка и двенадцатиперстной кишки / Клиническая стоматология: Сборник научных трудов. Ташкент, 1988. С. 38–44.// Стоматология. 1981. Т.60. № 3. С.56–57.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ СТАБИЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПРОХОДНОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ПОТОКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Г.В. Польщиков, Е.И. Шевнина

В лазерных системах различного назначения важным параметром является значение энергии или мощности на входе в рабочую зону. Часто требуется осуществлять регулировку этой мощности или энергии, однако не всегда регулировкой мощности накачки лазера можно достичь соответствующей регулировки мощности излучения, попадающего в рабочую зону. В связи с этим в лазерных системах целесообразно применять измерители энергии или мощности лазерного излучения проходного типа.

Кроме постоянного измерения энергии или мощности лазерного излучения, такие измерители можно использовать в качестве системы оперативного контроля физических изменений, происходящих в лазерной системе в процессе длительной эксплуатации лазерной установки. В частности, для измерения энергии импульсного или квазинепрерывного лазерного излучения целесообразно использовать проходные измерители с френелевским ответвителем потока, выполненным в виде оптического клина.

Ответвитель лазерного излучения должен обеспечивать точное и стабильное выделение малой доли исходного потока. Важнейшей характеристикой ответвителя является его коэффициент прозрачности и чувствительность к поляризационным и спектральным искажениям, а также чувствительность к погрешностям юстировки. Использование просветляющих покрытий приводит к появлению новых и трудно учитываемых систематических погрешностей. С учетом сказанного, для увеличения коэффициента прозрачности прибора представляет интерес использование отражения от разделителя потока излучения под углом, близким к углу Брюстера. Область эффективного использования проходных измерителей с такого рода ответвителем ограничена лазерами с плоско поляризованным излучением, но они проще технологически, имеют лучшую долговременную стабильность и большую лучевую прочность.

Одним из наиболее интересных типов френелевских ответвителей является оптический клин. Использование в качестве ответвителя оптического клина позволяет решить ряд конструктивных и геометрических проблем, которым в данной статье внимание не уделяется. Мы рассмотрим оптический клин как элемент проходного измерителя лазерного излучения, позволяющий решить ряд проблем, связанных с компенсацией погрешностей лазерной системы, вызванных разьюстировкой лазера, старением оптических покрытий, запыленностью, водяной пленкой, осаждаемой на оптические поверхности и т.д., возникающих в процессе долговременной эксплуатации лазерной установки.

Практически всегда при использовании ответвителей потока излучения имеется несколько дополнительных пучков излучения (рис.1), энергетические соотношения между которыми связаны как с параметрами измеряемого потока излучения, так и с параметрами измерительной системы.



Рис.1. Распределение излучения в ответвителе

Для обеспечения максимальной прозрачности проходного измерителя излучение должно падать на переднюю грань ответвителя под углом Брюстера. Предположим, что излучение лазера идеально линейно поляризовано и имеет идеальную расходимость. В противном случае нужно говорить об эффективных значениях коэффициента отражения для данного потока излучения и данной ориентации оптической оси этого потока. В процессе эксплуатации установки угол падения осевого луча может изменяться по разным причинам. Исходя из этого, можно построить измерительную систему с каналом автоматического контроля действующего значения коэффициента отражения от оптической поверхности разделительного элемента.

Контроль действующего значения коэффициента отражения можно осуществлять через известные значения отношений отраженных потоков. Анализ проводился на примере CO_2 лазера, мощность падающего потока которого составляла от 5 Вт до 5 кВт. Измерители проходного типа должны обеспечивать коэффициент прозрачности на уровне 97 %.

Поток, отраженный от передней поверхности клина, можно записать как

 $\Phi_1 = \Phi_0 \cdot r$

где: Φ_0 – поток, падающий на переднюю поверхность клина, Φ_1 – поток, отраженный от передней поверхности клина, r – коэффициент отражения.

Поток, прошедший внутрь и отразившийся от второй поверхности клина, без учета потерь на поглощение материалом клина, выражается в виде

 $\Phi_2 = \Phi_0 \cdot (1-r)^2 \cdot r \, .$

Выражение для потока, дважды отразившегося от внутренней поверхности клина, следующее:

 $\Phi_3 = \Phi_0 \cdot (1-r)^2 \cdot r^3.$

В частном случае, при использовании клина из ZnSe, значение коэффициента отражения в процессе долговременной эксплуатации и ухода юстировки всей установки может меняться в зависимости от угла и плоскости поляризации в диапазоне от 1% до 10%. Используя формулы для Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 , можно найти все возможные их значения при заданном значении коэффициента отражения. На основании этих расчетов можно составить градуировочную таблицу, используя отношения потоков Φ_1/Φ_2 , Φ_1/Φ_3 , Φ_2/Φ_3 для разных значений коэффициента отражения *r*. Таким образом, вне зависимости от величины падающего потока, используя отношения измеренных разделенных потоков, по полученной градуировочной таблице можно контролировать коэффициент единичного отражения для потока Φ_1 .

На основании произведенных расчетов было выявлено, что при изменении коэффициента отражения наиболее сильно изменяются значения отношений потоков Φ_2/Φ_3 и Φ_1/Φ_3 . Наименьшая же погрешность возникает при использовании в измерениях значения первого отраженного потока Φ_1 . Поэтому из этих двух отношений для анализа и компенсации погрешности, вызванной изменением коэффициента отражения, следует ориентироваться на отношение Φ_1/Φ_3 . На рис. 2 приведена графическая зависимость отношения потоков Φ_1/Φ_3 от коэффициента отражения *r*.

Полученные результаты расчетов в дальнейшем могут использоваться на этапе обработки информации для контроля действующего значения коэффициента отражения. Отслеживая изменения соотношений потоков и действующего коэффициента отражения, можно производить автоматическую корректировку значения мощности лазера в рабочей зоне, регулируя мощность накачки. Кроме того, эти данные могут использоваться в качестве тестирующего сигнала к сервисному обслуживанию лазерной установки. Например, при нарушении юстировки резонатора лазера из-за возможного заклона плоскости поляризации, излучение лазера может превратиться из плоско поляризованного в эллиптически поляризованное, что приведет к сильному изменению потока Φ_1 , а это, в свою очередь, будет являться сигналом к необходимости юстировки лазера.



Рис. 2. Зависимость отношения потоков Ф₁/Ф₃ от коэффициента отражения *г*.

Таким образом, примененеие проходных измерителей мощности излучения в лазерных установках не только осуществляет оперативный контроль мощности лазерного излучения в рабочей зоне, но и, при использовании веера переотраженных пучков, позволяет обеспечить автоматический контроль технического состояния лазерной установки.

Литература

1. Гуревич М.М. Фотометрия. Л.: Энергоатомиздат, 1983.

АНАЛИЗ ПРОФОРИЕНТАЦИОННОЙ РАБОТЫ НА КАФЕДРЕ ПИКО ЗА 1996-2004 ГОДЫ К.В. Ежова, О.А. Гаврилина, Т.В. Иванова

Рассматривается опыт профориентационной работы на кафедре ПиКО. Анализируется статистические данные об успеваемости студентов, поступивших на кафедру не только на общих основаниях, но и по результатам предметных олимпиад, льготных экзаменов по договору «Школа-вуз» и ЕГЭ. Приведены выводы о целесообразности дальнейшего проведения профориентационной работы.

Цели профориентационной работы кафедры ПиКО

Профориентационная работа проводится на кафедре прикладной и компьютерной оптики уже почти 10 лет. Такая работа необходима для того, чтобы добиться стабильного количества абитуриентов, улучшить подготовленность абитуриентов к вступительным экзаменам и институтской программе обучения и, как следствие, улучшить успеваемость студентов на первом и последующих курсах. Она также помогает выработать и поддерживать определенный имидж кафедры и оптических специальностей, отобрать и воспитать потенциальные кадры для научной деятельности.

Одним из главных направлений профориентационной работы кафедры является работа со школами.

Опыт профориентационной работы со школьниками на кафедре ПиКО

Опыт показывает, что проведения коротких рекламных лекций в школах малоэффективно. Чаще всего такие занятия вызывают обратную реакцию: если агитируют поступать в этот вуз, значит, там недобор, туда никто не хочет идти. Занятия же в институте вносят разнообразие в школьную рутину, ребятам интересно побывать в высшем учебном заведении, почувствовать себя «без пяти минут студентами». Занятия в институте тем более обоснованы, что здание у нас в хорошем состоянии, сделан ремонт, висят красивые стенды – все это показывает, что вуз активно развивается.

Занятия со школьниками 10–11 классов проводятся по курсам «Компьютерная оптика» и дополнительно (для желающих) – «Информатика». Они организованы в виде лекционных и практических занятий в компьютерном классе кафедры с использованием современных средств обучения (презентаций, методических раздаточных материалов).

Занятия по информатике включают в себя получение общего представления и навыков работы с современным программным обеспечением, навыки работы в сети Internet, изучение основных принципов программирования на языке Visual Basic. Конечно, сами занятия по информатике не могут добавить интереса к специальности, но формируют общее впечатление о преподавателях и кафедре в целом. Занятия по информатике повышают интерес к кафедре в целом и позволяют дать элементарную компьютерную грамотность, необходимую для успешной учебы (особенно по специализации «Компьютерная оптика»).

На занятиях по компьютерной оптике в занимательной форме рассказывается о современной оптике, дается информация об институте, кафедре, специализациях кафедры, а также о научных разработках, которые проводились и проводятся на кафедре. На протяжении всех лекций делается упор на актуальность оптических задач и их востребованность не только в России, но и за рубежом. Кроме занятий в компьютерном классе, несколько раз проводились экскурсии в ГОИ – такие экскурсии вызывают у школьников большой интерес, позволяет увидеть свое потенциальное рабочее место. В результате повышается интерес к оптике в целом, появляется подробное знание о сфере деятельности кафедры и благожелательное отношение к поступлению в наш вуз, хотя бы как один из вариантов.

Для успешной подготовки к вступительным экзаменам учителям-предметникам договорных школ передаются последние версии сборников задач, выпускаемых приемной комиссией. На наших занятиях школьники имеют возможность отвечать на компьютерные тесты по физике. Здесь происходит своевременное оповещение о датах проведения олимпиад и других акциях.

Постоянный контакт со школами позволяет проводить рекламу и среди родителей. На родительских собраниях раздаются рекламные листовки, подробно разъясняются правила поступления. Опыт показывает, что эффективным является договор с одной школой, длящийся несколько лет. Тогда выпускники школы, которые уже учатся в институте, сами начинают агитировать поступать именно на нашу кафедру. Таким образом, среди абитуриентов всегда много знакомых, братьев и сестер тех, кто уже успешно учится.

Кроме работы с договорными школами, кафедра участвует в проведении дней открытых дверей, на которых устраиваются презентация и происходит раздача рекламных листовок. Сайт в Интернете с информацией для абитуриентов также делает свой вклад в общий имидж кафедры, который складывается у абитуриентов.

Анализ перспективности профориентационной работы

Занятия со школьниками проводятся на кафедре, начиная с 1996 года. Динамика количества поступивших с 1996 года представлена на рис. 1.





Рис. 1. Количество абитуриентов, поступивших с 1996 по 2004 год

По результатам первого курса наиболее подготовленными оказались абитуриенты из школ с углубленным изучением физики и математики. Однако у сильных школ есть

свои недостатки – более устойчивые, стабильные знания и уверенность в своих силах позволяют абитуриентам поступить в другие институты на общих основаниях, поэтому количество поступивших на нашу кафедру из таких школ не очень высоко. Однако кафедра заинтересована не только в большом наборе, но и в стабильной учебе своих студентов. Нет никакого смысла набирать большое количество слабых студентов на первый курс, чтобы до 3–4 курса из них осталась меньше половины (как произошло с набором 1997 года). Постепенно имидж кафедры стабилизировался, количество абитуриентов не из договорных школ возросло. Поэтому было решено ориентироваться в первую очередь не на количество, а на качество, и проводить занятия только со специализированными классами с усиленной подготовкой по физике и математике.

В последние годы общий конкурс и проходной балл повышался, а льготы для школьников уменьшались. Естественно, в таких условиях количество абитуриентов из договорных школ сократилось, и занятия становятся менее выгодными. В таких условиях возможны два пути повышения количества поступивших из договорных школ:

- заключать договора с сильными физико-математическими школами, чтобы их выпускники могли поступить в вуз и без существенных льгот; но таким школьникам нет большого смысла посещать наши занятия и поступать именно к нам, они могут поступить куда угодно;
- более активно готовить школьников к вступительным экзаменам, однако подменять школьную подготовку по физике и математике у нас нет возможностей.

Несмотря на уменьшение количества поступивших из договорных школ, профориентационная работа со школьниками все равно продолжает оставаться актуальной. Теперь абитуриенты из договорных школ нужны для улучшения качественного состава абитуриентов. Во-первых, благодаря более осмысленному выбору специальности выше интерес к учебе. Во-вторых, то, что какая-то часть студентов уже знакома с кафедрой и с преподавателями, облегчает работу куратора на первом курсе. В-третьих, то, что преподаватели кафедры знают студентов, позволяет выделить наиболее способных из них для привлечения к научной работе уже на младших курсах.

Статистические данные об учебе студентов, поступивших различными способами

Статистические данные об учебе учащихся договорных школ приведены на рис. 2–4. Из рис. 2 видно, что число отчисленных за все время обучения среди тех, кто посещал профориентационные занятия, значительно ниже, чем среди тех, кто такие занятия не посещал.



График 2. Количество отчисленных за все время обучения, среднее за 1996-2004 год

Рис. 3 и 4 демонстрируют данные об успеваемости. Из них можно сделать вывод, что средний балл практически не зависит от того, посещал ли студент профориентационные занятия, а вот количество отличников, т.е. тех, у кого средний балл превышает 4.5, значительно выше среди учащихся договорных школ.



Рис. 4. Количество отличников (средний балл больше 4.5), среднее за 1996-2004 год

Интересно также посмотреть статистические данные об учебе студентов, поступивших различными способами (олимпиады, медаль, договорные школы и т.д.). Результаты показывают, что средний балл среди поступивших различными способами отличается незначительно (от 3.6 до 4.1). Из рис. 2 видно, что самой большой процент отчисленных имеет место среди студентов контрактной формы обучения (около 50%). Меньше всего отчисленных среди студентов, поступавших через олимпиады. Количество отличников примерно одинаково среди поступивших по школьным экзаменам, медалистов и олимпиадников.

Представленная статистика наглядно демонстрирует, что все способы поступления (олимпиады, медаль, школьные экзамены) дают близкие результаты. Результаты студентов, поступившие общим потоком, несколько хуже, однако, если учесть, что, начиная с 1998 года, таких студентов было около 5 человек в год, становится понятно, что, во-первых, статистические данные по этой категории абитуриентов недостаточно репрезентативны, и, во-вторых, влияние таких студентов на общую ситуацию незначительно. Таким образом, за исключением приема на контрактное обучение, все остальные способы поступления являются одинаково успешными.

Анализ условий приема

Сильно усложняет профориентационную работу то, что правила поступления для школьников недостаточно четко сформулированы и прописаны в договоре со школой. Было бы значительно удобнее, чтобы все условия и правила были записаны четко прямо в договоре со школой, тогда и кафедре будет проще работать, и не возникнет претензий со стороны школьников и их родителей.

Еще одной проблемой является разный уровень сложности у олимпиад, ЕГЭ и вступительных и досрочных экзаменов. Получается, что абитуриенты, имеющие ЕГЭ, находятся в более выгодных условиях. Интересно было бы проанализировать и сравнить сложность заданий и количество баллов, необходимых для одной и той же оценки при разных способах поступления. К сожалению, отличия в уровне сложности существуют не только между разными экзаменационными заданиями, но и в целом между уровнем подготовки по физике, который дает обычная (не физико-математическая)

средняя школа, и уровнем, требуемым для поступления. Конечно, более подготовленные выпускники физико-математических классов имеют справедливое преимущество, но обидно, что много неплохих ребят не могут поступить, даже имея отличные оценки в школе.

Еще одной актуальной проблемой является набор абитуриентов на контрактной основе. Статистика показывает, что около 40% контрактников отчисляются после 1-го курса. Причиной этого является не только низкий уровень подготовки, но и отсутствие мотивации (есть контрактники, которые не приступают к сессии, т.е. перестают посещать занятия еще в первом семестре). Если контрактников набирается достаточное количество, то к моменту вступительных экзаменов набор на контрактной основе закрывается, и те, кто не прошел по конкурсу (например, имеют 12 баллов при проходном 13), уже не имеют возможности поступить, хотя очевидно, что такой студент будет учиться значительно лучше, чем тот, кто даже не пытался сдавать вступительные экзамены и поступил по тестам. Возможно, было бы правильно устроить для контрактников отдельный конкурс, например, учитывать ЕГЭ или средний балл аттестата.

Выводы по проведению профориентационной работе

Проанализировав проводимую на кафедре работу по профориентации, можно сформулировать основные направления дальнейшей работы. Во-первых, необходимо продолжать профориентационную работу. Во-вторых, необходимо стремиться к увеличению к.п.д. занятий, этого можно добиться путем пересмотра программы занятий в зависимости от интересов школьников. Также в дальнейшем, возможно, стоит более активно заниматься подготовкой к вступительным экзаменам и постоянно вовлекать в работу со школьниками новых магистрантов и аспирантов.

Необходимо отслеживать статистику количества и качества приема из различных школ, разрывать договора с неудачными школами и заключать договора с новыми школами (желательно с физико-математическими классами), из которых в вузе уже есть студенты.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОСВЕТИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА СВЕТОВОГО МИКРОСКОПА О.А. Виноградова, Т.В. Точилина

Эффективность использования светового потока в оптической системе микроскопа определяется согласованием выходной числовой апертуры и линейного поля конденсора с числовой апертурой и линейным полем объектива микроскопа. Показано, что применение системы переменного увеличения в схеме осветительного устройства микроскопа позволяет повысить эффективность использования светового потока более, чем в десять раз.

Элементарный световой поток, излучаемый светящимся элементом dS поверхности предмета в пределах телесного угла $d\Omega$, определяется следующим вполне очевидным выражением:

$$d^2 \Phi_{\sigma} = L_{\sigma} \cos \sigma dS d\Omega \,, \tag{1}$$

где L_{σ} – яркость светящегося элемента поверхности в направлении, образующем угол σ с нормалью к элементарной площадке dS, совпадающей с оптической осью некоторой безаберрационной оптической системы. Сечение элементарного телесного угла $d\Omega$, имеющего вершину в осевой точке предмета сферой радиуса R, концентричной осевой точке предмета и касательной к контуру входного зрачка, образует элементарную площадку $d\Sigma$. Учитывая определение телесного угла, выражение (1) можно переписать в виде

$$d^2 \Phi_{\sigma} = L_{\sigma} \cos \sigma dS \frac{d\Sigma}{R^2}$$

Отсюда следует, что освещенность на сфере в пределах площадки *d*Σ равна:

$$E_{\sigma} = \frac{d^2 \Phi_{\sigma}}{d\Sigma} = L_{\sigma} \cos \sigma \frac{dS}{R^2}.$$
 (2)

Световой поток, определяемый выражением (1), в пространстве изображений становится равным

$$d^{2}\Phi_{\sigma'}' = \tau_{\sigma}d^{2}\Phi_{\sigma} = \tau_{\sigma}E_{\sigma}d\Sigma = E_{\sigma'}'d\Sigma', \qquad (3)$$

где τ_{σ} – коэффициент пропускания оптической системы в пределах элементарной световой трубки в направлении, образующем угол σ с оптической осью в пространстве предметов; $d\Sigma'$ – элементарная площадка на сфере радиуса R', концентричной осевой точке изображения и касательной к контуру выходного зрачка, через которую проходит световой поток $d^2\Phi'$; $E'_{\sigma'}$ – освещенность площадки $d\Sigma'$.

Из выражения (3) с учетом выражения (2) получаем:

$$E'_{\sigma'} = \tau_{\sigma} E_{\sigma} \frac{d\Sigma}{d\Sigma'} = \tau_{\sigma} L_{\sigma} \cos \sigma \frac{dS}{R^2} \frac{d\Sigma}{d\Sigma'}.$$
(4)

В соответствии с инвариантом Штраубеля для световой трубки имеем:

 $n^2 \cos \sigma dS d\Omega = n'^2 \cos \sigma' dS' d\Omega'$.

Отсюда следует, что

$$\frac{d\Omega}{d\Omega'} = \frac{d\Sigma}{d\Sigma'} \frac{{R'}^2}{R^2} = \frac{{n'}^2 \cos \sigma' dS'}{n^2 \cos \sigma dS} \,.$$

Подставив это соотношение в выражение (4), получаем:

$$E'_{\sigma'} = \tau_{\sigma} \left(\frac{n'}{n}\right)^2 L_{\sigma} \cos \sigma' \frac{dS'}{{R'}^2}.$$
(5)

При
$$\sigma' = 0$$
: $E'_0 = \tau_0 \left(\frac{n'}{n}\right)^2 L_0 \frac{dS'}{R'^2}$. (6)

Соотношение (6) позволяет выражение (5) представить в виде [1]: $E'_{\sigma'} = \tau'_{\sigma'} E'_0$,

где $\tau'_{\sigma'}$ – коэффициент, определяющий относительное распределение освещенности на выходной сфере, который формально можно назвать коэффициентом относительного пропускания оптической системы; при этом

$$\tau_{\sigma'}' = \frac{\tau_{\sigma} L_{\sigma}}{\tau_0 L_0} \cos \sigma' \,. \tag{8}$$

Таким образом, распределение освещенности на выходной сфере определяется косинусом апертурного угла в пространстве изображений, отношением коэффициента пропускания оптической системы и яркости источника излучения в пределах апертурного угла к коэффициенту пропускания и яркости источника излучения в направлении оптической оси в пространстве предметов. Практически можно принять, что $\tau_{\sigma} = \tau_0$ и L = L. Торде $\sigma'_{\sigma} = cos \sigma'_{\sigma}$

$$L_{\sigma} = L_0$$
. Гогда $\tau_{\sigma'} = \cos \sigma$.

Для коллектора осветительной системы микроскопа, как правило, sin $\sigma' < 0,1$. При этом $\cos \sigma' > 0,995$. Следовательно, в этом случае можно принять, что $E'_{\sigma'} = E'_0$.

Итак, световой поток, заполняющий полевую диафрагму, равен

$$d\Phi_s = \pi L_0 \tau_s n_s^2 \sin^2 \sigma_s dS_s \,, \tag{9}$$

где L_0 – яркость источника излучения, приведенная (редуцированная) к вакууму; dS_s – площадь источника излучения; $n_s \sin \sigma_s$ – передняя числовая апертура коллектора; τ_s – коэффициент пропускания оптической системы коллектора.

При круглой форме полевой диафрагмы световой поток, падающий на наблюдаемый участок поверхности предмета, равен

$$d\Phi_{p} = \pi^{2} L_{0}^{2} \tau_{oc} n_{p}^{2} \sin^{2} \sigma_{p} l_{p}^{2}, \qquad (10)$$

где τ_{oc} – коэффициент пропускания оптической системы осветительного устройства микроскопа; $n_p \sin \sigma_p$ – передняя числовая апертура микрообъектива; l_p – радиус круга наблюдаемой поверхности предмета.

Световой поток, прошедший через микрообъектив и формирующий образованное им изображение в плоскости предмета окуляра, равен

$$d\Phi'_{p} = \tau_{oc}\tau_{p}\pi^{2}L_{0}n'^{2}_{p}\sin^{2}\sigma'_{p}l'^{2}_{p}, \qquad (11)$$

где τ_p – коэффициент пропускания оптической системы микрообъектива; $n'_p \sin \sigma'_p$ – задняя числовая апертура микрообъектива; l'_p – радиус изображения наблюдаемой поверхности предмета, образованного оптической системой микрообъектива.

При $\tau_{oc} = \tau_p = 1$ соотношения (10) и (11) определяют взаимосвязь геометрических параметров оптической схемы микрообъектива, поскольку в соответствии с законом сохранения энергии (или в соответствии со свойством световой трубки) имеем $d\Phi_p = d\Phi'_p$, а, следовательно,

$$l_p n_p \sin \sigma_p = l'_p n'_p \sin \sigma'_p. \tag{12}$$

Это соотношение справедливо для всех оптически сопряженных плоскостей оптической системы и определяет инвариант Лагранжа-Гельмгольца в виде

 $J = nl \sin \sigma$.

(7)

В соотношении (12) отрезок $l'_p = l_p V_{o\delta}$, $V_{o\delta}$ – поперечное увеличение изображения, образованного микрообъективом. При этом из соотношения (12) для каждого микрообъектива имеем

$$V_{o\delta}J = V_{o\delta}l_p n_p \sin \sigma_p = l'_p n_p \sin \sigma_p.$$
⁽¹³⁾

Полагая для конкретного набора микрообъективов величину окулярного поля $2l_{o\kappa} = 2l'_p = const$, при J = const для этого набора объективов имеем набор точек V_p , $n_p \sin \sigma_p$, лежащих на прямой:

 $JV_{o\delta} = l'_p n_p \sin \sigma_p$.

Однако в общем случае $J \neq const$, а, следовательно, соответствующий набор точек не лежит на одной прямой.

Значения величин $V_{o\delta}$, $n_p \sin \sigma_p = A$, $J = l_p A$ для планапохроматических объективов для проходящего света [2] представлены в табл.1. Соответствующий набор точек $V_{o\delta}$, $n_p \sin \sigma_p$ зависимости $V_{o\delta} = V_{o\delta} (n_p \sin \sigma_p)$ представлен на рис.1.

Увеличение, V _{об}	Числовая апертура, $n_p \sin \sigma_p$	Инвариант, Ј	Шифр
10	0,30	0,375	ОПА-1
16	0,40	0,312	ОПА-2
25	0,50	0,250	ОПА-6
40	0,65	0,203	ОПА-3
40	0,65	0,203	ОПА-40
60	0,85	0,177	ОПА-4
60	0,85	0,177	ОПА-60
100	1,25ми	0,156	ОПА-5
100	1,35ми	0,169	_

Таблица 1. Планапохроматические объективы для проходящего света, $2y'_p = 25$ мм



Значения этих же величин и соответствующий набор точек $V_{o\delta}$, A зависимости $V_{o\delta} = V_{o\delta}(A)$ для планахроматических объективов для проходящего света представлен в табл.2 и на рис.2, а для ахроматических объективов – в табл.3 и на рис.3, соответственно

Вполне очевидно, что при неизменных параметрах оптической системы осветительного устройства микроскопа световой поток должен заполнять полевую и апертурную диафрагмы максимального диаметра, определяемого максимальным диаметром круга наблюдаемой поверхности и максимальной передней числовой апертурой микрообъектива. В случае планапохроматических объективов для проходящего света

$$y_{p \max} = \frac{y_p}{V_{o \bar{o} \min}} = \frac{12.5}{10} = 1,25$$
 мм.
При этом $J_{\max} = y_{p \max} n_p \sin \sigma_{p \max} = 1,25 \cdot 1,35 = 1,6875$ мм.

При этом относительная величина полезно используемого светового потока для различных микрообъективов изменяется от 10 % до 22 %.

Увеличение, V _{об}	Числовая апертура, $n_p \sin \sigma_p$	Инвариант, Ј	Шифр
2,5	0,05	0,250	ОХП-2,5П
10	0,20	0,250	ОХП-10П
25	0,50	0,250	ОХП-25П
40	0,65	0,203	ОХП-40П
60	0,85	0,177	ОХП-60П

Таблица 2. Планахроматические объективы для проходящего света, $2y'_p = 25\,$ мм



Как следует из табл. 2, в случае планахроматических объективов для проходящего света $J_{\text{max}} = 5 \cdot 0,85 = 4,25$ мм. При этом относительная величина полезно используемого светового потока для различных микрообъективов изменяется от 4,16 % до 5,88 %. И, наконец, в соответствии с табл. 3 для новых ахроматических объективов имеем: $J_{\text{max}} = 2,25 \cdot 1,25 = 2,8125$. При этом полезная часть светового потока изменяется в пределах от 4 % до 9,6 %.

Увеличение, V _{об}	Числовая апертура, $n_p \sin \sigma_p$	Инвариант, Ј	Шифр
4	0,12	0,270	OX-26
6,3	0,17	0,243	OX-27
10	0,25	0,225	OX-28
16	0,40	0,225	OX-29
40	0,65	0,146	OX-30
60	0,85	0,128	OX-31
40	0,85ви	0,191	_
100	1,25ми	0,112	OX-32

Таблица 3. Новые ахроматические объективы, $2y'_p = 18$ мм



Эффективность использования светового потока, формируемого оптической системой коллектора микроскопа, можно существенно повысить, если применить в схеме осветительного устройства оптическую систему переменного увеличения. В соответствии с законом сохранения энергии световой поток, прошедший сквозь систему переменного увеличения, при отсутствии физических потерь света остается неизменным, а, следовательно, и инвариант Лагранжа-Гельмгольца должен быть величиной постоянной. В рассматриваемом случае

$$J = l_p n_p \sin \sigma_p = l'_p \frac{n_p \sin \sigma_p}{V_{ob}} = l'_p n'_p \sin \sigma'_p,$$

но $l'_p = const$. При этом J = const, если отношение $\frac{n_p \sin \sigma_p}{V_{o\delta}} = const$. Как видно из рис.1, 2 и 3, кривая $V_{o\delta} = V_{o\delta} (n_p \sin \sigma_p)$ достаточно линейна для планапохроматических объективов или достаточно линейна для планахроматических и новых ахроматических объективов. Однако ни одна прямая, за исключением первого линейного участка на рис.3, не проходит через начало координат. Следовательно, уравнение указанных прямых можно записать в виде
$$\frac{J}{l'_p} V_{ob} = n_p \sin \sigma_p - n_p \sin \sigma_{0p}, \text{ где } n_p \sin \sigma_{0p} = const.$$

При этом

$$J = l'_p n_p \left(\frac{\sin \sigma_p}{V_{o\delta}} - \frac{\sin \sigma_{0p}}{V_{o\delta}} \right).$$

Отсюда следует, что при $\frac{\sin \sigma_p}{V_{o\delta}} = const$ значение инварианта J = var. Вполне

очевидно, что в этом случае применение системы переменного увеличения, а, следовательно, и повышение эффективности использования светового потока возможно, если инвариант Лагранжа-Гельмгольца для коллектора приравнять максимальному значению инварианта для соответствующего набора объективов. При этом эффективность использования светового потока определится отношением значения инварианта для соответствующего объектива к принятому максимальному значению.

В простейшем случае система переменного увеличения состоит из одного компонента. При продольном перемещении компонента изменяется величина изображения, но изменяется и расстояние между предметом и изображением, что в рассматриваемом случае может оказаться недопустимым. Применение двухкомпонентной системы переменного увеличения позволяет получить изменение увеличения в весьма широких пределах при неизменном расстоянии между осевыми точками предмета и изображения. Расстояние от первого компонента до осевой точки предмета определяется выражением [3]

$$a_1 = \frac{A \pm B}{2\varphi},\tag{14}$$

где $A = \varphi_2(2 - \varphi_1 d)d - \varphi L$; $B = \sqrt{(\varphi_1 \varphi_2 d^2 + \varphi L)(\varphi_1 \varphi_2 d^2 + \varphi L - 4)}$; d – расстояние между компонентами, L – расстояние между осевыми точками предмета и изображения, $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d$.

В этом выражении безусловно переменной величиной остается расстояние d, изменение которого определяет изменение величины a_1 . В свою очередь, величина d определяется величиной линейного увеличения V:

$$L + f' \frac{(1-V)^2}{V} = -\frac{\phi_1 \phi_2}{\phi} d^2$$

Отсюда следует, что

$$d = \frac{1}{2}L \pm \sqrt{\frac{1}{4}L^2 - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{\varphi_1 \varphi_2}L - \frac{1}{\varphi_1 \varphi_2}\frac{(1 - V)^2}{V}},$$
(15)

при этом при выбранном наборе величин ϕ_1, ϕ_2, L в заданном интервале изменения величины линейного увеличения должно соблюдаться очевидное условие: d > 0.

Двойной знак перед квадратным корнем в выражении (15) свидетельствует о том, что существуют две пары оптически сопряженных точек, расстояние между которыми в обоих случаях равно одной и той же величине L. При этом, согласно выражению (14) $a = \frac{A+B}{B}$ о $a = \frac{A-B}{B}$

(14),
$$a_{11} = \frac{A+B}{2\varphi}$$
, a $a_{12} = \frac{A-B}{2\varphi}$.

Поэтому вполне естественна мысль о размещении в одной из пар оптически сопряженных точек осевых точек предмета и изображения, а в другой – центров входного и выходного зрачков системы. При этом расстояние между центром входного (выходного) зрачка и осевой точкой предмета (изображения) будет равно: $L_p = a_{11} - a_{12} = a'_{21} - a'_{22} = \frac{B}{\phi}$. Но B = B(d) и $\phi = \phi(d)$. Следовательно, и величина рас-

стояния L_p будет переменной, что ограничивает применение двухкомпонентной схемы переменного увеличения в схеме осветительного устройства. Наилучшим образом применению в осветительном устройстве микроскопа соответствует трехкомпонентная схема переменного увеличения, в которой при неподвижном среднем крайние компоненты смещаются в одну сторону и на одинаковую величину.

Литература

- 1. Зверев В.А. Распределение освещенности в зрачках оптической системы и в изображении осевой точки. // Оптико-механическая промышленность. 1986. № 4. С. 15-17.
- 2. Панов В.А., Андреев Л.Н. Оптика микроскопов. Расчет и проектирование. Л.: Машиностроение, 1976. 432 с.
- 3. Журова С.А., Зверев В.А. Основы композиции принципиальных схем оптических систем переменного увеличения // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 10. С. 68-86.

КОМПЕНСАТОР ОФФНЕРА В АВТОКОЛЛИМАЦИОННОЙ СХЕМЕ КОНТРОЛЯ ВОГНУТЫХ ОТРАЖАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ВРАЩЕНИЯ НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ В.А. Зверев, Е.В. Кривопустова

Компенсационный метод контроля вогнутых отражающих поверхностей вращения несферической формы основан на применении линзового, зеркального или зеркально-линзового компонентов, преобразующих сферический волновой фронт, излучаемый точечным источником, в волновой фронт, эквидистантный контролируемой поверхности и, в конечном счете, совпадающей с ней [1–4]. Погрешность формы главных зеркал оптических систем космического базирования, формирующих изображение, ка-

чество которого ограничено дифракцией, не должна превышать $\frac{\lambda}{20}$ в видимом диапазоне спектра излучения, а поэтому желательно, чтобы оптические элементы компенса-

зоне спектра излучения, а поэтому желательно, чтооы оптические элементы компенсаторов для их аттестации были ограничены плоскими или сферическими поверхностями, которые можно обработать с необходимой точностью.



Рис.1. Компенсационная схема контроля несферической поверхности

В общем случае компенсационную схему контроля формы несферической поверхности можно представить в виде, показанном на рис.1. Здесь φ_k – компенсатор, φ_0 – контролируемая поверхность, S – точечный источник излучения. Для исключения путаницы в знаках величин после контролируемой поверхности формально введена плоская отражающая поверхность, образующая с контролируемой поверхностью «зеркальную линзу» с показателем преломления среды между ними $n_0 = -1$. В соответствии с рисунком имеем

$$\bar{a}_k = -a'_k, \, \bar{a}'_k = -a_k, \, a'_0 = -a_0 = -r_0$$

В рассматриваемом случае с точностью до малой величины углового поля $\omega = \frac{y}{b}$,

где *b* – расстояние от осевой точки предмета (источника излучения *S*) до осевой точки входного зрачка, первичные аберрации (аберрации третьего порядка) в изображении точки, образованном компонентом, равны

$$-2\delta g' = \omega' \left({\omega'}^2 + {\Omega'}^2 \right) S_I + \left(3{\omega'}^2 + {\Omega'}^2 \right) \frac{y}{b} S_{II}$$
⁽¹⁾

$$-2\delta G' = \Omega' \left(\omega'^2 + \Omega'^2 \right) S_I + 2\omega' \Omega' \frac{y}{b} S_{II} .$$
⁽²⁾

Здесь

$$S_I = B_0 = \sum_{i=1}^{i=n} h_i Q_i , \qquad (3)$$

$$S_{II} = J\left(K_0 + qB_0\right),\tag{4}$$

где Ј – инвариант Лагранжа-Гельмгольца,

$$q = \frac{1}{J} \frac{H_1}{h_1} = \frac{v_1}{h_1^2 \left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_{p_1}}\right)} = \frac{1}{h_k^2 \left(\frac{1}{a_k} - \frac{1}{a_{p_k}}\right)}, \quad v = \frac{1}{n},$$

 a_{p_k} – расстояние от первой поверхности компенсатора до осевой точки входного зрачка;

$$\begin{split} K_{0} &= -\sum_{i=1}^{i=n} W_{i} + \sum_{i=1}^{i=n} h_{i} S_{i} Q_{i} , \\ W_{i} &= \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_{i}}{v_{i+1} - v_{i}} (v_{i+1} \alpha_{i+1} - v_{i} \alpha_{i}), v_{i} = \frac{1}{n_{i}} ; \\ S_{i} &= \sum_{k=2}^{k=i} \frac{d_{k-1}}{h_{k-1} h_{k} n_{k}} , Q_{i} = T_{i} \sigma_{i} + P_{i} , P_{i} = \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_{i}}{v_{i+1} - v_{i}} W_{i} , T_{i} = \frac{(n_{i+1} \alpha_{i+1} - n_{i} \alpha_{i})^{3}}{(n_{i+1} - n_{i})^{2}} , \end{split}$$

 σ_i – коэффициент деформации сферической поверхности в уравнении: $x^2 + y^2 = 2rz - (1+6)z^2$.

Проблемы изготовления и аттестации компенсатора определяют требование предельной простоты его конструкции. В простейшем случае компенсатор представляет собой отдельную линзу в воздухе. Будем считать эту линзу тонкой. Тогда оптическую систему в соответствии со схемой рис.1 можно записать в виде:

$$\begin{array}{ll} \alpha_{1} = -1 & n_{1} = 1 \\ \alpha_{2} = \alpha_{k} & d_{1} = 0 & n_{2} = n_{k} \\ \alpha_{3} = \alpha_{0} & d_{2} = a_{k}' - r_{0} & n_{3} = 1 \\ \alpha_{4} = \alpha_{0} & d_{3} = 0 & n_{4} = -1 \\ \alpha_{5} = -\alpha_{0} & d_{4} = a_{k}' - r_{0} & n_{5} = 1 \\ \alpha_{6} = -\alpha_{k} & d_{5} = 0 & n_{6} = n_{k} \\ \alpha_{7} = \alpha' = 1 & n_{7} = 1 \end{array}$$

При этом $h_1 = h_2 = h_5 = h_6 = h_k = a_k \alpha_1 = -a_k$, $h_3 = h_4 = h_0 = \alpha_0 r_0$.

$$W_{1} = -W_{6} = -\frac{1+\alpha_{k}}{1-\nu_{k}} (1+\nu_{k}\alpha_{k}),$$

$$W_{2} = -W_{5} = \frac{\alpha_{0}-\alpha_{k}}{1-\nu_{k}} (\alpha_{0}-\nu_{k}\alpha_{k}),$$

$$W_{3} = W_{4} = 0;$$

$$P_{1} = P_{6} = \left(\frac{1+\alpha_{k}}{1-\nu_{k}}\right)^{2} (1+\nu_{k}\alpha_{k}),$$

$$P_{2} = P_{5} = \left(\frac{\alpha_{0}-\alpha_{k}}{1-\nu_{k}}\right)^{2} (\alpha_{0}-\nu_{k}\alpha_{k}),$$

$$P_{3} = P_{4} = 0,$$

$$\begin{split} S_1 &= S_2 = 0 \,, \\ S_3 &= S_2 + \frac{d_2}{h_2 h_3 n_3} = 0 + \frac{a'_k - r_0}{h_k h_0} = \frac{a_k + r_0 \alpha_0}{a_k r_0 \alpha_0^2} \,, \\ S_4 &= S_3 + \frac{d_3}{h_3 h_4 n_4} = S_3 \,, \\ S_5 &= S_4 + \frac{d_4}{h_4 h_5 n_5} = S_3 + \frac{a'_k - r_0}{h_0 h_k} = 2S_3 \,, \\ S_6 &= S_5 + \frac{d_5}{h_5 h_6 n_6} = S_5 = 2S_3 \,. \end{split}$$

В рассматриваемом случае коэффициенты деформации $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$, $\sigma_3 \neq 0$. При этом $Q_1 = P_1 = P_6 = Q_6$, $Q_2 = P_2 = P_5 = Q_5$, $Q_3 = T_3\sigma_3$, $Q_4 = 0$. Параметр $T_3 = -2\alpha_0^3$. Обозначив $\sigma_3 = \sigma_0$, имеем $Q_3 = -2\sigma_0\alpha_0^3$. Итак.

$$S_{I} = B_{0} = 2h_{k}(P_{1} + P_{2}) + h_{0}Q_{3}$$

$$S_{II} = J(K_{0} + qB_{0}).$$
(5)
(6)

Легко убедиться, что
$$\sum_{i=1}^{i=6} W_i = 0$$
. При этом

$$K_{0} = h_{3}S_{3}Q_{3} + h_{5}S_{5}P_{5} + h_{6}S_{6}P_{6} = S_{3}[2h_{k}(P_{1} + P_{2}) + h_{0}Q_{3}] = S_{3}B_{0}.$$

Следовательно,
 $S_{II} = JB_{0}(S_{3} + q).$ (7)

где коэффициент равен

$$q = \frac{a_k a_{p_k}}{h_k^2 \left(a_{p_k} - a_k\right)}$$

По смыслу решаемой задачи апертурной диафрагмой в рассматриваемой схеме является наружный контур контролируемой поверхности. Тогда

$$a'_{p_k} = a'_k - r_0 = -\frac{a_k + r_0 \alpha_0}{\alpha_0}$$

Используя формулу отрезков, находим, что

$$a_{p_k} = \frac{a'_{p_k}}{1 - \varphi_k a'_{p_k}} = \frac{a'_{p_k}}{1 - \frac{1 + \alpha_0}{h_k} a'_{p_k}} = a_k \frac{a_k + r_0 \alpha_0}{a_k + (1 + \alpha_0) \alpha_0 r_0}$$

При этом

$$q = \frac{a_{p_k}}{a_k (a_{p_k} - a_k)} = -\frac{a_k + r_0 \alpha_0}{a_k r_0 \alpha_0^2}$$

Следовательно,

$$S_{II} = JB_0 \left(\frac{a_k + r_0 \alpha_0}{a_k r_0 \alpha_0^2} - \frac{a_k + r_0 \alpha_0}{a_k r_0 \alpha_0^2} \right) = 0.$$

Полученные соотношения позволяют выражение, определяющее коэффициент S_I первичной аберрации, преобразовать к виду:

$$S_{I} = 2 \frac{n_{k} h_{k}}{(n_{k} - 1)^{2}} \Big[(2 + n_{k})(1 + \alpha_{0}) \alpha_{k}^{2} + (1 + 2n_{k})(1 - \alpha_{0}^{2}) \alpha_{k} + n_{k} (1 + \alpha_{0}^{3}) - \frac{(n_{k} - 1)^{2}}{n_{k}} \frac{h_{0}}{h_{k}} \sigma_{0} \alpha_{0}^{3} \Big].$$
(8)

Смысл применения компенсатора состоит в том, чтобы суммарная аберрация в изображении точки *S* в точке *S'* была бы равна нулю, а, следовательно, чтобы был равен нулю коэффициент S_I . Заметим, что при $\alpha_0 = -1$ коэффициент $S_I = 2h_0\sigma_0$. При этом $S_I = 0$ при $\sigma_0 = 0$.

При $\alpha_0 = 1$ условие $S_I = 0$ выполняется при вещественном решении уравнения:

$$\alpha_k = \sqrt{\frac{n_k}{2+n_k}} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{n_k - 1}{n_k} \right)^2 \frac{h_0}{h_k} \sigma_0 - 1 \right].$$
(9)

Отсюда следует, что при $\alpha_0 = 1$ угол $\alpha_k = 0$ при $\frac{h_0}{h_k} \sigma_0 = 2 \left(\frac{n_k}{n_k - 1} \right)^2$. Легко убедиться,

что при $n_k = 1,5 \div 1,8$ соотношение $\frac{h_0}{h_k} \sigma_0 = 18 \div 10$.

В общем случае выполнение условия $S_I = 0$ определяется уравнением

$$\alpha_k^2 + \frac{1+2n_k}{2+n_k} (1-\alpha_0) \alpha_k + \frac{n_k}{2+n_k} \frac{1+\alpha_0^3}{1+\alpha_0} \left[1 - \left(\frac{n_k-1}{n_k}\right)^2 \frac{h_0}{h_k} \frac{\alpha_0^3}{1+\alpha_0^3} \sigma_0 \right] = 0$$
(10)

Решение этого уравнения можно представить в следующем виде:

$$\alpha_{k} = -\frac{1+2n_{k}}{2+n_{k}}\frac{1-\alpha_{0}}{2} \pm \\ \pm \sqrt{\left(\frac{1+2n_{k}}{2+n_{k}}\right)^{2}\frac{(1-\alpha_{0})^{2}}{4} - \frac{n_{k}}{2+n_{k}}\frac{1+\alpha_{0}^{3}}{1+\alpha_{0}}\left[1-\left(\frac{n_{k}-1}{n_{k}}\right)^{2}\frac{h_{0}}{h_{k}}\frac{\alpha_{0}^{3}}{1+\alpha_{0}}\sigma_{0}\right]}.$$
(11)

Полученное выражение определяет функциональную зависимость угла α_k от конструктивных параметров оптической системы контроля формы несферической поверхности: от показателя преломления n_k материала линзы компенсатора, от величины угла α_0 , от величины отношения высот $m = \frac{h_0}{h_k}$ и от величины коэффициента деформации сферической поверхности σ_0 . По сути дела, выражение (11) определяет семейство возможных вариантов однолинзовых компенсаторов.

Важно обратить внимание на то, что в уравнении поверхности второго порядка (за исключением сплющенного эллипсоида) величина коэффициента $\sigma_0 < 0$. Кроме того, вполне очевидно, что при $\frac{h_0}{h_k} > 0$ величина угла $\alpha_0 < 0$, а при $\frac{h_0}{h_k} < 0$ величина угла $\alpha_0 < 0$. Таким образом, под корнем выражения (10) имеем

$$\left(\frac{1+2n_k}{2+n_k}\right)^2 \frac{\left(1-\alpha_0\right)^2}{4} > 0, \quad \frac{n_k}{2+n_k} \frac{1+\alpha_0^3}{1+\alpha_0} > 0, \quad \left(\frac{n_k-1}{n_k}\right)^2 \frac{h_0}{h_k} \frac{\alpha_0^3}{1+\alpha_0^3} \sigma_0 > 0.$$

Чтобы иметь представление о возможных числовых величинах углов α_0 и α_k , рассмотрим случай контроля поверхности отражающего параболоида, т.е. случай, когда $\sigma_0 = -1$. Вполне очевидно, что уравнение (10) имеет вещественные корни, если подкоренное выражение в решении (11) уравнения (10) больше нуля или равно нулю. Рассмотрим предельный случай, когда подкоренное выражение равно нулю. При этом относительно угла α_0 получаем уравнение третьей степени вида:

$$a\alpha_0^3 + b\alpha_0^2 + c\alpha_0 + d = 0,$$
(12)

где
$$a = \frac{A}{(1+2n_k)} \left(\frac{4n_k - 1}{A} + m\right), \ b = c = 1, \ d = \frac{4n_k - 1}{(1+2n_k)^2}, \ A = 4(n_k - 1)^2 \frac{2+n_k}{n_k}, \ m = \frac{h_0}{h_k}.$$

Как следует из выражения (11), угол α_k в этом случае определяется формулой

$$\alpha_k = -\frac{1+2n_k}{2+n_k} \frac{1-\alpha_0}{2}.$$
(13)

Пусть показатель преломления материала компенсатора $n_k = 1,5$. Предельная положительная величина отношения высот m = 1. При этих значениях n_k и m уравнение (12) принимает вид:

 $0,458333\alpha_0^3 + \alpha_0^2 + \alpha_0 + 0,3125 = 0.$

Решение этого уравнения дает значение угла $\alpha_0 = -0,5154$. Подставив его в формулу (13), получаем $\alpha_k = -0,8659$. При m = 10 аналогично находим, что $\alpha_0 = -0,3595$, $\alpha_k = -0,7768$.

Из выражения, определяющего коэффициент a в уравнении (12), следует, что при $m = -\frac{4n_k - 1}{A}$ коэффициент a = 0. При этом уравнение (12) вырождается в квадратное уравнение, которое не имеет вещественных корней. Следовательно, при отрицательных значениях отношения высот величина m должна удовлетворять условию:

$$m < -\frac{4n_k - 1}{A} = -\frac{1}{4} \frac{n_k}{2 + n_k} \frac{4n_k - 1}{(n_k - 1)^2}.$$

При $n_k = 1,5$ это условие принимает вид:

$$m < -2,1429$$
.

Пусть m = -5. При этом находим, что $\alpha_0 = 3,2182$, а $\alpha_k = -1,2675$. Однако в этом случае, если угловой размер контролируемой из центра кривизны поверхности равен 2ω , то угловая величина наблюдаемого из точки *S*' изображения этой поверхности равна

$$2\omega' = \left|\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\right| 2\omega = \frac{2\omega}{3,2182}$$

Таким образом, при $2\omega \approx 1:8$ угловая величина изображения $2\omega' \approx 1:26$, а это означает, что на расстоянии, равном, например, 250 мм, будем наблюдать изображение контролируемой поверхности диаметром ~10 мм. Эту величину изображения можно увеличить, если совместить изображение *S'* точечного источника излучения с осевой точкой поверхности изображения, образованного микрообъективом, а наблюдать полученное изображение из осевой точки плоскости предмета микрообъектива, т.е. применить микрообъектив в обратном ходе лучей. В рассматриваемом случае можно применить, например, ахроматический микрообъектив 6,3×0,17 (OX-27), имеющий рабочее расстояние ~10 мм. Величина наблюдаемого при этом изображения будет равна ~60 мм.

Положив m = -10, получаем $\alpha_0 = 1,5495$, а $\alpha_k = 0,628$. Заметим, что увеличение показателя преломления материала компенсатора приводит к более благоприятным параметрам. Так, например, при $n_k = 1,75$ и m = -10 получаем $\alpha_0 = 1,0746$, $\alpha_k = 0,0448$.

Из габаритных соображений и из соображений возможности изготовления компенсатора абсолютная величина отношения высот *m* достаточно велика. При этом достаточно велики и апертурные углы в пространстве предметов и изображений компенсатора, что приводит к появлению аберраций более высокого порядка. Поэтому далеко не всегда с помощью отдельной линзы в воздухе, преломляющие поверхности которой имеют сферическую форму, можно построить безаберрационную оптическую систему контроля требуемой несферической поверхности. Это приводит к необходимости усложнения конструкции компенсатора. И в этом случае в первом приближении задача расчета параметров компенсатора сводится к устранению первичной аберрации в схеме контроля, определяемой коэффициентом, равным

$$S_I = S_{Ik} + h_0 Q_0 = S_{Ik} - 2h_0 \sigma_0 \alpha_0^3,$$

где S_{Ik} – коэффициент первичной аберрации, вносимой оптической системой компенсатора в изображение точки, причем

$$S_{Ik} = \sum_{i=1}^{l=s} Q_i \; .$$

При $S_I = 0$ получаем: $S_{Ik} = 2h_0\sigma_0\alpha_0^3$. При достаточно «тонкой» оптической системе компенсатора последнее выражение можно представить в виде

$$Q_k = 2\frac{h_0}{h_k}\sigma_0\alpha_0^3,$$

где $Q_k = \sum_{i=1}^{i=s} (T_i \sigma_i + P_i)$. При этом «лишние» параметры можно использовать для лучшей

компенсации остаточной аберрации различных порядков.

Идея контроля параболических зеркал компенсационным методом впервые в 1921 году была высказана и практически осуществлена академиком В.П. Линником [1]. В 1924 году член-корреспондент АН СССР Д.Д. Максутов предложил использовать компенсационный метод для контроля параболоидных зеркал с помощью значительно меньших по размеру сферических зеркал [2]. В дальнейшем идея контроля компенсационным методом была развита в работах Кудэ [5], Далла [6], Росса [7], Оффнера [8, 9] и других авторов. Большой вклад в теорию и практику применения компенсационного метода внес профессор Д.Т. Пуряев [3, 10]. Им разработан ряд оригинальных конструкций компенсаторов и компенсационных схем для контроля различных несферических поверхностей.

Оригинальную схему линзового компенсатора для контроля отклонений обрабатываемой поверхности отражающего параболоида от номинальной формы предложил в 1963 году А. Оффнер. Компенсационная схема контроля с компенсатором Оффнера показана на рис.2. Здесь компенсатор φ_k в виде плосковыпуклой линзы изображает точечный источник *S* в центр кривизны C_0 в осевой точке контролируемой поверхности Σ . Принципиальным отличием компенсатора Оффнера от других компенсаторов является необходимость промежуточного изображения точечного источника между компенсатором φ_k и контролируемой поверхностью Σ , при этом компенсатор φ_k может быть линзовым, зеркально-линзовым или зеркальным.



Рис. 2. Компенсатор Оффнера с полевой линзой

При разработке линзового компенсатора Ф. Росс обнаружил, что чем дальше от центра кривизны отражающей поверхности параболоида он помещал линзу, тем меньше была остаточная аберрация при наличии точной компенсации в центре и на краю поверхности. Если бы компенсатор был помещен в непосредственной близости к параболоиду, то сферическая аберрация в изображении точки, образованном компенсатором, вполне соответствовала сферической аберрации нормалей к контролируемой поверхности, однако при этом компенсатор пришлось бы делать таким же большим, как и контролируемая поверхность. А. Оффнер отмечал [11], что небольшая линза, образующая действительное изображение точечного источника в центре кривизны параболоида, в сочетании с полевой линзой, изображающей ее на поверхности параболоида, с оптической точки зрения эквивалентна большой линзе вблизи контролируемой поверхности. Однако вполне очевидно, что речь идет лишь о совмещении поверхности преобразованного компенсатором волнового фронта с контролируемой поверхностью, при этом при равенстве первичных аберраций аберрации более высокого порядка в изображении, образованном линзой вблизи поверхности и рассматриваемой линзой, могут весьма заметно различаться. Таким образом, замена большой линзы вблизи поверхности малой линзой, как показано на рис. 2, определяется соображениями технологичности (меньшей трудоемкости) ее изготовления [12]. Как справедливо отмечал А. Оффнер, при наличии в его схеме полевой линзы нужно лишь, чтобы изображение точки, образованное линзой компенсатора φ_k , обладало первичной сферической аберрацией, достаточной для компенсации разброса точек пересечения с оптической осью нормалей к контролируемой несферической поверхности. Тогда изменением оптической силы полевой линзы φ_p и, соответственно, положения изображения линзы φ_k можно добиться сведения аберраций высшего порядка к минимуму. Последнее замечание А. Оффнера следует рассмотреть более обстоятельно.

В общем случае сечение несферической поверхности вращения плоскостью *уOz* можно определить уравнением вида:

$$y^{2} = a_{1}z + a_{2}z^{2} + a_{3}z^{3} + \dots + a_{n}z^{n},$$
(14)

где $a_1 = 2r$, r – радиус кривизны в вершине поверхности. Пусть NC_N – нормаль к поверхности в точке N = N(y, z), пересекающая ось Oz в точке $C_N = C_N(O, z_N)$, как показано на рис.3.



Рис. 3. Сечение несферической поверхности вращения меридиональной плоскостью

В соответствии с рисунком

$$z_{N} = z + \frac{y}{tg\phi}.$$
(15)
Ho $tg\phi = \frac{dz}{dy} = \frac{2y}{a_{1} + 2a_{2}z + ... + na_{n}z^{n-1}}.$ При этом
 $z_{N} = \frac{1}{2}a_{1} + (1 + a_{2})z + \frac{3}{2}a_{3}z^{2} + ... + \frac{1}{2}na_{n}z^{n-1}.$
(16)

В рассматриваемом случае сечение поверхности меридиональной плоскостью удобно представить степенным рядом в функции от ординаты *y*, т.е. определить уравнением вида:

$$z = \frac{1}{r} \frac{y^2}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^2 - 1}{r^2}y^2}} + a_1 y^2 + a_2 y^4 + \dots + a_n y^{2n}.$$
 (17)

При этом

$$z_{N} = \frac{1}{r} \frac{y^{2}}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^{2} - 1}{r^{2}}y^{2}}} + a_{1}y^{2} + a_{2}y^{4} + \dots + a_{n}y^{2n} + \frac{r\sqrt{1 + \frac{e^{2} - 1}{r^{2}}y^{2}}}{r\sqrt{1 + \frac{e^{2} - 1}{r^{2}}y^{2}}} + \frac{r\sqrt{1 + \frac{e^{2} - 1}{r^{2}}y^{2}}}{1 + 2r(a_{1} + 2a_{2}y^{2} + \dots + na_{n}y^{2(n-1)})\sqrt{1 + \frac{e^{2} - 1}{r^{2}}y^{2}}}.$$
(18)

В случае несферической поверхности второго порядка, т.е. при $a_1 = a_2 = \ldots = a_n = 0$, выражение (18) принимает вид:

$$z_N = r + \frac{e^2}{r} \frac{y^2}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^2 - 1}{r^2}y^2}}.$$
(19)

При y = 0 абсцисса $z_{ON} = r$. При этом разброс точек пересечения нормалей к поверхности с оптической осью (сферическая аберрация нормалей к поверхности) равен

$$\Delta z_N = z_N - z_{ON} = \frac{e^2}{r} \frac{y^2}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^2 - 1}{r^2} y^2}}.$$
(20)

Предположим, что тонкий компонент φ_p расположен на расстоянии $z_p = r + \Delta$ от вершины несферической поверхности. При этом отклонение точек пересечения с оптической осью нормалей к поверхности относительно компонента φ_p определится очевидным соотношением вида:

$$\delta z_p = z_N - z_p = \frac{e^2}{r} \frac{y^2}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^2 - 1}{r^2}y^2}} - \Delta \,. \tag{21}$$

В первом приближении будем считать, что тонкий компонент φ_p не вносит аберраций в образованные им изображения точек. Тогда, полагая отрезок δz_p равным переднему отрезку a_p компонента φ_p , в соответствии с формулой отрезков получаем

$$a'_p = \frac{a_p}{1 + \varphi_p a_p}$$

Подставив в это соотношение выражение (21) и преобразовав, получаем

$$a'_{p} = f'_{p} \frac{e^{2} y^{2} - r\Delta \left(1 + \sqrt{1 + \frac{e^{2} - 1}{r^{2}} y^{2}}\right)}{e^{2} y^{2} + f'_{p} r \left(1 - \varphi_{p} \Delta \left(1 + \sqrt{1 + \frac{e^{2} - 1}{r^{2}} y^{2}}\right)\right)}.$$
(22)

При y = 0:

$$a_{op}' = -f_p' \frac{\Delta}{f_p' - \Delta}$$

При этом положение изображений точек пересечения нормалей к поверхности с оптической осью, образованных компонентом φ_p , определится разностью отрезков a'_p и a'_{op} в виде:

$$\delta z'_N = a'_p - a'_{op} = \frac{f'_p^2}{f'_p - \Delta} \frac{\frac{e^2}{r} y^2}{\frac{e^2}{r} y^2 + \left(f'_p - \Delta\right) \left(1 + \sqrt{1 + \frac{e^2 - 1}{r^2} y^2}\right)}.$$
(23)

Легко убедиться, что при $f'_p = \infty$ выражение (23) принимает вид выражения (20). Разделив числитель и знаменатель выражения (23) на ${f'_p}^2$ и преобразовав, получаем

$$\delta z'_{N} = \frac{1}{\left(1 - \widetilde{\Delta}\right)^{2}} \frac{e^{2}}{r} \frac{y^{2}}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{e^{2} - 1}{r^{2}}y^{2}}\right)} \left(1 + \frac{1}{1 - \widetilde{\Delta}} \frac{e^{2}}{rf'_{p}} \frac{y^{2}}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^{2} - 1}{r^{2}}y^{2}}}\right)$$

или

$$\delta z'_N \approx \frac{1}{\left(1 - \widetilde{\Delta}\right)^2} \frac{e^2}{r} \frac{y^2}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^2 - 1}{r^2}y^2}} \left(1 - \frac{1}{1 - \widetilde{\Delta}} \frac{e^2}{rf'_p} \frac{y^2}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^2 - 1}{r^2}y^2}}\right).$$
(24)

Заметим, что при $\widetilde{\Delta} = 0$ выражение (24) принимает вид:

$$\delta z'_N \approx \frac{e^2}{r} \frac{y^2}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^2 - 1}{r^2}y^2}} \left[1 - \frac{e^2}{rf'_p} \frac{y^2}{1 + \sqrt{1 + \frac{e^2 - 1}{r^2}y^2}} \right].$$
(25)

Анализ полученных соотношений, определяющих влияние полевой линзы ϕ_p на аберрации компенсатора в целом, позволяет сделать следующие выводы.

1. Полевая линза, расположенная в плоскости, проходящей через центр кривизны в осевой точке несферической поверхности, т.е. при $\Delta = 0$, влияет только на аберрации высшего порядка, причем влияние тем больше, чем больше ее оптическая сила.

2. Смещение полевой линзы из плоскости, проходящей через центр кривизны в осевой точке несферической поверхности, вдоль оптической оси на расстояние Δ влияет как на аберрации высшего, так и на аберрации третьего порядка, причем влияет не само смещение, а отношение смещения полевой линзы к ее фокусному расстоянию.

Вполне естественно предположить, что при достаточно больших величинах разброса точек пересечения нормалей к поверхности с оптической осью оказывает влияние на аберрации и прогиб полевой линзы.

Литература

- 1. Линник В.П. Способ исследования параболических зеркал и астрономических объективов. / Труды ГОИ., Т.VII, 1931, вып.67, с.15.
- 2. Максутов Д.Д. Анаберрационные отражающие поверхности и системы и новые способы их испытания. / Труды ГОИ. Т.VIII, 1932, вып.86, 120 стр.
- 3. Пуряев Д.Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей. М.: Машиностроение, 1976. 262 с.
- 4. Оптический производственный контроль. / Под редакцией Д. Малакары. Перев. с англ. М.: Машиностроение, 1985. 400 с., ил.
- 5. Couder A. Procede d'Examen d'un Miroir Concave Non-spherique. // Revue d'Optique therique et instrumentalle. 1927. A..6. №2., P.49–55.
- 6. Dall H.E. A Null Fest for Paraboloids. / In: Amateur Telescopes Making (Book Three). Scientific American, New York, 1953, pp.149-153.
- 7. Ross F.E. Parabolizing mirrors without a flat. // Astrophysical Journal. 1943. V.98. №., P.341–346.
- 8. Offner A. A Null Corrector for Paraboloidal Mirrors. // Applied Optics. 1963. V..2. №2. pp.153-155.
- 9. Offner A. Field Lenses and Secondary Axial Aberration // Appl. Opt. 1969. V 8, 1735.
- 10. Креопалова Г.В., Пуряев Д.Т. Исследование и контроль оптических систем. М.: Машиностроение, 1978. 224 с., с ил.
- 11. Оффнер А. Компенсационные методы контроля. / В кн. Оптический производственный контроль. Под редакцией Д.Малакары. Перев. с англ. М.: Машиностроение, 1985. 400 с., ил.
- 12. Русинов М.М. Несферические поверхности в оптике. М.:: Недра, 1973. 296 с.

АНАЛИЗ ПРОБЛЕМ КОМПОЗИЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ АДАПТИВНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ А. А. Филатов

Историческая тенденция развития телескопостроения такова, что каждое новое поколение телескопов или каждый новый инструмент обладает в 10 раз лучшей чувствительностью, чем прежние. Чувствительность телескопа, которую обычно связывают с наименьшей звездной величиной космического источника, изображение которого может быть зарегистрировано при помощи данного телескопа, прямо пропорциональна диаметру телескопа. В настоящее время размеры монолитных главных зеркал крупнейших наземных телескопов приблизились к отметке в 8 м, и, по-видимому, эта цифра и является технологическим пределом для дальнейшего наращивания размера монолитных зеркал. Астрофизиков в настоящее время интересуют задачи, для решения которых необходимо десятикратное увеличение чувствительности астрономических инструментов. Это в равной степени относится и к наземным, и космическим телескопам. Диаметр ныне действующего космического телескопа им. Хаббла HST составляет 2.4 м, поэтому для достижения десятикратного выигрыша в чувствительности необходимо иметь инструмент, эквивалентный телескопу с монолитным главным зеркалом, диаметром 24 м. Естественно, что говорить сейчас о стометровом наземном телескопе еще рано, и основной интерес телескопостроителей направлен на решение задачи создания 25-метрового наземного телескопа, хотя имеются теоретические разработки фазированного массива из отдельных оптических телескопов размером в 1 км, т.е. теоретически оптики подошли к решению проблемы, которую давно решили радиоастрономы!

В связи с этим астрономы и телескопостроители широко обсуждают так называемые системы с синтезированной апертурой. Построение системы на основе синтеза изображений, полученных при помощи отдельных телескопов сравнительно небольшого размера, позволяет уйти от проблемы экспоненциального роста стоимости телескопа в зависимости от диаметра и от технологических трудностей изготовления монолитного главного зеркала большого диаметра.

Разработка систем с синтезированной апертурой ставят перед разработчиками ряд вопросов, связанных с определением качества изображения в таких системах. Проектирование современного крупного наземного телескопа также сталкивается с необходимостью оценки влияния атмосферной турбулентности на качество изображения, создаваемого телескопом, особенно если предполагается оснащение инструмента системами адаптивной оптики.

Известно, что крупные и средние телескопы в условиях турбулентной атмосферы в режиме длинных экспозиций эквивалентны по разрешению телескопу с диаметром r_0 , т.е. равным атмосферному радиусу когерентности, введенному Фридом [1]. В режиме коротких экспозиций телескоп средних размеров выигрывает в эффективности у крупного телескопа, что показала практика наблюдений Солнца и планет. Достигаемое при короткой экспозиции разрешение может быть в 3.8 раза больше, чем при длинной, если $\frac{D}{D} = 3.4$ гле. D- диаметр главного зеркада телескопа. Практика астрономических на-

 $\frac{D}{r_0} = 3.4$, где *D* - диаметр главного зеркала телескопа. Практика астрономических на-

блюдений показывает, что значительная часть атмосферных искажений приходится на случайный наклон волнового фронта, достигающего входного зрачка телескопа. Этот вывод подтверждают теоретические исследования Д. Фрида [1] и Р. Бараката [2]. При умеренном размере входного зрачка, т.е. сравнимом по масштабу с пространственным масштабом случайного наклона волнового фронта, изображение звезды будет смещаться как одно целое без существенной потери качества. Однако для достижения предела раз-

решения, близкого к дифракционному, необходимо средствами адаптивной оптики исправлять наклоны волновых фронтов на отдельных субапертурах системы.

Чтобы количественно проиллюстрировать эти выводы, необходимо ввести некоторую величину, характеризующую разрешение оптической системы. Фрид вводит в качестве такой величины интеграл от усредненной ФПМ системы по пространственным частотам:

$$\mathfrak{Q} = \int df \left\langle T(f) \right\rangle \tag{1}$$

Д. Фрид численно рассчитал этот интеграл для случаев длинной и короткой экспозиций [1].



Рис.1. Зависимость нормированного разрешения от диаметра апертуры для следующих случаев: А – длинная экспозиция, В – короткая экспозиция, дальнее поле, С – короткая экспозиция, ближнее поле

Как отмечалось выше, астрономам-наблюдателям хорошо известно, что качество изображения ограничивается главным образом случайным движением изображения в плоскости приемника в телескопе с небольшой апертурой и размытием изображения— в телескопе с большой апертурой. Поскольку наибольшая часть искажений волнового фронта связана со случайным его наклоном, то при проектировании адаптивной оптической системы в первую очередь предусматривается исправление именно случайного наклона. Для этого необходимо определить, при какой длине корреляции значение случайного наклона волнового фронта достигает своего максимального значения. Большая длина корреляции будет проявляться в виде движения изображения. В случае же, когда длина корреляции мала по сравнению с апертурой, случайные наклоны волнового фронта структуры в изображении. Расплывание изображения, обусловленное уширением ФРТ по сравнению с неаберрированной ФРТ, увеличивается по мере того, как становится меньше длина корреляции.

В статье [2] Р. Баракат показал, что наиболее эффективное исправление случайного наклона волнового фронта достигается при размере субапертуры

(2)

 $0.4 \cdot l_{cor} < l < 4 \cdot l_{cor}$

где $l_{co\kappa}$ – длина корреляции случайного волнового фронта. На рис. 2 представлена зависимость усредненного коэффициента наклона волнового фронта от параметра b, определяемого отношением размера апертуры к длине корреляции случайного наклона волнового фронта.

Нетрудно видеть, что этот результат находится в хорошем согласии с упоминавшимся выше выводом Д. Фрида.



Р. Баракат в своих вычислениях использовал гауссову корреляционную функцию случайного волнового фронта, однако качественный характер кривой, по его мнению, справедлив и для другой корреляционной функции. Если принять, что длина корреляции для гауссовой корреляционной функции примерно равна атмосферному радиусу когерентности Фрида, т.е. положить $l_{cor} \approx r_o$, то можно оценить реальный размер апертуры, в пределах которого адаптивное управление наклоном волнового фронта будет наиболее эффективным. По данным астрономических наблюдений, в местах с исключительно хорошим астроклиматом r₀ в наиболее ясные ночи может достигать 50 см. Пользуясь верхней оценкой неравенства (2), получаем $d \approx 2$ м, где d –диаметр субапертуры. Кроме того, известно, что при переходе в инфракрасную область спектра атмосферный радиус когерентности увеличивается пропорционально $\lambda^{6/5}$, так что для инфракрасных телескопов ситуация еще более оптимистична. Естественно, что можно исправлять локальные наклоны волнового фронта и на большой заполненной апертуре телескопа. Однако с инженерной точки зрения легче реализовать методы адаптивной оптики на апертурах умеренного размера, так как при этом уменьшаются габариты и, что очень важно, массы подвижных компонентов и приводов, что дает возможность увеличить быстродействие приводов и, следовательно, расширить полосу пропускания адаптивной системы. Кроме этого, апертура меньшего размера будет меньше, чем большая апертура, усреднять атмосферные искажения волнового фронта более высокого порядка, чем наклон, и, следовательно, обеспечивать лучшее качество изображения.

Приведенные соображения позволяют предполагать, что если построить телескоп с синтезированной апертурой из телескопов диаметром порядка 2 м, адаптивные системы которых в реальном времени отслеживают случайные наклоны волнового фронта, то при оптимальном размещении телескопов в пределах массива теоретически можно достичь разрешения, эквивалентного разрешению одиночного телескопа с диаметром главного зеркала около 25 м.

Помимо знания оптимальных размеров отдельных субапертур, анализ эффективности работы телескопа с синтезированной апертурой в условиях атмосферной турбулентности требует знания оптимального расположения субапертур.

Входной зрачок оптической системы, строящей изображение, можно рассматривать как совокупность множества точечных отверстий, а изображение – как совокупность интерферограмм от всевозможных пар отверстий. В присутствии искажений интерферограммы от пар отверстий, разделенных одинаковым векторным расстоянием (так называемые избыточные пары отверстий), будут складываться с различными фазами, и, следовательно, амплитуда результирующего компонента на этой частоте будет уменьшаться. Таким образом, избыточность зрачка в совокупности с атмосферной турбулентностью приводит к уменьшению амплитуды некоторых фурье-компонентов в спектре изображения, и, следовательно, к уменьшению контраста на соответствующей пространственной частоте.

Традиционная система с круглым одиночным зрачком избыточна вплоть до частоты среза, в то время как система с синтезированной апертурой может быть построена так, что она будет неизбыточна на средних и высоких пространственных частотах. Очевидно, что система останется избыточной на низких пространственных частотах (вплоть до частоты среза для одиночной субапертуры). Это обуславливает возможность минимизации искажений, вносимых атмосферной турбулентностью, в телескопах с синтезированной апертурой.

В общем виде ФПМ системы с синтезированной апертурой можно записать в виде

$$T(f) = N_0^{-1} \sum_{i=1}^{N_0} \sum_{j=1}^{N_0} t_0 [f - (f_i - f_j)],$$
(3)

где $t_0(f) - \Phi \Pi M$ отдельной субапертуры. Пусть N_m пар субапертур разделены одинаковым векторным расстоянием $f_m = f_i - f_j$. Объединяя такие пары субапертур вместе, передаточную функцию можно записать в виде

$$T(f) = \sum_{m}^{\infty} c_{m} t_{0} (f - f_{m}),$$
(4)

где

$$c_m = \frac{N_m}{N_0},\tag{5}$$

т.е. c_m – так наызваемый. коэффициент избыточности на частоте f_m .

Вновь рассмотрим входной зрачок большого дифракционно ограниченного телескопа в виде совокупности небольших субапертур.



Рис. 3. Число пар точек, разделенных интервалом f_m (стрелки), в пределах заданного зрачка пропорционально площади перекрытия двух таких зрачков, сдвинутых на вектор f_m .

Как видно из рис. 3, число N_m небольших субапертур, разделенных интервалом f_m , пропорционально площади перекрытия двух контуров зрачка, сдвинутых на f_m друг относительно друга. Отношение N_m/N_0 тогда определяется интегралом

$$T(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(u) P^*(u-f) du,$$
(6)

где P(u) – зрачковая функция, т.е.

$$\frac{N_m}{N_0} = T(f). \tag{7}$$

Это соотношение означает, что ФПМ дифракционно ограниченного телескопа является мерой избыточности его зрачка и, следовательно, мерой, определяющей ухудшение качества изображения в присутствие искажений.

Можно показать, что в присутствие турбулентности спектр мощности изображения точечного источника является дискретным спектром мощности с компонентами $\langle c_m^2 \rangle = N_m N_0^{-2}$, тогда как спектр мощности изображения точечного источника в отсутствие турбулентности имеет компоненты $c_m^2 = N_m^2 N_0^{-2}$, где N_0 – общее число субапертур, а N_m – число избыточных субапертур на рассматриваемой частоте.

Таким образом, турбулентность вносит множитель N_m^{-1} , т.е. компоненты спектра мощности ослабляются в N_m раз по сравнению с компонентами спектра мощности в отсутствие турбулентности. Избыточность зрачка определяет степень влияния атмосферной турбулентности на спектр мощности изображения. Чем больше избыточность зрачка системы, тем более сильное ослабление претерпевают компоненты спектра мощности изображения, создаваемого этой системой.

Приведенный анализ позволяет предполагать, что для некоторых заданных астроклиматических условий можно найти некоторые оптимальные значения коэффициентов c_m , т.е. некоторую оптимальную конфигурацию субапертур и оптимальный размер отдельной субапертуры.

Литература

- 1. D. L. Fried // JOSA. 1966. Vol. 56. p. 1372.
- 2. R. Barakat and J. W. Beletic // JOSA A, 1990. Vol.7. P.653–671.
- 3. W. T. Rhodes, J. W. Goodman // JOSA. 1973. Vol. 63. P. 647.
- 4. F. Roddier // Progress in Optics. 1981. Vol. 19. P. 281.

ОДНОЛИНЗОВЫЕ ОБЪЕКТИВЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ И СЧИТЫВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ.

Л.Н. Андреев, А.Б. Милорадов, Н.А. Олейникова, А.В. Потемкин

Исследованы аберрации высшего порядка и коррекционные возможности плосковыпуклых линз, в том числе со сферической поверхностью и асферическими поверхностями второго и высшего порядка. Приведены результаты численных расчетов.

Объектив играет важную роль в устройствах для оптической записи информации, так как от его числовой апертуры и коррекции аберрации зависит плотность записи на оптическом диске. К объективам предъявляются ряд серьезных требований: дифракционное качество изображения, малые массогабаритные характеристики, значительное, по сравнению с микрообъективами рабочее расстояние. Всем этим требованиям удовлетворяет плосковыпуклая линза, в зависимости от числовой апертуры – со сферической или асферическими поверхностями.

При аберрационном расчете таких объективов коррекции подлежат прежде всего сферическая аберрация и кома, которая в достаточной мере определяется величиной η -отступлением от изопланазии.

При значительных числовых апертурах, кроме пяти монохроматических аберраций 3-го порядка в области Зейделя, необходимо учитывать аберрации высшего порядка, количество которых определяется формулой Кольшутера

$$N = \frac{(t+1)(t+7)}{8}$$

где *t* – порядок аберрации, а *N* – их количество.

Так как связь коэффициентов аберраций высшего порядка с конструктивными элементами системы чрезвычайно сложна, то для определения составляющих аберраций высшего порядка целесообразно воспользоваться числовыми методами.

Продольную сферическую аберрацию $\Delta S'$ и величину η можно представить в виде разложения в степенной ряд вида :

$$\Delta S' = a_3 \sin^2 \sigma' + a_5 \sin^4 \sigma' + a_7 \sin^6 \sigma' + a_9 \sin^8 \sigma' \dots$$

$$\eta = b_3 \sin^2 \sigma' + b_5 \sin^4 \sigma' + b_7 \sin^6 \sigma' + b_9 \sin^8 \sigma' \dots$$
 (1)

Ограничившись четырьмя членами в разложении аберраций, задачу определения коэффициентов аберраций a_3 , a_5 , a_7 , a_9 и b_3 , b_5 , b_7 , b_9 можно свести к решению системы четырех линейных уравнений:

$$\Delta S_{1}' = a_{3} \sin^{2} \sigma_{1}' + a_{5} \sin^{4} \sigma_{1}' + a_{7} \sin^{6} \sigma_{1}' + a_{9} \sin^{8} \sigma_{1}' \dots$$

$$\Delta S_{0.866}' = a_{3} \sin^{2} \sigma_{0.866}' + a_{5} \sin^{4} \sigma_{0.866}' + a_{7} \sin^{6} \sigma_{0.866}' + a_{9} \sin^{8} \sigma_{0.866}' \dots$$

$$\Delta S_{0.707}' = a_{3} \sin^{2} \sigma_{0.707}' + a_{5} \sin^{4} \sigma_{0.707}' + a_{7} \sin^{6} \sigma_{0.707}' + a_{9} \sin^{8} \sigma_{0.707}' \dots$$

$$\Delta S_{0.5}' = a_{3} \sin^{2} \sigma_{0.5}' + a_{5} \sin^{4} \sigma_{0.5}' + a_{7} \sin^{6} \sigma_{0.5}' + a_{9} \sin^{8} \sigma_{0.5}' \dots$$

$$(2)$$

$$\eta_{1} = b_{3} \sin^{2} \sigma_{1}' + b_{5} \sin^{4} \sigma_{1}' + b_{7} \sin^{6} \sigma_{1}' + b_{9} \sin^{8} \sigma_{1}' \dots$$

$$\eta_{0.866} = b_{3} \sin^{2} \sigma_{0.866}' + b_{5} \sin^{4} \sigma_{0.707}' + b_{7} \sin^{6} \sigma_{0.707}' + b_{9} \sin^{8} \sigma_{0.866}' \dots$$

$$\eta_{0.707} = b_{3} \sin^{2} \sigma_{0.707}' + b_{5} \sin^{4} \sigma_{0.707}' + b_{7} \sin^{6} \sigma_{0.707}' + b_{9} \sin^{8} \sigma_{0.707}' \dots$$

$$\eta_{0.5} = b_{3} \sin^{2} \sigma_{0.5}' + b_{5} \sin^{4} \sigma_{0.5}' + b_{7} \sin^{6} \sigma_{0.5}' + b_{9} \sin^{8} \sigma_{0.5}' \dots$$

$$(3)$$

После определения коэффициентов аберраций по (2 и 3) могут быть вычислены и сами составляющие аберраций $\Delta S'_t$ и η_t .

В табл. 1 приведены результаты вычислений для объектива в виде плосковыпуклой линзы из стекла СТК9 с f=4,3 мм и *A*=0,45 со сферической поверхностью (рис.1а.) В табл. 1–3 величина $\Delta S'$ определяет аберрации для всего объектива, а $\Delta S'_3$, $\Delta S'_5$, $\Delta S'_7$, $\Delta S'_9$ – ее составляющие. Величина $\frac{N}{\lambda}$ определяет волновую аберрацию в плоскости наилучшей установки для длины волны 0,8 мкм. Из анализа табл.1 следует, что дифракционное качество изображения может быть достигнуто при числовой апертуре не превышающей 0,20.



Рис. 1. Принципиальные оптические схемы объективов: а) со сферической поверхностью, б) с асферикой второго порядка, в) с асферикой высшего порядка

Та	бли	ица	1
		-	

A	$\Delta S'$	$\Delta S_{3}^{'}$	$\Delta S_5'$	ΔS_7	$\Delta S_{9}^{'}$	N
						λ
0,45	-0,463	-0,514	0,056	0,010	-0,014	27,9
$0,45 \cdot \sqrt{3/4}$	-0,332	-0,359	0,027	0,003	-0,003	13,2
$0,45 \cdot \sqrt{1/2}$	-0,213	-0,224	0,011	0,001	-0,005	4,18
$0,45 \cdot \sqrt{1/4}$	-0,103	-0,105	0,002	0	0	0,13
0	0	0	0	0	0	0

 $a_3 = -1,9699, a_5 = 0,8144, a_7 = 0,5395, a_9 = -2,9833$

В табл. 2 приведены результаты расчета для случая асферической поверхности второго порядка вида: $y^2 = 2r_0x - (1 - e^2)x^2$ при $e^2 = 0,56384$ (рис.1б). В этом случае числовая апертура объектива может быть увеличена до A≤0,45..

						аблица 2
A	$\Delta S'$	$\Delta S'_3$	$\Delta S_5'$	ΔS_7	$\Delta S_{9}^{'}$	\underline{N}
						λ
0,45	0	0,028	-0,025	-0,002	-0,001	-0,01
$0,45 \cdot \sqrt{3/4}$	0,006	0,092	-0,014	-0,001	-0,0003	0,05
$0,45 \cdot \sqrt{1/2}$	0,007	0,014	-0,006	0	0	-0,01
$0,45 \cdot \sqrt{1/4}$	0,005	0,007	-0,002	0	0	-0,06
0	0	0	0	0	0	0

 $a_3 = 0,1366; a_5 = -0,6049; a_7 = -0,2048; a_9 = -0,5625$

С целью дальнейшего увеличения числовой апертуры необходимо использовать асферическую поверхность более высокого порядка.

В табл. 3 приведены результаты расчета для объектива с асферической поверхностью вида: $y^2 = 2r_0x - (1 - e^2)x^2 + k_1x^4 + k_2x^6$ при e²=0,4335, k₁=0,0040 и k₂=0,00016 (рис.1в) при числовой апертуре A=0,60.

Таблица	3
---------	---

A	$\Delta S'$	$\Delta S_3'$	$\Delta S_5'$	ΔS_7	$\Delta S_{9}^{'}$	N
						λ
0,45	0,015	0,045	-0,227	0,291	-0,094	-0,07
$0,45 \cdot \sqrt{3/4}$	-0,0001	0,034	-0,132	0,129	-0,031	-0,16
$0,45 \cdot \sqrt{1/2}$	0,002	0,023	-0,059	0,039	-0,0006	-0,11
$0,45 \cdot \sqrt{1/4}$	0,0008	0,011	-0,015	0,005	-0,0004	-0,09
0	0	0	0	0	0	0

 $a_3 = 0,126; a_5 = -1,799; a_7 = 6,494; a_9 = -5,895$

В заключение следует отметить, что приведенные результаты исследования позволяют предварительно определять форму и деформацию первой поверхности объектива в зависимости от его числовой апертуры.

Литература

- 1. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем..Л.:Машиностроение, 1989. 379 с.
- 2. Русинов М.М. Несферические поверхности в оптике. М.Недра, 1965. 195 с.

ДВУХЗЕРКАЛЬНЫЕ, СВЕТОСИЛЬНЫЕ, РЕВЕРСИВНЫЕ ТЕЛЕОБЪЕКТИВЫ Л. Н. Андреев, А.Б. Милорадов

Рассмотрены две принципиальные оптические схемы светосильных обратных (реверсивных) телеобъективов, включающих параболическую и эллиптическую отражающие поверхности, обладающих безаберрационным изображением бесконечно удаленного точечного объекта. Приведены методика и результаты численных расчетов.

Использование известных свойств кривых второго порядка нашло отражение в научных трудах Мерсена, Грегори, Кассегрена, Ньютона и других ученых еще в 17 веке при проектировании зеркальных объективов телескопов [1-4]. Особенностью телеобъективов телескопов является, то, что величина телеукорочения $T=f/(d+s^2)>1$, где f-фокусное расстояние, d – величина воздушного промежутка, s^2 – задний отрезок. Относительные отверстия у них небольшие.



Рис. 1. Принципиальные оптические схемы зеркальных реверсивных телеобъективов

Используя свойства параболической и эллиптической отражающих поверхностей, можно получить так называемые реверсивные телеобъективы, у которых величина *T*<1, т.е. задний отрезок у них существенно больше фокусного расстояния. При этом дости-

гается значительное относительное отверстие D/f = 1:2-1:1. На рис. 1а и 1б приведены принципиальные оптические схемы двух зеркальных реверсивных телеобъективов, включающих параболическое и эллиптическое зеркала, причем фокус параболического зеркала F_{II} совмещен с первым фокусом эллиптического зеркала F_{19} , совпадающим с фокусом всего объектива F_0' . При этом гомоцентричность пучка не нарушается. Особенностью схемы 1б является то, что объектив имеет прямое изображение.

Расчет объектива может быть проведен в следующей последовательности. 1. Задавая дискретное числовое значение эксцентриситета эллиптического зеркала $e_{\mathfrak{I}}$, определяем линейное увеличение $\beta_{\mathfrak{I}}$ в сопряженных плоскостях F_1 и F_2

$$\beta_{\mathcal{F}} = -\left(\frac{1-e}{1+e}\right).$$

2. Находим величину радиуса в вершине поверхности эллиптического зеркала R_{OP}

$$R_{O9} = -S_{29}(1-e) = -S_O'(1-e),$$

где $S_{O}' = S_{2\Im}$ — расстояние то вершины эллиптического зеркала до фокуса объектива F_{O}' и второго фокуса эллиптического зеркала $F_{2\Im}$.

3. Определяем фокусное расстояние параболического зеркала f_{Π} ' и радиус в его вершине $R_{\Omega\Pi}$:

$$f_{\Pi}' = f_{O}' \cdot \beta_{\Im},$$

$$f_{\Pi}' = -f_{O}' \left(\frac{1-e}{1+e}\right)$$

где f_0' – фокусное расстояние объектива;

$$R_{O\Pi} = 2f_{\Pi}' = -2f_O' \cdot \left(\frac{1-e}{1+e}\right)$$

4. Находим расстояние от вершины эллиптического зеркала до его первого фокуса

$$S_{1\mathcal{P}} = -\left(\frac{R_{O\mathcal{P}}}{1+e}\right).$$

5. Определяем расстояние между вершинами параболического зеркала O_{Π} и эллиптического зеркала O_{2}

$$d = S_{13} - f_{\Pi}' = -\left(\frac{R_{O3}}{1+e}\right) + f_{O}'\left(\frac{1-e}{1+e}\right).$$

Исследуем коррекционные возможности двухзеркального объектива в области Зейделя при следующих условиях нормирования:

 $\alpha_1 = 0; \alpha' = 1; h_1 = 1; J = -1; \beta = 1.$

Коэффициенты аберраций принимают вид [1]:

$$S_{1} = h_{1}P_{1A} + h_{2}P_{2A};$$

$$\overline{S}_{2} = H_{1}P_{1A} + H_{2}P_{2A} - J(W_{1A} + W_{2A});$$

$$\overline{S}_{3} = \frac{H_{1}^{2}}{h_{1}}P_{1A} + \frac{H_{2}^{2}}{h_{2}}P_{2A} - 2J\left(\frac{H_{1}}{h_{1}}W_{1A} + \frac{H_{2}}{h_{2}}W_{2A}\right) + J^{2}(\Phi_{1} + \Phi_{2});$$

$$\overline{S}_4 = -\sum_{n=1}^{2} \frac{\Delta \frac{1}{n}}{R} ; \qquad (1)$$

$$\overline{S}_{5} = \frac{H_{1}^{3}}{h_{1}^{2}}P_{1A} + \frac{H_{2}^{3}}{h_{2}^{2}}P_{2A} - 3J\left(\frac{H_{1}^{2}}{h_{1}^{2}}W_{1A} + \frac{H_{2}^{2}}{h_{2}^{2}}W_{2A}\right) + J^{2}\left[\frac{H_{1}}{h_{1}}\Phi_{1}(3+\pi) + \frac{H_{2}}{h_{2}}\Phi_{2}(3+\pi)\right]$$

Здесь

$$W_{A} = \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \cdot \Delta \alpha \frac{1}{n}; P_{A} = \left(\frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}}\right)^{2} \cdot \Delta \alpha \frac{1}{n} + \Delta P_{A}; \pi = \frac{\Delta \alpha n}{nn} \quad \Delta P_{A} = \frac{(\alpha' n' - \alpha n)^{3}}{(n' - n)^{2}}e^{2}.$$

Для параболоида $e^2=1$ и для эллипсоида $0 \le e^2 \le 1$. Принимая во внимание свойства кривых второго порядка (параболоида, эллипсоида) и раскрывая выражение (1) находим, что

$$\overline{S}_1 = 0; \quad \overline{S}_2 = \frac{1}{2}; \quad \overline{S}_3 = f(e_3^2); \quad \overline{S}_4 = f(e_3^2); \quad \overline{S}_5 = f(e_3^2).$$

Зависимость коэффициентов аберраций $\overline{S}_3, \overline{S}_4$ и \overline{S}_5 от квадрата эксцентриситета – линейная, а коэффициенты \overline{S}_1 и \overline{S}_2 определяющие сферическую аберрацию и кому, не зависят от эксцентриситета эллиптического зеркала.

Рассмотрим двухзеркальный объектив с параметрами: f=100, D/f=1:2, $2\omega=3^{\circ}$, k=f/s=1/3. При эксцентриситете эллиптического зеркала $e_{\Im} = 0.25$ его конструктивные параметры следующие:

№ пов.	Радиусы.	Толщины.	e^2	Показатели преломления
1	120	-120	1	1
2	225	-	0.0625	-1
3	-	-	-	1

В таблице 1 приведены параксиальные характеристики объектива:

Таблица 1

F	-100
F'	100
$S_{_F}$	6.667
$S'_{F'}$	300
$S_{_{H}}$	106.667
$S'_{H'}$	200
S	0
S'	300
$S'_{G'}$	300
β	-100
\overline{S}_{P}	0
$S'_{P'}$	0.667

В таблице 2 приведены результаты вычислений коэффициентов аберраций 3-го порядка (сумм Зейделя) в зависимости от эксцентриситета эллиптического зеркала e_{2} .

Таблица 2

e _Э	$e_{\mathfrak{H}}^{2}$	\overline{S}_1	\overline{S}_2	\overline{S}_3	\overline{S}_4	\overline{S}_5
0.25	0.0625	0	0.5	-0.07	0.78	-1.14
0.4	0.16	0	0.5	0.05	1.22	-1.18
0.6	0.36	0	0.5	0.17	2.33	-1.18

На рис.2 приведены графики зависимости (\overline{S}_2 , \overline{S}_3 , \overline{S}_4 , \overline{S}_5) от эксцентриситета эллиптического зеркала e_2 .



Рис. 2. Зависимости (\overline{S}_2 , \overline{S}_3 , \overline{S}_4 , \overline{S}_5) от эксцентриситета эллиптического зеркала e_9 .

В табл. 3, 4 представлены аберрации объектива при эксцентриситете $e_{\Im} = 0.25$.

Таблица 3

h	$tan(\sigma')$	$\Delta S'$	$\Delta y'$	$\eta\%$
(мм)		(мм)	(мм)	
25.000	25.397	0	0	1.539
21.651	21.907	0	0	1.158
17.678	17.817	0	0	0.775
12.500	12.549	0	0	0.389
0	0	0	0	0

Таблица 4

<i>w</i> ₁ (град)	У' (мм)	Z _S ′ (мм)	Z _m ′ (мм)	Z _S '-Z _m ' (мм)	<i>Д</i> у′ (мм)	$\frac{\Delta y'}{y}\%$
-1.300	2.618	-0.020	-0.024	0.005	-0.0010	-0.039
-1.061	1.851	-0.012	-0.010	0.002	-0.0004	-0.020
0	0	0	0	0	0	0



Рис. 3. Принципиальная оптическая схема репродукционной системы

На рис. 3 приведена принципиальная оптическая схема репродукционной системы, составленной из двух рассмотренных выше реверсивных телеобъективов, развернутых навстречу друг другу. Апертурная диафрагма расположена в центре системы на расстоянии 120 мм от второй поверхности. Особенностью схемы является то, что система имеет $\beta = -1^x$.

При эксцентриситете эллиптических зеркал $e_{\ni} = 0.25$, f = 100, D/f = 1:2 конструктивные параметры системы следующие:

№ пов.	Радиусы	Толщины	e^2	Показатели преломления
1	-225	-120	0.0625	1
2	-120	240	1	-1
3	120	-120	1	1
4	225	-	0.0625	-1
-	-	-	-	1

В табл. 5 приведены параксиальные характеристики системы:

Таблица 5

F	39.474
F'	-39.474
SF	-339.474
SF'	339.474
SH	-378.947
SH'	378.947
S	-300
S'	300
SG'	300
β	-1
SP	-12.670
SP'	12.670

В табл. 6 приведены результаты вычислений коэффициентов аберраций 3-го порядка (сумм Зейделя) при $e_{\Im}^2 = 0.0625$.

Таблица 6

\overline{S}_1	\overline{S}_2	\overline{S}_3	\overline{S}_4	\overline{S}_5
0	0	-157.89	0.16	0

В табл. 7, 8 приведены аберрации системы.

Таблица 7

h	$tan(\sigma')$	$\Delta S'$	$\Delta y'$	$\eta\%$
(мм)		(мм)	(мм)	
25.820	25.820	0	0	0
22.177	22.177	0	0	0
17.961	17.961	0	0	0
12.599	12.599	0	0	0
0	0	0	0	0

Таблица 8

у (мм)	у' (мм)	Z _S ′ (мм)	Z _m ′ (мм)	Z _S '-Z _m ' (мм)	⊿у' (мм)	$\frac{\Delta y'}{y}\%$
-2.5	2.5	0.031	0.189	0.158	0	0
-1.77	1.77	0.015	0.095	0.079	0	0
0	0	0	0	0	0	0

Исходя из полученных значений аберраций, следует отметить, что эта система является апланатической.

Данные системы представляет большой интерес, так как они могут применяться для любой области спектра и при больших апертурах, что может найти применение в производстве микропроцессорной техники и других производствах.

Литература

- 1. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем.. Л.: Машиностроение, 1989. 379 с.
- 2. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.– Л: Машиностроение, 1966. 564 с.
- 3. Русинов М.М. Несферические поверхности в оптике. М.: Недра, 1965. 195 с.
- 4. Зверев В.А. Основы геометрической оптики. Санкт-Петербург, ИТМО, 2002.

ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ ОБЪЕКТИВЫ С УМЕНЬШЕННЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ЭКРАНИРОВАНИЯ И ОСЕВОЙ ДЛИНЫ Г.И. Цуканова

Рассматривается применение концентрического асферического мениска в сходящемся пучке лучей в системах типа Ричи-Кретьена для коррекции астигматизма и кривизны изображения. Приводятся примеры трех рассчитанных систем

Зеркально-линзовые системы, основанные на базовой системе Кассегрена, очень широко применяются в различных областях, особенно в космических исследованиях. В настоящее время в связи с появлением приемников изображения ПЗС-матриц с малоразмерными элементами возникла необходимость в разработке систем с уменьшенными значениями экранирования по диаметру, не превышающими 0,3–0,35.

Чисто зеркальные системы с двумя гиперболическими зеркалами позволяют получить только апланатическую коррекцию. В работе [1] выполнено очень ценное исследование таких систем и показано, что объективы, имеющие одинаковые значения коэффициента $C = h_2 \cdot \delta/2$, где $-h_2$ – высота нулевого луча на втором зеркале, приблизительно равная коэффициенту экранирования по диаметру ε , а δ – расстояние от вершины главного зеркала до плоскости изображения, имеют приблизительно одинаковые аберрационные характеристики. С уменьшением коэффициента C аберрационные характеристики резко ухудшаются. С одной стороны, уменьшение экранирования и увеличение заднего отрезка сильно ухудшает качество изображения, с другой стороны, системы с малым экранированием и короткой осевой длиной имеют большое отступление от условия Пецваля, и для компенсации кривизны изображения требуются линзы с отрицательной оптической силой.

В системах со значительными угловыми полями, кроме апланатической коррекции, необходимо исправление астигматизма и кривизны изображения. В объективах с большими значениями коэффициента экранирования по диаметру є легко выполняется условие Пецваля, а для коррекции астигматизма может быть применен афокальный компенсатор, предложенный проф. В.Н. Чуриловским [2]. В этом случае осуществляется апохроматическая коррекция хроматизма положения. В системах с короткой осевой длиной и малым экранированием линзовый компенсатор должен иметь оптическую силу, и апохроматическая коррекция не получается.

Условие исправления кривизны изображения для зеркальной части объектива имеет вид $d_1 = -(1-h_2)^2$, где d_1 – расстояние между зеркалами, которое определяет осевую длину системы, а $-h_2$ – высота нулевого луча на втором зеркале, приблизительно равная коэффициенту экранирования по диаметру ε .

В табл. 1 приведены значения h_2 , d_1 , δ , при которых выполнено условие Пецваля.

		Таблица 1
h_2	d_1	δ
0,2	-0,64	-0,44
0,3	-0,49	-0,19
0,4	-0,36	0,04
0,5	-0,25	0,25

Из таблицы видно, что, если коэффициент экранирования мал, то изображение находится в неудобном месте между зеркалами. Таким образом, для систем с малым коэффициентом экранирования афокальный компенсатор не подходит, а компенсаторы, имеющие оптическую силу, не позволяют получить апохроматическую коррекцию.

Для систем, работающих в широком спектральном диапазоне или с двумя приемниками изображения в виде линеек, расположенных рядом и работающих одновременно в двух спектральных диапазонах, необходима апохроматическая коррекция аберраций. В данной работе рассматривается возможность применения в качестве компенсатора асферического концентрического мениска, который не вносит хроматизма положения и хроматизма увеличения и позволяет одновременно исправить астигматизм и кривизну изображения.

Условие исправления кривизны изображения в двухзеркальной системе с концентрическим компенсатором имеет вид:

$$\alpha_2 - \frac{1 + \alpha_2}{h_2} + \frac{(n-1)(h_4 - h_3)}{h_3 h_4 n} = 0$$
⁽¹⁾

где $h_{3,}h_4$ – высоты нулевого луча на поверхностях мениска, n – показатель преломления материала, из которого сделан мениск, α_2 – угол нулевого луча с оптической осью, определяемый по формуле

$$\alpha_2 = \frac{1-h_2}{d_1} \dots$$

Условие масштаба: $h1=1,0; f'=1,0; \alpha 3= \alpha 4= \alpha 5= 1,0$. После преобразования (1) получаем:

$$\frac{1}{h_4} = \frac{n}{n-1} \left(\alpha_2 - \frac{1+\alpha_2}{h_2} \right) + \frac{1}{h_3},$$
(2)

$$d_3 = h_3 - h_4,$$
(3)

где d_3 – толщина мениска.

В табл. 2 приведены значения α_2 , *C*, d_2 , h_3 , h_4 , d_3 в зависимости от h_2 , d_1 , δ , *n*.

								-	Габлица 2
h ₂	α_2	d ₁	n	δ	С	d ₂	h ₃	h ₄	d ₃
0,2	-4,444	-0,18	1,6	0,02	0,19	0,172	0,028	0,020622	0,007378
0,27	-2,92	-0,25	1,47	0,02	0,26	0,24	0,03	0,02153	0,008467
0,30	-7,0	-0,1	1,5	0,2	0,2	0,28	0,02	0,011236	0,008764
0,35	-6,5	-0,1	1,5	0,25	0,225	0,325	0,025	0,01478	0,010220
0,35	-6,5	-0,1	1,5	0,25	0,225	0,33	0,02	0,01288	0,007121
0,35	-6,5	-0,1	1,6	0,25	0,225	0,325	0,025	0,01549	0,009513
0,4	-2,0	-0,3	1,5	0,1	0,35	0,33	0,07	0,06335	0,006652
0,4	-2,0	-0,3	2,4	0,1	0,35	0,28	0,12	0,10881	0,011190
0,4	-2,0	-0,3	4,0	0,1	0,35	0,3	0,10	0,09375	0,006250
0,4	-2,0	-0,3	4,0	0,1	0,35	0,26	0,14	0,12805	0,011950

Полученные результаты не могут быть использованы для систем с любыми значениями относительных отверстий 1:к (к – диафрагменное число) и угловых полей по двум причинам:

- при уменьшении экранирования уменьшается диаметр отверстия в главном зеркале, и для того, чтобы не было сильного виньетирования, необходимо, чтобы 2tgω≤h₂/ к.;
- толщина мениска может получиться очень большой.

Значения, приведенные в табл. 2, рассчитаны с ориентацией на получение систем со следующими приблизительными параметрами:

1) *f*'=3000 – 4000 мм; 1:10; 2ω=1°-1,5°, рабочий спектральный диапазон – видимый.

2) *f*′=1000 мм; 1:2,5; 2ω=3°. Рабочий спектральный диапазон 2–14 мкм.

Системы первого типа – это несветосильные длиннофокусные объективы с угловыми полями порядка одного–двух градусов. Экранирование по диаметру в этих системах принято порядка $\varepsilon = 0,2-0,3$, расстояние между зеркалами $d_1 = (-0,1)-(-0,2)$.

Системы второго типа, в основном ориентированные на ИК диапазон, если изображение вынесено за главное зеркало, из-за высокого относительного отверстия главного зеркала не могут иметь очень маленькое экранирование. В выполненных расчетах экранирование составляет порядка ε =0,4, а относительное отверстие главного зеркала 1:1.25.

Рассмотрим применение данного мениска для трех систем.



Рис. 1. Объектив f'=3000 мм; 1:10 ; 2ω =1,3°, рабочий диапазон – 0,4-1,0 мкм



Рис. 2. Объектив f'=3000 мм; 1:10 ; 2ω =1,3°, рабочий диапазон – 0,4-1,0 мкм

Система, приведенная на рис.1, имеет следующие оптические характеристики: f'=3000 мм; 1:10; $2\omega=1,3^{\circ}$, рабочий спектральный диапазон – 0,4-1,0 мкм. Расстояние между зеркалами 0,1f', экранирование по диаметру $\varepsilon = 0,35$, зеркала гиперболические, выпуклая поверхность мениска эллиптическая. Компенсатор выполнен из стекла К8. Диаметр кружка рассеяния, в котором содержится порядка 80% энергии, составляет для всего поля 0, 021мм.

Система, приведенная на рис.2, имеет следующие оптические характеристики: f'=4200 мм; 1:10; $2\omega=1,0^{\circ}$, рабочий спектральный диапазон – 0,4-1,0 мкм. Расстояние между зеркалами 0,18f', экранирование по диаметру $\varepsilon = 0,2$, зеркала гиперболические,

выпуклая поверхность мениска эллиптическая. Компенсатор выполнен из стекла ТК16. Диаметр кружка рассеяния, в котором содержится порядка 80% энергии, составляет для всего поля 0, 022мм.

Система, приведенная на рис.3, имеет следующие оптические характеристики: f'=1000 мм; 1:2,5 ; $2\omega=3^{\circ}$, рабочий спектральный диапазон – 2,0–14,0 мкм. Расстояние между зеркалами 0,3f', экранирование по диаметру $\varepsilon = 0,4$, зеркала гиперболические, выпуклая поверхность мениска эллиптическая. Компенсатор выполнен из германия. Объектив создает изображение одновременно на двух приемниках, расположенных рядом и представляющих собой линейки. Изображение расположено в общей плоскости, рабочий спектральный диапазон одного приемника 2–5 мкм, второго 7,5–14 мкм. Качество изображения для двух спектральных диапазонов близко к дифракционному.



Рис. 3. Объектив *f*'=1000 мм; 1:2,5 ; 20=3°, рабочий диапазон – 2,0-14,0 мкм

Приведенные примеры показывают, что с помощью концентрического асферического мениска можно получить апохроматическую коррекцию аберраций и исправить астигматизм и кривизну изображения.

Литература

- 1. Бездидько С.Н. Исследование аберрационных характеристик зеркального объектива Кассегрена. / Труды конференции «Прикладная оптика 2002», Санкт-Петербург, 2002.
- 2. Чуриловский В.Н. Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. Л.: Машиностроение, 1968. 312с.

НАНОТЕСТЕР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР А.О. Голубок, С.Ю. Керпелева

Приводятся результаты исследования параметров универсального датчика туннельного тока и силового взаимодействия сканирующего зондового микроскопа в зависимости от геометрических размеров при работе в вакууме, газе и жидкости.

Введение

Сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) – это прибор, позволяющий исследовать структуру и физико-химические свойства поверхностей материалов от микронного до атомарного уровней пространственного разрешения [1]. Это стало возможным, с одной стороны, благодаря развитию аппаратных средств и программного обеспечения, а с другой – благодаря созданию прецизионных датчиков локального взаимодействия.

В качестве зондов в C3M используют остро заточенные иглы, приближенные на сверхмалые расстояния к исследуемому объекту, причем в случае сканирующего силового микроскопа эти иглы обычно закрепляют на упругих микробалках – кантилеверах [2].

Теоретическая часть

Типичная схема C3M представлена на рис. 1. Конкретная конструкция прибора может существенным образом видоизменяться в зависимости от решаемой задачи и условий эксперимента (сверхвысокий вакуум, газовая среда заданного состава, низкие или высокие температуры).



Рис. 1. Типичная схема сканирующего зондового микроскопа:

1 – компьютерная система управления движением сканирующего устройства, сбора, визуализации и анализа данных; 2 – система обратной связи для контроля за вертикальным движением сканирующего устройства; 3 – датчик положения зонда; 4 – система грубого подвода и позиционирования зонда; 5 – зонд; 6 – трехкоординатный пьезосканер, перемещающее образец под иглой (иглу над образцом) по растровой схеме В состав СЗМ-комплекса обычно входит компьютер, который управляет работой электромеханической части микроскопа, принимает и записывает регистрируемые зондом данные, производит на их основе построение СЗМ-изображения и, кроме того, позволяет обрабатывать полученное изображение, без чего подчас бывает трудно или вообще невозможно проанализировать наблюдаемую картину [2].

Принцип работы C3M заключается в следующем. С помощью системы грубого позиционирования 4 зонд 5 подводится к поверхности исследуемого образца. При приближении образца и зонда на расстояние менее сотен нанометров зонд начинает взаимодействовать с поверхностью анализируемого объекта. Перемещение зонда вдоль неподвижной поверхности образца или образца относительно неподвижного зонда осуществляется с помощью трехкоординатного пьезосканера 3. Обычно он представляет собой трубку из пьезокерамики, на поверхность которой нанесены три пары разделенных электродов. Под действием приложенных к пьезотрубке напряжений Ux и Uy она изгибается, обеспечивая тем самым перемещение образца относительно зонда по осям X и Y, под действием напряжения Uz – сжимается или растягивается, что позволяет изменять расстояние игла-образец [3].

Традиционным датчиком локального взаимодействия в случае сканирующего силового микроскопа (ССМ), как уже говорилось выше, является кремниевая микробалка (кантилевер) с оптической схемой регистрации величины прогиба микробалки, возникающего вследствие силового взаимодействия между образцом и зондом, расположенным на краю микробалки. Различают контактный, бесконтактный и полуконтактный способы измерения силового взаимодействия. В контактном режиме зонд упирается в образец и отталкивается от него. В бесконтактном режиме зонд удален от поверхности и находится в области действия притягивающих сил. Силы притяжения и их градиенты на ветви притягивающего взаимодействия слабее соответствующих величин на ветви отталкивания. Поэтому для их детектирования обычно используется модуляционная методика. Для этого с помощью пьезовибратора кантилевер раскачивается на резонансной частоте. Вдали от поверхности амплитуда колебаний кантилевера имеет максимальную величину. По мере приближения к поверхности амплитуда колебаний, вследствие действия сил притяжения, уменьшается, при этом также изменяется частота и фаза колебаний. Чувствительность метода тем выше, чем выше добротность механической колебательной системы.

В полуконтактной моде также применяется модуляционная методика измерения силового взаимодействия. В этом режиме зонд постукивает по поверхности, находясь как в области притяжения, так и в области отталкивания.

Датчиком локального взаимодействия в случае сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) является преобразователь ток-напряжение, включенный в цепь протекания тока между зондом и образцом. Возможны два варианта включения: с заземленным зондом, когда напряжение смещения подается на образец относительно заземленного зонда или с заземленным образцом, когда напряжение смещения прикладывается к зонду относительно образца [4].

Обычно датчики локального взаимодействия для ССМ и СТМ представляют собой отдельные устройства, и в процессе работы их приходится заменять, однако удобнее работать с универсальным датчиком туннельного тока и силового взаимодействия, не требующим замены при переходе от одного режима измерения к другому.

Конструкция универсального датчика локального взаимодействия

Универсальный датчик туннельного тока и силового взаимодействия для работы в полуконтактной моде выполнен в виде пьезокерамической трубки длиной l = 7 мм, диаметром d = 1,2 мм и толщиной стенки h = 0,25 мм, жестко закрепленной с одного

конца. На внутреннюю поверхность трубки нанесен проводящий электрод. На внешнюю поверхность трубки нанесены два электрически изолированных полуцилиндрических электрода.

Колебание пьезотрубки осуществляется с помощью синусоидального электрического напряжения, прикладываемого между общим внутренним электродом и одним из внешних электродов. Напряжение, пропорциональное амплитуде колебаний, измеряется между внутренним электродом и другим внешним электродом. К свободному концу трубки прикреплена вольфрамовая проволока диаметром 100 мкм (рис. 2).



Рис. 2. Конструкция универсального датчика туннельного тока и силового взаимодействия для СЗМ

Свободный конец проволоки, использующийся в качестве нанозонда, заточен электрохимически, радиус закругления имеет величину 0,2–0,05 мкм. Нанозонд имеет электрический контакт с внутренним электродом трубки, соединенным с заземленным корпусом прибора. При измерении туннельного тока пьезотрубка играет роль жесткой пассивной балки. Электрическое смещение прикладывается к образцу относительно заземленного зонда.

Нами была построена математическая модель взаимодействия острия локального датчика с поверхностью исследуемых образцов и разработана конструкция и технология изготовления датчика [5, 6].

Экспериментальная часть

Испытания датчика проводились в составе прибора NanoEducator (производство ЗАО "Нанотехнология – МДТ").



Рис. 3. Зависимость резонансной частоты ω_{рез} от изменения длины пьезотрубки І_{трубки}.

Исследовалась зависимость резонансной частоты механических колебаний и добротности датчика от длины пьезотрубки и длины вольфрамовой проволоки, из которой изготавливался зонд, при работе в вакууме, в воздушной среде и жидкости.

На рис 3 представлена зависимость резонансной частоты ω_{pe3} от длины пьезотрубки $l_{трубки}$. Эти измерения проводились в отсутствие вольфрамового острия. Как видно из графика, резонансная частота увеличивается с уменьшением длины пьезотрубки. При достижении длины пьезотрубки 3,5 мм резонанс пропадает.

На рис. 4 представлена зависимость резонансной частоты от длины вольфрамового острия, вставленного в пьезотрубку, длиной $l_{трубки} = 6,0$ мм. Измерения проводились в воздушной среде. Как видно из графика, значение резонансной частоты меняется незначительно при изменении длины острия, т.е. резонансная частота датчика определяется геометрическими размерами пьезотрубки.



Рис. 4. Зависимость резонансной частоты ω_{рез} от изменения длины острия I_{острия}, вставленного в пьезотрубку длиной I_{трубки} = 6,0 мм.

На рис. 5. представлен график зависимости добротности датчика от длины вольфрамового острия l_{острия}. Как видно из графика, значение добротности меняется незначительно, однако при малой длине острия (порядка 3 мм) добротность падает, и резонанс пропадает. По-видимому, при малой длине острия его механическая фиксация внутри пьезотрубки ослабевает, что приводит к дополнительному трению и, как следствие, к механическим потерям в колебательной системе.



При исследовании резонансной частоты и добротности Q при длине пьезотрубки 6,0 мм и длине острия 6,5 мм в различных средах: на воздухе, в вакууме и в воде были получены следующие результаты:

ω на воздухе=8,410±0,005 кГц
 ω в вакууме=8,410±0,004 кГц
 ω в воде=8,400±0,005 кГц.
 Q на воздухе=26,00±1,29
 Q в вакууме=37,85±1,81

Q в воде=21,00±0,51

Как показали эти эксперименты, резонансная частота датчика практически не зависит от рабочей среды. Как и ожидалось, максимальная добротность (порядка 38 единиц) достигается при работе в вакууме, так как в этом случае отсутствует вязкое трение. Вместе с тем видно, что при данной конструкции датчика его добротность незначительно падает при работе в жидкой среде.

Заключение

На основании проведенных исследований получены геометрические размеры пьезотрубки и вольфрамового острия ($l_{трубки} = 6,0$ мм, $l_{острия} = 6,5$ мм), оптимальные с точки зрения достижения максимальной добротности пьезорезонансного датчика локального силового взаимодействия. Кроме того, предлагаемая конструкция универсального датчика туннельного тока и силового взаимодействия обеспечивает возможность проведения экспериментов в различных средах (вакуум, газ, жидкость) без существенного изменения резонансной частоты и добротности колебательной системы.

Работа выполняется при финансовой поддержке Министерства образования Российской Федерации, научно-техническая программа «Научные исследования высшей школы по приоритетным направлениям науки и техники», код проекта/НИР: 208.04.01 № 016, тема № 20158 «Нанотестер для диагностики и модификации микро - и наноструктур: создание и исследование методики, изготовление и испытание макетного образца», а также при поддержке Министерства образования РФ по конкурсу персональных грантов для студентов, аспирантов и молодых специалистов (только Санкт-Петербург и Северо-западный регион) 2004 года.

Авторы выражают благодарность сотруднику ООО "НТ-СПб" В.В. Павлову за помощь в проведении измерений.

Литература

- 1. Быков В.А. Микромеханика для сканирующей зондовой микроскопии и нанотехнологии. // Микросистемная техника. 2000. № 1. С. 21–23.
- 2. Суслов А.А., Чижик С. А. Сканирующие зондовые микроскопы (обзор). // Материалы, технологии, инструменты. 1997. Т. 2. № 3. С. 78–89.
- 3. Бухарев А.А., Овчинников Д.В., Бухарева А.А. Диагностика поверхности с помощью сканирующей силовой микроскопии (обзор). // Исследования структуры и свойств. Физические методы исследования и контроля. 1996. С. 10–27.
- Голубок А.О., Дюбарев А.А., Керпелева С.Ю., Чуркина А.К. Конструкции пьезосенсоров силового воздействия для сканирующей силовой микроскопии. / Труды 6 сессии международной научной школы «Фундаментальные и прикладные проблемы теории точности процессов, машин, приборов и систем» ВПБ-03 30 сентября – 03 октября 2003 г., СПб, часть 2, с. 85–90.
- 5. Керпелева С.Ю. Варианты конструкции датчика в составе нанотестера, используемого для диагностики и модификации микро - и наноструктур. / Вестник I конференция молодых учуных университета (16 – 19 февраля 2004 г.) (в печати).
- 6. Аннотированный отчет по гранту научно-технической программы «Научные исследования высшей школы по приоритетным направлениям науки и техники» (подпрограмма «Электроника» (208)) код проекта/НИР: 208.04.01.№016, тема №20158 «Нанотестер для диагностики и модификации микро - и наноструктур: создание и исследование методики, изготовление и испытание макетного образца».

СИНТЕЗ И ИЗУЧЕНИЕ КИНЕТИКИ РОСТА НАНОКРИСТАЛЛОВ ФОСФАТОВ РЗЭ И ИХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ В СИСТЕМЕ LA_xLU_{1-x}PO₄ Н.Б. Алешинова, А.В. Осипов

В работе представлены результаты исследования методами рентгенографии, электронной микроскопии и ДТА ортофосфатов и их твердых растворов лантан – лютеция, полученных золь-гель методом.

Введение

Фосфатные материалы нашли применение в качестве высокотемпературных ионообменников, лазерных сред, люминофоров, огнеупорных материалов. Керамика на основе фосфатов рассматривается как перспективный материал – матрица для прочного связывания компонентов радиоактивных отходов с повышенным барьером безопасности по сравнению с уже освоенными в технологии.

Ряд ортофосфатов РЗЭ делится на две структурные подгруппы. В первую входят соединения элементов от La до Dy. Она характеризуется необратимым структурным превращением гексагональной формы в моноклинную в интервале температур 400–500°С [1]. Низкотемпературная гексагональная форма содержит воду и сходна с природным минералом рабдофанитом (CePO₄*H₂O, где атомы Ce находятся в координации 8, причем восьмивершинники Ce так соединяются с PO₄ тетраэдрами, что параллельно оси образуются открытые каналы, куда входят молекулы воды). Моноклинная форма изоструктурна минералу монациту [2] (CePO₄, где атомы Ce находятся в координации 9), не содержащему воду. Вторая подгруппа содержит соединения элементов от Ho до Lu, включая Y и Sc. Для этой подгруппы ортофосфатов обнаружена только одна структурная форма – тетрагональная типа ксенотим YPO₄ или циркона ZrSiO₄.

Экспериментальная часть

Для получения ортофосфатов и их твердых растворов был использован золь-гель метод. Для синтеза соединений в качестве исходных веществ брались оксиды La и Lu с содержанием основного вещества 99,95 – 99,99%; однозамещенный ортофосфат аммония (NH₄H₂PO₄) марки «ос.ч»; азотная кислота марки «ос.ч»; водный раствор аммиака марки «ос.ч»; дистиллированная вода.

Оксиды РЗЭ предварительно обезвоживаем в печи при температуре 1000°С в течение часа.

Синтез ортофосфатов РЗЭ и их твердых растворов проводили золь-гель методом по следующей реакционной схеме:

 $(1-x)Ln'_{2}O_{3}+xLn''_{2}O_{3}+6HNO_{3} \xrightarrow{t^{0}C} 2Ln'_{(1-x)}Ln''_{x}(NO_{3})_{3}+3H_{2}O$

 $Ln'_{(1-x)}Ln''_{x}(NO_{3})_{3}+NH_{4}H_{2}PO_{4} \xrightarrow{\textbf{H.y.,pH}} Ln'_{(1-x)}Ln''_{x}PO_{4}\downarrow+NH_{4}NO_{3}+2HNO_{3},$

где Ln'=La, Ln"=Lu, x=1, 0.75, 0.7, 0.6, 0.5, 0.4, 0.3, 0.25, 0.

Оксиды РЗЭ растворялись в азотной кислоте при температуре ~ 80°С. Далее смешанные фосфаты соосаждались из водного раствора однозамещенным ортофосфатом аммония при pH=7(до pH=7 кислый раствор доводился с помощью водного раствора аммиака).

Полученные осадки ортофосфатов при х=0; 0,25; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,75; 1 промывались, фильтровались и высушивались при температуре 100–120°С, а затем анализировались методами рентгенографии, электронной микроскопии и ДТА.
Рентгенофазовый анализ образцов осуществлялся с помощью дифрактометра ДРОН-3, оснащенного компьютером с шагом съемки 0.02° , временем экспозиции 2 сек., с использованием Си K_{α} - излучения.

Электронно-микроскопические исследования проводились на микроскопе ЭМ-125 $(U_{yc\kappa}=75\kappa B)$. Термические исследования проводились на дериватографе системы F.Paulik, J.Paulik, L.Erdey Q-1500C.

Для определения изоморфной емкости и построения кинетических кривых роста зерен проводился обжиг образцов в течение одного часа в муфельной печи Nabertherm. Образцы обжигались в интервале температур от 200°С до 1200°С (с шагом 200°С) в течение часа. Обожженные таблетки перетирались и исследовались методом РФА.

Результаты

РФА нанопорошков показал, что синтезированный материал является наноразмерным и что в нем при температуре синтеза 25°С образуются ограниченные твердые растворы замещения на основе гексагонального ортофосфата лантана до концентрации примерно 75 % мол. LuPO₄, с одной стороны, и на основе тетрагонального лютеция – с другой стороны. Концентрационная область существования твердых растворов на основе тетрагонального фосфата лютеция невелика и, по-видимому, составляет несколько процентов.

Из рентгенограмм, кроме того, можно сделать вывод, что кристаллизация образцов ухудшается по мере увеличения концентрации второго компонента – ортофосфата лютеция, т.е. дисперсность твердых растворов на основе ортофосфата лантана увеличивается.

На основании полученных рентгенограмм порошков были рассчитаны средние размеры частиц осадков по уширению рентгеновских пиков. Расчет производился по известной эмпирической формуле:

$$D = \frac{K^* \lambda}{\beta^* \cos \frac{\theta}{2}},$$

где D – размер частиц в нм; λ – длина волны, нм; K – константа (величина ее зависит от способа, которым определены уширения линии и формы кристаллов, K=1); B – ширина кривой распределения интенсивности на половине высоты максимума рефлекса; Θ – угол Брегга.

На снимках электронной микроскопии наблюдаются агломерированные нанопорошки высокой степени дисперсности. Интересно отметить, что у ортофосфата лантана наблюдается игольчатая форма частичек, которая подчеркивает его структурные особенности. Частички на остальных микрофотографиях имеют форму пластинок.

Размеры частиц осадков, полученные по данным электронной микроскопии, согласуются с данными, полученными на основании рентгенограмм.

Как известно, у ортофосфатов со структурой рабдофанита удаление воды происходит в две стадии. Сначала из вещества удаляется отсорбированная, т.е. физически связанная вода. При дальнейшем повышении температуры начинает удаляться вода непосредственно входящая в структуру (химически связанная вода), что обусловливает переход ортофосфатов с гексагональной структурой в моноклинную. Ортофосфаты на основе тетрагональной структуры не претерпевают никаких структурных изменений. У образцов La_{0.4}Lu_{0.6}PO₄, La_{0.3}Lu_{0.7}PO₄, La_{0.25}Lu_{0.75}PO₄ наблюдаются экзоэффекты, которые связаны с перекристаллизацией вещества.

Как видно из РФА, после ДТА изоморфная емкость твердых растворов на основе LaPO₄ уменьшилась до концентрации примерно 50% мол. LuPO₄. Это говорит о том,

что при повышении температуры изоморфная емкость твердых растворов на основе LaPO₄ будет уменьшаться по сравнению с изоморфной емкостью ультрадисперсного порошка того же состава. Степень же кристалличности возрастает с увеличением температуры обжигов.

При проведении обжигов образцов измерялась усадка, данные которой показали, что с повышением температуры усадка таблетированных веществ увеличивается. Это происходит из-за удаления воды и последующих процессов спекания.

Из кинетических кривых видно, что в температурной области от 25 до 1000°С рост нанокристаллов происходит очень быстро, а от температуры 1000°С замедляется. Это позволяет разделить кинетические кривые на две составляющие. В первой зоне, до 1000°С, происходит интенсивный рост нанокристаллов за счет поглощения одних кристаллов другими (коалесценции), интенсивное удаление воды, которое также способствует росту нанокристаллов. Для этой области также характерна перестройка внешней формы кристаллов: формируются углы и грани округлых нанокристаллов, постепенно округлая форма сменяется полиэдрической, т.е. в первой зоне происходит полная перекристаллизация ортофосфатов РЗЭ и их твердых растворов. На втором этапе происходит замедление роста нанокристаллов: это связано с тем, что к этому моменту произошла полная перекристаллизация, частицы выросли, и диффузия на их поверхности затруднена.

На основании кинетических кривых и приведенных выше обсуждений нами была выбрана оптимальная температура для получения керамики, которая составляла 1000°С. При данной температуре была запечена керамика при 1000°С с временем выдержки 24 часа.

Выводы

Твердые растворы в системе LaPO₄ – LuPO₄ были получены золь-гель методом.

Рентгенофазовый анализ показал, что в нанодисперсной системе LaPO₄ – LuPO₄ образуются ограниченные твердые растворы замещения на основе гексагонального ортофосфата лантана до концентрации примерно 75 % мол. LuPO₄, с одной стороны, и на основе тетрагонального лютеция с другой стороны составляет несколько процентов.

Показано, что данные о размерах частиц, полученные на основании сведений об уширении линий рентгеновских дифрактограмм и на основании миктофотографий, практически совпадают.

Показано, что нанокристаллы ортофосфатов лантан-лютеция имеют ту же структуру, что и объемные кристаллы.

Определено содержание воды в фосфатах лантана, лютеция и их твердых растворов.

Изучена изоморфная область твердых растворов на основе LaPO₄ при различных температурах обжига.

Изучена кинетика роста наночастиц в системе LaPO₄ – LuPO₄

Показано, что с увеличением температуры степень кристаллизации веществ возрастает.

Получена керамика с хорошими функциональными показателями.

Литература

- 1. Победимская Е.А., Пущаровский Д.Ю., Карпов О.Г. Структурные типы редкоземельных силикатов, германатов и фосфатов. М.: Изд-во МГУ,1984. 85 с.
- 2. Corbridge D.E.C. Structural chemistry of phosphorus Amsterdam: Elsevier, 1974. P.542.

АКУСТИКО-ЭМИССИОННЫЙ КОНТРОЛЬ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОГО ФАРФОРА Д.В. Кириллов, Т.С. Никольская

На базе линейной механики разрушения обоснован неразрушающий экспресс-метод определения разрушающей нагрузки L_P. Метод опробован на электротехническом фарфоре.

Введение.

При зарождении микротрещин или при скачкообразном развитии магистральной трещины освобождается динамически потенциальная энергия деформации частично разгруженного объема, которая расходуется не только на образование новой поверхности, но и на пластическую деформацию перед вершиной трещины, на колебания вновь образовавшейся поверхности, а также на другие сопутствующие процессы. В частности, зарегистрирована эмиссия электронов с поверхности деформируемых металлов и излучение электромагнитных волн при нагружении силикатного стекла. Пластическая деформация перенапряженных объемов вызывает локальный разогрев и эмиссию тепла из зоны разрушения. Колебания вновь образовавшейся поверхности инициируют акустический импульс длительностью от десятых до десятков миллисекунд. Каждый импульс, многократно отражаясь от поверхностей изделия и постепенно рассеиваясь на неоднородностях материала, создает акустический сигнал, который в виде волн напряжений регистрируют на поверхности изделия как акустическую эмиссию.

Интенсивность этих эмиссий позволяет судить о фазе разрушения и о его кинетике, что используют для оценки прочности и остаточного ресурса изделия; причем точность этих оценок оказывается значительно выше, чем точность косвенных методов контроля прочности.

Отметим, что традиционная дефектоскопия не учитывает возможности изменения формы и размеров исходных дефектов в процессе нагружения, а тем более – зарождения новых и более опасных дефектов. Косвенные методы контроля прочности, основанные на связи прочности с соотношением упругости и структурной вязкости (метод отскока, вдавливания, затухания ультразвуковых волн и т.д.), требуют предварительного выяснения этой статистической связи, весьма нестабильной и чувствительной не только к составу материала, но и к различным факторам технологии

Чувствительность эмиссионных методов также на порядок выше, чем у других неразрушающих методов, и позволяет обнаружить зарождение или развитие дефекта размером 1 мкм. Кроме того, эмиссионные методы позволяют локацией определить координаты слабого звена без сканирования изделия. В настоящее время в силу исторических причин наиболее разработаны методы регистрации акустической эмиссии (АЭ). Их же чаще других эмиссионных методов используют для контроля разрушения и прочности.

Обычно АЭ регистрируют с помощью пьезопреобразователя, установленного на поверхности изделия и имеющего с ним акустический контакт через слой смазки, жидкости или через волновод. Электрический сигнал преобразователя усиливается, регистрируется и анализируется акустико-электронной системой, которая сильно искажает параметры сигнала. С учетом этого более перспективным, хотя и менее разработанным, является способ регистрации АЭ оптически, т.е. с помощью лазера.

Основной показатель регистрирующей аппаратуры – уровень ее собственных шумов, приведенный к входу усилителя. У современных акустико-электронных систем этот уровень составляет 2–30 мкВ. От собственных шумов аппаратуры отстраиваются с помощью ее узла – дискриминатора, настраиваемого так, чтобы при свободно подвешенном преобразователе (без акустического контакта с твердым телом) аппаратура не регистрировала каких-либо сигналов, в том числе и электромагнитных наводок.

Акустико-электронная система регистрирует общее число N акустических сигналов, количество их в единицу времени – активность АЭ \dot{N} , а также информацию об амплитудах сигналов и о вероятностном распределении этих амплитуд. При наличии нескольких каналов возможно определение координат источника АЭ по запаздыванию сигналов разных каналов. Амплитуда сигнала сильно зависит от расстояния между источником АЭ и датчиками. Активность же \dot{N} АЭ определяется числом событий в единицу времени, в частности, интенсивностью микрорастрескивания или скоростью роста магистральной трещины, и по этой причине содержит больше информации о процессе разрушения.

К сожалению, N' микрорастрескивания часто маскирует N' наиболее опасного дефекта и мешает тем самым оценке опасного дефекта по N'.

Частотный спектр сигнала АЭ зависит от модуля упругости материала и от частоты резонатора, т. е. от размеров микрополости, у границы которой инициирован сигнал. Материал с относительно крупными полостями (древесина, бетон и т.д.) при нагружении издает слышимый звук, а материал с более мелкими дефектами – ультразвук. При деформации керамики наибольшее количество сигналов регистрируют резонансные преобразователи с частотой 20–200 кГц, а при деформации сплавов – резонансные преобразователи с частотой 200–2000 кГц. Изменение размеров резонатора, например трещины, или разрыхление материала приводят к изменению частотного спектра АЭ сигнала.

Один из первых исследователей АЭ Кайзер обратил внимание (1953 г.) на следующую ее особенность, получившую название эффекта Кайзера: при повторном нагружении изделия АЭ возникает лишь после превышения максимальной нагрузки Lпредыдущего нагружения. Обусловлено это тем, что микропластические деформации, необходимые для микрорастрескивания, рассредоточенного или перед вершиной трещины, возникают уже при первом нагружении, а при повторном нагружении не развиваются при $L \leq L_{\text{макс}}$. Однако, если за время разгрузки и повторного нагружения изделия трещина подросла, то вместе с ее вершиной переместится и зона, которая к тому же увеличится. В результате уже при $L \leq L_{\text{макс}}$ зона реализации разрушения перед вершиной трещины захватит новый объем материала, и АЭ появится при $L < L_{\text{макс}}$. Это отклонение от эффекта Кайзера используют как признак достижения в последующем нагружении максимального значения коэффициента интенсивности напряжений (КИН) K.

Данная статья посвящена созданию неразрушающего метода для определения разрушающей нагрузки.

Основной результат

Эффект Кайзера затрудняет оценку по АЭ состояния изделия после аварийной нагрузки L_{ab} , значительно превышающей эксплуатационную нагрузку $L_{3\kappa}$. В этом случае при контрольном нагружении АЭ отсутствует, пока $L < L_{ab}$. Однако при $L = L_{ab}$ возможно заметное развитие опасного дефекта, снижение прочности изделия, а иногда и его разрушение при контрольном нагружении. В частности, по этой причине для оценки состояния изделия по АЭ его целесообразно нагружать до $L < L_{3\kappa}$ и регистрировать АЭ не при нагружении, а в процессе разгрузки, когда не развиваются микропластические или пластические деформации и отсутствуют АЭ микрорастрескивания или роста опасного дефекта.

Особенности АЭ при частичных разгрузках показаны на рис.1. Если при *L*, заведомо меньшей разрушающей, изделие быстро разгрузить, например, на 5%, и выдержи-

вать при постояннной нагрузке L_1 , то через интервал Δt_1 АЭ появится вновь, а ее активность \dot{N} будет постепенно возрастать. Две последующие разгрузки дают значения Δt_2 и Δt_3 (см. рис. 1), а также интервалы времени t_2 и t_3 , через которые значения \dot{N} при пониженной нагрузке достигают своего значения перед очередной частичной разгрузкой.



Рис.1. Изменение $\dot{N}\,$ при частичных разгрузках изогнутого стержня из цементно-песчаного раствора

Для объяснения описываемого акустического отклика рассмотрим изменение границы зоны реализации механизма разрушения перед вершиной трещины длиной *a* (рис. 2).



Рис.2. Гипотетические границы зоны реализации механизма разрушения у вершины трещины: сплошная линия – перед разгрузкой; штриховая – после частичной разгрузки; штрих-пунктирная – в момент касания исходной границы после подрастания трещины; пунктирная – после достижения прежнего значения КИН при пониженном напряжении; ∆ас≈∆ро – перемещение вершины трещины без АЭ после частичной разгрузки

При быстрой разгрузке da/a=0, и, так как. $d\ln\rho=2d\ln K=2d\sigma/\sigma+da/a$, то $\Delta\rho/\rho=2\Delta\sigma_i/\sigma_i$, где $\Delta\rho$ – уменьшение ρ при снижении σ на $\Delta\sigma_i$, в частности, $\Delta\rho_o$ – уменьшение ρ при $\theta=0$ (см. рис. 1.28). При дальнейшей выдержке при $\sigma=$ const трещина будет в силу эффекта Кайзера подрастать, увеличивая КИН без АЭ. Когда трещина подрастет за время Δt на величину Δa_c (см. рис. 2), расчетная граница новой зоны соприкоснется с границей старой зоны. При этом $\Delta a_c = \Delta\rho_o = \rho_o |2\Delta\sigma_i/\sigma_i|$. Дальнейшее подрастание трещины на величину Δa при σ_i - $\Delta\sigma_i$ будет сопровождаться АЭ и приведет к восстановлению значения ρ_o , а следовательно, и K, через интервал t_i . В этот момент $\Delta\rho/\rho=0$, и, следовательно, $\Delta a/a=2|\Delta\sigma_i/\sigma_i|$.

Интервал времени, обозначенный через Δt_i на рис. 1, определяется как $\Delta a_c/\dot{a}=\rho_0 |2\Delta\sigma_i/\sigma_i|\dot{a}_0(K/K_0)^m$, т.е. обратно пропорционален K^{m-2} [1]. Поэтому при наличии в теле трещин с различным K значение Δt обусловлено развитием наиболее опас-

ной трещины. С учетом этого предложен неразрушающий способ оценки разрушающей нагрузки при нагружении с L=const. Он включает (рис. 3) увеличение нагрузки с промежуточными частичными разгрузками и выдержками при L =const до тех пор, пока Δt при L = const не окажется меньше заданного значения, например 3 с. Нагрузка $L_{\text{макс}}$, достигнутая при таком режиме, тесно связана с разрушающей нагрузкой L_P при последующем нагружении с L = const. Случайная погрешность прогнозирования L_P по $L_{\text{макс}}$ для электротехнического фарфора не превышает 5 %, а деградация прочности из-за подрастания опасного дефекта в процессе контрольного нагружения не превышает 3 %.



Рис. 3. Режим нагружения для прогнозирования разрушающей нагрузки

В эксперименте использовали бесшумное нагружающее устройство (рис. 4), которое состоит из станины 1 с опорами 2 для установки образца 3 и рычага 4, конец которого шарнирно закреплен на станине, а другой конец опирается через вилку 6 и тягу 7 на поплавок 8, находящийся в бачке 9 с водой. Рычаг 4 связан с образцом 3 штоком 10 и силоизмерителем 11 в виде кольца. Для калибровки силоизмерителя предусмотрен рычаг 4 и подвес 13 для груза 12.



Рис. 4. Схема лабораторной установки

Бачок 9 связан гибким шлангом 14 с бачком 15, который до нагружения образца расположен на станине 1 выше бачка 9. При нагружении образца 3 бачок 15 опускают так, чтобы вход шланга 14 в него оказался ниже выхода шланга из бачка 9. Воду сливают из бачка 9 в бачок 15. Архимедова сила, действующая на поплавок 8, уменьшается, а на образце 3 появляется монотонно возрастающее усилие, регистрируемое с помощью силоизмерителя 11, на кольце которого наклеены 8 проволочных сопротивлений – по четыре в два моста Уитсона: один рабочий, другой – резервный.

Линия регистрации включала:

а) мост Уитсона из четырех проволочных сопротивлений 16, наклеенных на кольцо силоизмерителя 11;

б) источник питания 17 и реостат 18, включенные в одну диагональ моста;

в) регистрирующий прибор 19 (гальванометр), включенный в другую диагональ моста;

г) переменное сопротивление 20, являющееся частью плеча «с» моста (см. рис. 4) и предусмотренное для балансировки моста. При нулевой нагрузке на образец с помощью сопротивления 20 добиваются равенства соотношений сопротивлений плеч моста a/b = c/d и таким образом устанавливают ноль на шкале регистрирующего прибора 19.

При возрастании нагрузки на образец кольцо силоизмерителя 11 растягивается по диаметру, испытывая изгиб. Одни поверхности кольца стремятся сжаться, другие – растянуться. Соответственно проволочные сопротивления а и d, наклеенные на сжатых поверхностях, уменьшают свое значение, а сопротивления b и c, наклеенные на растянутых поверхностях, увеличивают свое значение. При этом прибор 19 регистрирует возникающий в диагонали моста ток, пропорциональный усилию на образце.

Заключение

Используя неразрушающий способ, можно определить L_P изделия при различных схемах его нагружения и с учетом полученных результатов оптимально ориентировать изделие для дальнейшей эксплуатации [1, 2]. Такой прием позволяет повысить несущую способность изделия в несколько раз.

Описанный прием определения L_p позволяет контролировать кинетику разрушения независимо от того, происходит ли снижение L_p из-за силового воздействия путем развития наиболее опасного дефекта, или из-за коррозии, эрозии или поверхностно-активного вещества.

Литература

- 1. Никольская Т.С. Особенности акустической эмиссии при частичной разгрузке керамического изделия // Проблемы прочности. Киев. 2002. № 4. С. 140–147.
- Никольская Т.С. Определение предельных значений пороговой нагрузки при изгибе опорного фарфорового изолятора / Сб. трудов III Международной конференции «Научно-технические проблемы прогнозирования надежности и долговечности...». СПб: СПбГТУ, 1999. С. 51–52.

ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК В БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ HgSe, CdxHg1-xTe и HgTe ПРИ КОМНАТНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ О.Ю.Шевченко, В.Б. Божевольнов, А.Д.Перепелкин, А.М. Яфясов

Для исследования электрофизических свойств поверхности и приповерхностной области бесщелевых полупроводников HgSe, $Cd_xHg_{1-x}Te$ (x = 0.03-0.05) и HgTe при комнатной температуре использован метод эффекта поля в электролитах. Определена эффективная масса тяжелых дырок для этих соединений. Проведено сопоставление экспериментальных и теоретически рассчитанных вольт-фарадных характеристик.

Введение

Интерес к исследованию бесщелевых полупроводников HgSe, Cd_xHg_{1-x} Te и HgTe (объема, приповерхностного объема, поверхности и границ раздела с его участием) обусловлен возможностью использования этих материалов для создания инфракрасных приборов в области прозрачности земной атмосферы, транзисторов с высоким быстродействием, гетероструктур, квантовых интерференционных структур для наноэлектроники и спинтроники [1].

Однако до сих пор отсутствует надежная информация о величине эффективной массы тяжелых дырок HgSe, Cd_xHg_{1-x} Te и HgTe. Предполагается, что закон дисперсии валентной зоны тяжелых дырок этих соединений квадратичный, величина эффективной массы тяжелых дырок m_{hh}^* для HgSe лежит в интервале 0.31–0.84 m_0 (m_0 – масса свободного электрона) [1], а для бесщелевых полупроводников Cd_xHg_{1-x} Te и HgTe – в интервале 0.25-0.75 [1].

В настоящей работе применялся метод эффекта поля в электролитах (ЭППЭ), ранее зарекомендовавший себя как эффективный способ контроля и формирования сверхтонких диэлектрических покрытий [2], дающий информацию о некоторых зонных параметрах полупроводника при комнатных температурах [3, 4], измерение которых зачастую невозможно при использовании традиционных методов.

Содержание

В настоящей работе методом ЭППЭ были исследованы образцы бесщелевых полупроводников HgSe, $Cd_xHg_{1-x}Te$ и HgTe, которые представляли собой монокристаллы длиной 3–4 мм, шириной 2–3 мм и толщиной около 1 мм. Для исследуемых образцов HgSe объемная концентрация электронов, определенная из измерений шубниковых осцилляций при комнатной температуре, составляла $n = N_a - N_d = 4.1 \times 10^{17}$ см⁻³. Для образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ и HgTe объемная концентрация электронов измерялась методом эффекта Холла при комнатной температуре и составила $n = 1 \times 10^{17}$ см⁻³.

Перед экспериментами образцы полировались алмазной пастой с размером зерен около 1 мкм, промывались в органических растворителях для удаления остатков алмазной пасты и далее подвергались химико-механической полировке в 8% растворе брома в метаноле. Затем на них наносился омический контакт (либо с помощью индийгаллиевой эвтектики, либо припаивался индием), далее контакт закрывался химически стойким компаундом. Непосредственно перед измерениями оставшаяся открытой для исследований поверхность полупроводника подвергалась травлению в 2–8% растворе брома в метаноле с последующей промывкой в метаноле и бидистиллированной воде. В экспериментах проводились одновременные измерения вольт-фарадных (ВФХ) и вольт-амперных (ВАХ) характеристик межфазной границы (МФГ) бесщелевой полупроводник (HgSe, Cd_xHg_{1-x} Te и HgTe) – электролит. ВФХ и ВАХ измерялись при комнатной температуре со скоростями развертки по электродному потенциалу $v_p = 10-50$ мВ/с. Воспроизводимость экспериментальных результатов гарантировалась:

- измерениями на разных образцах, отколотых от одного кристалла;
- измерениями после повторного полного цикла предобработки образцов;
- измерениями после повторного травления открытой поверхности образцов.

В качестве электролита использовался нейтральный (pH=6) насыщенный водный раствор КСl марки XЧ и ОСЧ на основе бидистиллированной воды, который, как было показано в работе [4], является оптимальным раствором для достижения идеальной поляризуемости электродов в широком диапазоне электродных и поверхностных потенциалов.

Для всех исследуемых соединений экспериментально был подобран диапазон электродных потенциалов (-0.30 В < ϕ < +0.35 В), в котором:

- во-первых, величина тока на ВАХ была менее 3×10⁻³ А/см², т.е. не было скольконибудь существенного вклада компоненты тока, обусловленной электрохимическими реакциями, протекающими при поляризации межфазной границы полупроводник-электролит, в указанном диапазоне изменений φ;
- во-вторых, ВФХ практически не изменяли своего вида при изменении направления и скорости развертки по электродному потенциалу (в интервале v_p = 10–50 мB/c), причем при многократном циклическом изменении электродного потенциала в течение нескольких часов;
- в-третьих, не наблюдалось насыщения емкости (т.е. возникновения «полок» на ВФХ), что означает отсутствие на поверхности полупроводника окисного слоя, толщина которого была бы сравнима с длиной дебаевского радиуса экранирования в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника. Даже если такой слой оксида и присутствует на поверхности полупроводника, то его толщина, повидимому, сопоставима с толщиной слоя Гельмгольца (т.е. примерно 4–5 Å [2]);
- в-четвертых, на ВФХ отсутствовали пики емкости, обычно соответствующие дифференциальной емкости поверхностных состояний;
- в-пятых, для HgSe полностью отсутствовала частотная дисперсия емкости в диапазоне длительностей тестирующего импульса 2 мкс < $\tau_{имп}$ < 200 мкс, что может указывать на низкую плотность поверхностных состояний (ПС) (N_{ss} < 10¹¹ см⁻²), перезаряжающихся в указанном диапазоне времен релаксации. Для Cd_xHg_{1-x}Te и HgTe наблюдается зависимость измеряемой емкости от частоты, однако оценка плотности ПС частотной дисперсии не превышает N_{ss} < 10¹¹ см⁻².

Пять вышеперечисленных экспериментальных фактов позволяют утверждать (в случае HgSe) и предположить (в случае Cd_xHg_{1-x}Te и HgTe), что в указанном диапазоне электродных потенциалов (-0.30 B < φ < +0.35 B) выполняются условия идеальной поляризуемости исследуемых электродов в водном насыщенном растворе KCl, т.е. измеряемая в эффекте поля емкость МФГ полупроводник – электролит полностью определяется емкостью ОПЗ полупроводника (C_{МФГ} = C_{sc}) и все изменение приложенного к МФГ полупроводник - электролит потенциала происходит в ОПЗ полупроводника ($\Delta \varphi = -\Delta V_s$).

Экспериментальная $C_{sc}(V_s)$ -зависимость для бесщелевого полупроводника HgSe, измеренная методом ЭПЭ в водном растворе KCl, приведена на рис. 1 (кривая 1).

Эффективная масса тяжелых дырок для приповерхностного объема HgSe, рассчитанная в рамках классического приближения (совместного решения уравнения Пуассона и уравнения электронейтральности [3]) с учетом значения ε_{sc} =25.6 [4], составила $m_{hh}^* = 0.25m_0$, что ниже известных из литературы значений $m_{hh}^* = (0.31-0.84) m_0$ [1].



Рис. 1. C_{sc}(V_s)-зависимость для HgSe: 1 – эксперимент; 2–5 – квантовый расчет для m_{hh}* = (0.75, 0.50, 0.40, 0.25) m₀ соответственно

Параболический характер закона дисперсии зоны тяжелых дырок бесщелевых полупроводников позволяет, проделав численное самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона для ОПЗ, рассчитать дырочную ветвь ВФХ для этих соединений в квантовом приближении. В параболическом приближении уравнение Шредингера для зоны тяжелых дырок может быть записано в виде

$$\left(-\frac{h^2}{(2\pi)^2 2m_{hh}}\frac{d^2}{dz^2} - qV(z)\right)\varphi_i(z) = \varepsilon_i\varphi_i(z)$$
(1)

с граничными условиями и условием нормировки для волновой функции, соответственно,

$$\varphi(0) = \varphi_i(L^*) = 0; \quad \int |\varphi_i(z)|^2 dz = 1.$$
 (2)

Плотность тяжелых дырок можно рассчитать по формуле

$$\rho_{hh}(z) = \sum_{i}^{\infty} \left| \varphi_i(z) \right|^2, \tag{3}$$

а зависимость электростатического потенциала в ОПЗ полупроводника определить из уравнения Пуассона

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = -q \frac{\rho_{hh}(z)}{\varepsilon_0 \varepsilon_{sc}} \tag{4}$$

с граничными условиями

$$V|_{z=0} = V_s; V|_{z=\infty} = 0; V'|_{z=\infty} = 0.$$
(5)

В настоящей работе уравнения (1)–(5) решались самосогласованно с применением численных методов и итерационной процедуры, предложенных в работе [5].

 $C_{sc}(V_s)$ -зависимость для HgSe, рассчитанная в квантовом приближении для величины $m_{hh}^{*}=0.25m_{0}$, приведена на рис.1 (кривая 5). Сравнение экспериментальной и рассчитанной в квантовом приближении $C_{sc}(V_s)$ -зависимостей для HgSe (см. рис.1) показывает их хорошее совпадение вблизи минимума и при небольших значениях поверхностного потенциала и значительное расхождение при больших значениях поверхностного потенциала, уже соответствующих сильному вырождению носителей заряда в ОПЗ. Тот факт, что теоретическая $C_{sc}(V_s)$ -зависимость, рассчитанная в квантовом приближении для величины $m_{hh}^* = 0.25 m_0$, лежит значительно ниже экспериментальной, может указывать на то, что величина эффективной массы тяжелой дырки в HgSe больше величины $m_{hh}^* = 0.25 m_0$. Это согласуется, во-первых, с литературными данными $m_{hh}^* =$ $(0.31-0.84)m_0$ [1], а, во-вторых, с некорректностью определения величины m_{hh}^* по формулам классического приближения в случае квантования тяжелых дырок в ОПЗ. Для определения величины эффективной массы тяжелых дырок в HgSe в настоящей работе были рассчитаны в квантовом приближении C_{sc}(V_s)-зависимости еще для нескольких значений величины эффективной массы тяжелой дырки $(m_{hh}^*=0.75m_0, m_{hh}^*=0.50m_0,$ $m_{hh}^{*}=0.40m_{0}$). Они также приведены на рис. 1 (кривые 2, 3 и 4 соответственно). Из рис.1 видно, что для HgSe достаточно хорошее согласие с экспериментальной $C_{sc}(V_s)$ зависимостью имеет теоретическая C_{sc}(V_s)-зависимость, рассчитанная в квантовом приближении для величины $m_{hh}^* = 0.40 m_0$.



Рис. 2. *C*_{sc}(*V*_s)-зависимость для CdHgTe (0.03-0.05): 1 – эксперимент; 4, 3, 2, – квантовый расчет для *m*_{hh}^{*} = (0.75, 0.50, 0.25) *m*₀ соответственно

Для Cd_xHg_{1-x}Te и HgTe результаты квантовых самосогласованных расчетов приведены на рис. 2 и 3. Кривые 4, 3 и 2 на рисунках соответствуют расчетам ВФХ для нескольких значений величины эффективной массы тяжелой дырки: $m_{hh}^*=0.75m_0$, $m_{hh}^*=0.50m_0$, $m_{hh}^*=0.25m_0$. Из рисунков видно, что при потенциалах вблизи минимума ВФХ дырочные ветви полученных из эксперимента ВФХ лежат выше теоретически рассчитанных в квантовом приближении для обоих соединений. Такое несовпадение может быть связано с наличием поверхностных состояний на межфазной границе полупроводник–электролит (или полупроводник–диэлектрик, если тонкий диэлектрический слой на поверхности полупроводника все же присутствует).



Рис. 3. *C*_{sc}(*V*_s)-зависимость для HgTe: 1 – эксперимент; 4, 3, 2 – квантовый расчет для m_{bh}^{*} = (0.75, 0.50, 0.25) m_0 соответственно

Однако из сравнения теоретических квантовых и экспериментальных дырочных ветвей ВФХ (рис.2, 3) видно, что в интервале изменения анодного потенциала от 0.15В до 0.35В для соединения Cd_xHg_{1-x}Te (рис. 2) и в интервале от 0.2В до 0.35В для HgTe (рис. 3) экспериментальные и теоретические зависимости (квантовый расчет для значения эффективной массы тяжелых дырок $m_{hh}^* = 0.50m_0$) совпадают в пределах экспериментального разброса измерений. Это позволяет нам предположить, что размерное квантование тяжелых дырок в приповерхностной области полупроводников Cd_xHg_{1-x}Te (x=0.03-0.05) и HgTe проявляется уже при комнатных температурах.

Так как плотность ПС, определенная по частотной дисперсии ВФХ, не превышает $N_{ss} < 10^{11} \text{сm}^{-2}$, по-видимому, в рассматриваемом диапазоне изменения V_s выполняются условия идеальной поляризуемости, и, следовательно, величина эффективной массы

тяжелых дырок составляет примерно $m_{hh}^* = 0.50m_0$ для Cd_xHg_{1-x}Te и HgTe, по крайней мере, в указанных выше интервалах изменения потенциала.

При этом можно отметить, что при использовании метода ЭПЭ для бесщелевых соединений Cd_xHg_{1-x} Те и HgTe в растворе KCl условия идеальной поляризуемости выполняются не так корректно, как в случае HgSe, что, по-видимому, не позволяет провести оценку $m_{hh}^* = 0.50m_0$ для любых значений электродного потенциала в исследуемом диапазоне от -0.3 B до +0.35 B.

Заключение

Таким образом, можно утверждать, что:

- размерное квантование тяжелых дырок валентной зоны в ОПЗ в бесщелевых полупроводниках HgSe, Cd_xHg_{1-x}Te и HgTe проявляется уже при комнатных температурах;
- величина эффективной массы тяжелых дырок в бесщелевом полупроводнике HgSe при комнатной температуре близка к значению $m_{hh}^* = 0.40 \ m_0$ для Cd_xHg_{1-x}Te в интервале изменения электродного потенциала от 0.15B до 0.35B и для HgTe в интервале от 0.2B до 0.35B m_{hh}^* составляет $m_{hh}^* = 0.50m_0$.

Литература

- 1. Dornhaus R., Nimtz G.. Narrow-Gap semiconductors. // Springer -Tracts in Mod.Phys. 1983. V. 98. № 1. P.309.
- 2. Мямлин В.А., Плесков Ю.В. Электрохимия полупроводников. М: Наука, 1965, 338с.
- Яфясов А.М., Перепелкин А.Д., Божевольнов В.Б. Исследование параметров зонной структуры приповерхностных слоев бесщелевых полупроводников (CdHg)Te и НgTe методом эффекта поля в электролитах. // ФТП. 1992. Т.26. В.4. С.636–643.
- Шевченко О.Ю., Раданцев В.Ф., Яфясов А.М., Божевольнов В.Б., Иванкив И.М., Перепелкин А.Д. Определение матричного элемента оператора квазиимпульса в бесщелевом полупроводнике HgSe методом эффекта поля в электролите. // ФТП. 2002. Т.36. В.4. С.412–415.
- 5. Yafyasov A.M., Ivankiv I.M., Bogevolnov V.B.. Quantization of the free charge carriers on InSb at room temperature. // Applied Surface Science. 1999. 142. C.629–632.

НАШИ АВТОРЫ

Алексеев Сергей Андреевич – доктор технических наук, доцент кафедры твердотельной оптоэлектроники

Алешинова Надежда Борисовна – студентка 6 курса

Андреев Александр Алексеевич – ведущий научный сотрудник ФГУП «'НИИ Лазерной физики»

Андреев Лев Николаевич – доктор технических наук, профессор кафедры прикладной и компьютерной оптики

Андреева Ольга Владимировна – начальник лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

Араканцев Константин Геннадьевич – студент кафедры оптико-электронных приборов и систем

Артемьев Сергей Васильевич – зам. начальника лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

Асеев Владимир Анатольевич – аспирант кафедры оптического материаловедения и оптики

Афанасьев Василий Петрович – студент 5 курса

Беликов Андрей Вячеславович – кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Беспалов Виктор Георгиевич – доктор физ.-мат. наук, зам. декана факультета фотоники и оптоинформатики

Бобров Анатолий Петрович – доктор медицинских наук, профессор, заведующий кафедрой пропедевтики стоматологических заболеваний СПБГМУ им. акад. И.П. Павлова

Богданов Александр Григорьевич – зам. начальника КБ.ФГУП НПО «Аврора»

Божевольнов Владислав Борисович – кандидат физ.-мат. наук, доцент НИИ физики СПбГУ им. В.А.Фока

Бондарев Николай Николаевич – инженер кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Бузян Артём Тимофеевич – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Веселовский Андрей Борисович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Виноградова Ольга Александровна – студентка кафедры прикладной и компьютерной оптики

Ворона Алексей Михайлович – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Воронин Юрий Михайлович – начальник лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

Гаврилина Ольга Алексеевна – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики

Гладских Дмитрий Аркадьевич – студент 4 курса

Гнатюк Пётр Анастасьевич – научный сотрудник кафедры электроники

Голубок Александр Олегович – доктор физ.-мат. наук, заведующий кафедрой материаловедения

Горелов Николай Сергеевич – студент кафедры лазерных технологий и прикладной экологии

Гулиева Нина Юрьевна – аспирантка кафедры пропедевтики стоматологических заболеваний СПБГМУ им. акад. И.П. Павлова

Дубко Елена Борисовна – студентка 5 курса

Дульнев Геннадий Николаевич – доктор технических наук, профессор кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Егоров Владимир Иванович – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Ежова Ксения Викторовна – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики

Ермолаева Екатерина Владиславовна – аспирантка кафедры фотоники и оптоинформатики

Зверев Виктор Алексеевич – доктор технических наук, профессор кафедры прикладной и компьютерной оптики

Зеленская Марианна Григорьевна – студентка кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Иванова Татьяна Владимировна – кандидат технических наук, доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

Иванова Татьяна Юрьевна – начальник КБ.ФГУП НПО «Аврора»

Иночкин Михаил Владимирович - кандидат технических наук, доцент кафедры электроники

Каева Екатерина Спартаковна – аспирант кафедры оптического материаловедения и оптики

Казак Александр Викторович – генеральный директор ЗАО «НИТИ-Авангард»

Калинина Марина Игоревна – аспирант кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Капорский Лев Николаевич – начальник лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

Керпелева Светлана Юрьевна – аспирант кафедры материаловедения

Кириллов Денис Валерьевич – студент 6 курса

Китаев Юрий Васильевич – кандидат технических наук, доцент кафедры электроники Козловский Роман Алексеевич – студент 5 курса

Колос Вадим Михайлович – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Коняхин Игорь Андреевич – доктор технических наук, профессор кафедры оптикоэлектронных приборов и систем

Кораблев Владимир Антонович- кандидат технических наук, доцент кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Кривопустова Екатерина Всеволодовна – доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

Крутицкая Татьяна Кирилловна – кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры физики Кулик Андрей Викторович – аспирант кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики Кушнаренко Александр Павлович – студент 6 курса

Лаптева Надежда Александровна – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики

Лапушкина Лидия Васильевна – кандидат технических наук, зав. отделом оптики НПО «ЭЛЕКТРОН»

Лебедько Евгений Георгиевич – доктор технических наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем

Липкович Евгения Борисовна – студентка 4 курса

Лукьянов Геннадий Николаевич – доктор технических наук, профессор кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Лю Лэй – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Майорова Ольга Валерьевна – аспирантка кафедры твердотельной оптоэлектроники

Макаров Дмитрий Сергеевич – ассистент кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Маколкина Евгения Николаевна – аспирант кафедры оптического материаловедения и оптики

Маслов Вячеслав Васильевич – кандидат медицинских наук, доцент кафедры пропедевтики стоматологических заболеваний СПБГМУ им. акад. И.П. Павлова

Мерсон Алексей Дмитриевич – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Милорадов Алексей Борисович – студент кафедры прикладной и компьютерной оптики

Митрофанов Андрей Сергеевич – кандидат технических наук, профессор кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Михеев Сергей Владимирович – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Нагибин Юрий Тихонович – кандидат технических наук, доцент кафедры твердотельной оптоэлектроники

Назаров Вячеслав Валерьевич – научный сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Никольская Татьяна Сергеевна – кандидат технических наук, доцент кафедры материаловедения

Никоноров Николай Валентинович – доктор физ.-мат. наук, заведующий кафедрой оптического материаловедения и оптики

Орлова Елена Евгеньевна – студентка 6 курса

Осипов Александр Владимирович – научный сотрудник Института химии силикатов РАН

Парамонов Александр Александрович – ведущий инженер СПбГУ ИТМО

Парахуда Сергей Евгеньевич – кандидат технических наук, доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Парфёнов Пётр Сергеевич – младший научный сотрудник ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

Пасяда Александр Васильевич – аспирант-очник кафедры твердотельной оптоэлектроники

Перепелкин Анатолий Дмитриевич – кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник НИИ физики СПбГУ им. В.А.Фока **Пилипенко Николай Васильевич** – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Польщиков Георгий Владимирович – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов

Попов Юрий Юрьевич – студент кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Потемкин Антон Викторович – студент кафедры прикладной и компьютерной оптики

Пржевуский Александр Кириллович – доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры оптического материаловедения и оптики

Прокопенко Виктор Трофимович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой твердотельной оптоэлектроники

Прудников Евгений Дмитриевич – кандидат химических наук, руководитель лаборатории «Экоаналитический учебно-научный центр» Института земной коры СПбГУ

Пугин Игорь Владимирович – главный конструктор ЗАО «НИТИ-Авангард»

Рассадина Анна Александровна – аспирант кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Рожманова Татьяна.Владимировна – младший научный сотрудник ГНЦ ВНИИ растениеводства им. Вавилова

Рохмин Алексей Сергеевич – аспирант кафедры оптического материаловедения и оптики

Сабиров Ренат Лимусович – инженер ФГУП «'НИИ Лазерной физики»

Салль Елена Геннадьевна – научный сотрудник ФГУП «НИИ Лазерной физики»; Скалецкая Ирина Евгеньевна – студентка 6 курса

Скалецкий Евгений Кириллович – заведующий лабораторией МВК ИФФ

Скрипник Алексей Владимирович – кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Стражмейстер Инна Борисовна – старший преподаватель кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга, заведующая лабораторией ЦЭИТ

Сушко Виктория Юрьевна – ассистент кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Тимофеев Александр Николаевич – кандидат технических наук, зав. лабораторией кафедры оптико-электронных приборов и систем

Тогатов Вячеслав Вячеславович – доктор технических наук, заведующий кафедрой электроники

Точилина Татьяна Владимировна – кандидат технических наук, начальник НМО ППО

Трушков Кирилл Васильевич – студент кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Ульяшенко Александр Михайлович – аспирант кафедры оптического материаловедения и оптики

Усачев Владимир Иванович – доктор медицинских наук, профессор, заведующий кафедрой остеопатии МАПО

Федоров Юрий Кузьмич – кандидат технических наук, старший научный сотрудник. НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

Филатов Антон Александрович – сотрудник кафедры прикладной и компьютерной оптики

Храмов Валерий Юрьевич – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой квантовой электроники и биомедицинской оптики

Царёв Захар Сергеевич – инженер-электроник кафедры квантовой электроники

Цуканова Галина Ивановна – кандидат технических наук, доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

Чижов Сергей Алексеевич – младший научный сотрудник ФГУП «НИИ Лазерной физики»

Шандалова Лидия Кирилловна – студентка 4 курса

Шарков Алексаднр Васильевич – доктор технических наук, профессор кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Шарков Николай Александрович – студент кафедры компьютерной теплофизики и энергофизического мониторинга

Шевнина Елена Ивановна – ведущий инженер-конструктор ФГУП НТЦ ЯФИ

Шевченко Ольга Юрьевна – старший преподаватель кафедры физики

Ярышев Сергей Николаевич – кандидат технических наук, доцент кафедры оптикоэлектронных приборов и систем

Яфясов Адиль Маликович – доктор физ.-мат. наук, профессор НИИ физики СПбГУ им. В.А.Фока

Яшин Владимир Евгеньевич – доктор технических наук, профессор кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
1. КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И БИОМЕДИЦИНСКАЯ ОПТИКА	5
Назаров В.В., Парахуда С.Е., Храмов В.Ю. Исследование плоского и неустойчивого резонатора твердотельного моноимпульсного лазера с динамическим градиентным отражателем	5
Беликов А.В., Скрипник А.В. Лазер–кислотный способ удаления эмали зуба человека	.10
Андреев А.А., Кулик А.В., Салль Е.Г., Сабиров Р.Л., Чижов С.А., Яшин В.Е. Исследование лазерной плазмы как источника излучения в области вакуумного ультрафиолета	.15
Веселовский А.Б., Митрофанов А.С., Бондарев Н.Н., Рожманова Т.В. Исследование влияния оптического излучения на динамику развития pisum sativum L	.20
2. ЭНЕРГОМОНИТОРИНГ И ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЕ	26
Пилипенко Н.В., Гладских Д.А., Зеленская М.Г. Моделирование динамики теплопереноса в астатических преобразователях тепловых потоков и тепломере Гардона с использованием фильтра Калмана	.26
Афанасьев В.П., Дубко Е.Б., Козловский Р.А., Пилипенко Н.В. Динамические характеристики комбинированных преобразователей тепловых потоков	.32
3. ПРОБЛЕМЫ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ, МАССЫ, ИМПУЛЬСА и информации	20
И ИПФОГ МАЦИИ. Егоров В.И., Казак А.В., Кораблев В.А., Попов Ю.Ю.,.Пугин И.В., Шарков А.В. Обеспечение теплового режима большеразмерной активной фазированной антенной решетки	.38
Макаров Д.С. Компьютерное управление полупроводниковыми микроохладителями	.42
Богданов А.Г., Егоров В И., Калинина М И., Шарков Н.А., Иванова Т.Ю. Исследование тепловых режимов пультов управления техническими средствами корабля	.45
Егоров В И., Трушков К В. Расчет тепловых режимов моноблоков с естественным охлаждением	.49
Кораблев В.А., Сушко В.Ю., Шарков А.В. Влияние разъемных соединений и кабелей на тепловой режим радиоэлектронной аппаратуры	.54
Дульнев Г.Н., Стражмейстер И Б. Способ оценки степени хаотичности энергоинформационных потоков в сознании человека	.59
Дульнев Г Н., Стражмейстер И.Б. Исследование степени хаотичности энергоинформационных потоков в сознании человека	.63
Лукъянов Г Н., Рассадина А.А. Применение миниатюрных термисторов в качестве термоанемометров	.68

4. ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ.....

И СИСТЕМЫ	77
Пасяда А.В., Алексеев С.А. Распознавание формы поверхности на основе	
интенсивности и поляризации отраженного света	77
Нагибин Ю.Т., Прудников Е.Д. Механическая активация растворов как способ	~-
повышения чувствительности в спектральном анализе	87
Майорова О.В., Орлова Е.Е., Липкович Е.Б., Скалецкий Е.К., Царев З.С., Шандалова Л.К. Машинный эксперимент с решениями прямой задачи	0.1
эллипсометрии	91
Маиорова О.В., Орлова Е.Е., Липкович Е.Ь., Скалецкии Е.К., Царев З.С., Шанладова ЛК Метолы коррекции решений залачи Васичека	97
Прокопенко В Т. Скаленкий Е.К. Папушкина П.В. Майорова О.В.	
Скалецкая И.Е., Орлова Е.Е. Эллипсометрический инвариант	
Френеля-Брюстера	107
Прокопенко В.Т., Скалецкий Е.К., Алексеев С.А., Скалецкая И.Е.,	
Майорова О.В., Орлова Е.Е. Оптические константы нитрида бора	110
Прокопенко В.Т., Скалецкий Е.К., Скалецкая И.Е., Крутицкая Т.К.	
Эллипсометрический контроль автоволновых процессов	117
5. СИЛОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА	120
Тогатов В.В., Иночкин М.В., Гнатюк П.А. Работа корректора коэффициента	
мощности в нестационарном режиме	120
Тогатов В.В. Переходные характеристики корректора	129
Тогатов В.В., Гнатюк П.А. Формирователь высоковольтных импульсов напряжения с импульсной мощностью в несколько мегаватт	136
Тогатов В.В, Гнатюк П.А. Способ уменьшения коммутационных потерь при включении транзистора на открытый диод	141
Китаев Ю.В Использование программного обеспечения MAX PLUS II и E-LAB	
для сквозного проектирования цифровых устроиств с микропроцессорным управлением	148
Китаев Ю.В. Применение САПР Protal с использованием библиотек компонентов разработника в дабораториих работах	152
	152
6. ФОТОНИКА И ОПТОИНФОРМАТИКА	122
Андреев А.А., Беспалов В.Г., Ермолаева Е.В. Моделирование процессов	155
Городор Н.С. Воронии Ю.М. Порфонор П.С. Непосредствение времствение	155
распределения интенсивности в стоячей эванесцентной волне с помощью ближиеволи иого тушели ного оптического микроскова	161
Андреева О.В., Артемьев С.В., Капорский Л.П., Кушнаренко А.П., Парамонов А.А. Спектральная селективность объёмных пропускающих голограмм	167
Рохмин А.С., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К. Поляризованная	
люминесценция ионов тулия в лазерных стеклах	. 173
Асеев В.А., Ульяшенко А.М., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К.,	
Федоров Ю.К. Спектрально-люминесцентные свойства метафосфата иттербия, активированного ионами эрбия	180
-	

Ульяшенко А.М., Асеев В.А., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К.	
Спектрально-люминесцентные свойства ионов хрома	
в стеклокристаллических материалах	.186
Каева Е.С. Визуализация дислокаций и остаточных напряжений	
на флюорите методом декодирования	.192
Маколкина Е.Н. Влияние высокотемпературной термообработки на спектр	100
поглощения кристаллов германия	. 198
7. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ	203
Лебедько Е.Г., Колос В.М. Повышение точности импульсных оптических лальномеров	203
Коняхин И.А., Бузян А.Т. Молецирование оптико-электронной системы	
измерения пространственных координат на основе	
метода "прямой угловой засечки"	.207
Коняхин И.А., Михеев С.В. Моделирование оптико-электронных систем	
измерения пространственных координат на основе	
метода "обратной угловой засечки"	.211
Араканцев К.Г., Тимофеев А.Н., Ярышев С.Н. Пути совершенствования	
распределенных оптико-электронных систем контроля смещений	.215
Лебедько Е.Г. Возможности передачи непрерывной информации	
по оптическим каналам связи	.222
Коняхин И.А., Ворона А.М. Экспериментальные исследования	
широкодиапазонного автоколлиматора	224.
Коняхин И.А., Мерсон А.Д. Особенности моделирования оптико-электронных	220
систем измерения деформации крупноразмерных объектов	.228
Коняхин И.А., Лю Лэй. Компенсационный алгоритм автоколлимационных измерений повышенной точности	.232
Польщиков Г.В., Шевнина Е.И, Бобров А.П., Маслов В.В, Гулиева Н.Ю.	
Оптико-электронные приборы температурного контроля	
в стоматологической практике	.237
Польщиков Г.В., Шевнина Е.И Анализ возможностей стабилизации	
параметров проходного измерителя потока лазерного излучения	.240
8. ПРИКЛАДНАЯ И КОМПЬЮТЕРНАЯ ОПТИКА	243
Гаврилина О.А., Ежова К.В., Иванова Т.В. Анализ профориентационной работ	ы
на кафедре ПиКО за 1996–2004 годы	.243
Виноградова О.А., Точилина Т.В. Эффективность осветительного устройства	
светового микроскопа	.248
Зверев В.А., Кривопустова Е.В. Компенсатор Оффнера в автоколлимационной	
схеме контроля вогнутых отражающих поверхностей вращения	255
несферической формы	.255
Филатов А.А. Анализ проблем композиции оптических схем алаптивных телескопов	.265
Андреев Л.Н., Лаптева Н.Л., Мидорадов А Б. Потемкин А В. Однодинзовые	
объективы для оптической записи и считывания информации	.270
Анлреев Л.Н. Милоралов А.Б. Лвухзеркальные светосильные реверсивные	
телеобъективы	.273

Цуканова Г.И. Зеркально-линзовые объективы с уменьшенными значениями	
экранирования и осевой длины	.279
9. ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ	283
Голубок А.О., Керпелева С.Ю. Нанотестер для диагностики микро- и наноструктур	.283
Алешина Н.Б., Осипов А.В. Синтез и изучение кинетики роста нанокристаллов фосфатов РЗЭ и их твердых растворов в системе La(X)Lu(1-X)PO4	.288
Кириллов Д.В., Никольская Т.С. Акустоэмиссионный контроль электротехнического фарфора	.291
10. ФИЗИКА	296
Шевченко О.Ю., Божевольнов В.Б., Перепелкин А.Д., Яфясов А.М.	
Эффективная масса тяжелых дырок в бесщелевых полупроводниках	
HgSe, CdxHg1-xTe и HgTe при комнатных температурах	.296
НАШИ АВТОРЫ	.302

Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск 18. Исследования в области оптики и физики / Главный редактор д.т.н., проф. В.Н. Васильев. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2005. 310 с.

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК СПбГУ ИТМО Выпуск 18 Исследования в области оптики и физики

Главный редактор доктор технических наук, профессор В.Н. Васильев Дизайн обложки М.А. Петров Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО Зав. РИО Н.Ф. Гусарова Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99. Подписано в печать 20.12.05. Заказ 882. Тираж 100 экз.