

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ**

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

---

# **НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК**

**Выпуск 30**

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ  
И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ  
И ТЕХНОЛОГИЙ**



**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ  
2006**

Выпуск содержит материалы XXXV научной и учебно-методической конференции СПбГУ ИТМО «Достижения ученых, аспирантов и студентов университета в науке и образовании». Конференция была проведена 31 января – 3 февраля 2006 г. Санкт-Петербургским государственным университетом информационных технологий, механики и оптики в сотрудничестве с

- ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»,
- Институтом аналитического приборостроения РАН (ИАНП РАН),
- Институтом проблем машиноведения РАН (ИПМаш РАН),
- Комитетом по науке и высшей школе Санкт-Петербурга (КНВШ),
- ВНИИМ им. Д.И. Менделеева,
- ОАО «ЛОМО»,
- ОАО «Техприбор»,
- ФГУП СПб ОКБ «Электроавтоматика»,
- ЦНИИ «Электроприбор».

В выпуске представлены работы, поддержанные финансированием в рамках:

- Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники на 2002–2006 гг» (Федеральное агентство по науке и инновациям);
- аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–08 гг.) (Федеральное агентство по образованию);
- Федеральной целевой программы развития образования на 2006–2010 гг. (Федеральное агентство по образованию),
- Российского фонда фундаментальных исследований,

а также инициативные разработки.

#### **Программный комитет конференции:**

Васильев В.Н. (СПбГУ ИТМО) – председатель

Аронов А.М. (ОАО «ЛОМО»)	Маслов Ю.В. (ОАО «Техприбор»)
Алимов Ю.А. (ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»)	Максимов А.С. (КНВШ)
Викторов А.Д. (КНВШ)	Мусалимов В.М. (СПбГУ ИТМО)
Гатчин Ю.А. (СПбГУ ИТМО)	Парамонов П.П. (ФГУП СПб ОКБ «Электроавтоматика»)
Дукельский К.В. (ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»)	Пешехонов В.Г. (ЦНИИ «Электроприбор»)
Карасев В.Б. (ФГУП ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»)	Путилин Э.С. (СПбГУ ИТМО)
Козлов С.А. (СПбГУ ИТМО)	Ткалич В.Л. (СПбГУ ИТМО)
Колесников Ю.Л. (СПбГУ ИТМО)	Ханов Н.И. (ВНИИМ им. Д.И. Менделеева)
Курочкин В.Е. (ИАНПРАН)	Храмов В.Ю. (СПбГУ ИТМО)
	Шехонин А.А. (СПбГУ ИТМО)
	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.	Ноздрин М.А.
Гатчин Ю.А.	Путилин Э.С.
Гусарова Н.Ф.	Савельева Л.П.
Гуров И.П.	Томасов В.С.
Никоноров Н.В.	

**ISSN 1819-222X**

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

## СОВРЕМЕННЫЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ТПП ПРИБОРОСТРОИТЕЛЬНОГО ПРЕДПРИЯТИЯ

Е.И. Яблочников

В статье рассматриваются методологические основы построения автоматизированных систем технологической подготовки производства (ТПП) в приборостроении на базе современных информационных технологий, включающих в себя универсальные решения класса PLM (Product Lifecycle Management).

### Введение

Разработка методов автоматизации ТПП в приборостроении и машиностроении является одним из традиционных направлений научной деятельности СПбГУ ИТМО. В разработке теоретических основ построения АСТПП и достижении практических результатов большая роль принадлежит проф. С.П. Митрофанову, Д.Д. Куликову, Б.С. Падуну [1]. Однако за последние полтора десятилетия в развитии информационных технологий произошли радикальные изменения, что потребовало пересмотра как основных принципов построения АСТПП, так и многих методов их реализации. Радикальные изменения связаны не только с широким внедрением в производственную среду персональных компьютеров, локальных и глобальных вычислительных сетей. Появились развитые средства трехмерного компьютерного проектирования (САД-системы), инженерного анализа (САЕ-системы), разработки управляющих программ для оборудования с ЧПУ (САМ-системы), системы единой информационной поддержки всех этапов жизненного цикла изделий (PDM-системы), системы визуального моделирования предметной области [2]. В связи с этим возникает вопрос о методологии построения АСТПП на базе использования этих систем. С их помощью реализация таких основных принципов АСТПП, как принцип открытости, принцип модульности, принцип декомпозиции и других? должна быть переведена на качественно новый уровень.

### 1. ИПИ/CALS и PLM-технологии

Основопологающим принципом использования информационных технологий в сфере ТПП является следование принципам ИПИ/CALS, согласно которым реальные бизнес-процессы отображаются на виртуальную информационную среду, в которой определение продукта представлено в виде полного электронного описания изделия, а среда его создания и среда эксплуатации – в виде систем моделирования процессов и их реализации. В области подготовки производства принципы ИПИ/CALS нашли свое отражение в создании ряда универсальных программных систем, обеспечивающих комплексную поддержку этапов ЖЦИ на основе концепции PLM (Product Life-cycle Management – управление жизненным циклом продукта) [3]. В соответствии с определением CIMdata, известного в мире независимого эксперта в данной области, «PLM – это стратегический подход к ведению бизнеса, который использует набор совместимых решений для поддержки общего представления информации о продукте в процессе его создания, реализации и эксплуатации, в среде расширенного предприятия, начиная от концепции создания продукта до его утилизации – при интеграции людских ресурсов, процессов и информации». На основании этого определения можно выделить следующие основные требования к PLM-решениям [4]:

- возможность универсального, безопасного и управляемого способа доступа и использования информации, определяющей изделия;
- поддержание целостности информации, определяющей изделие, на протяжении всего жизненного цикла изделия;
- управление и поддержка бизнес-процессов, используемых при создании, распределении и использовании информации.

Внедрение PLM-решений тесно связано с проведением реинжиниринга бизнес-процессов, что является одним из основных принципов ИПИ/CALS. Под реинжинирингом понимается «фундаментальное переосмысление и радикальное перепроектирование бизнес-процессов компаний для достижения коренных улучшений в наиболее важных показателях их деятельности» [2].

Базовыми системами, обеспечивающими реализацию стратегии PLM, являются системы классов CAD/CAM, CAE, PDM. При комплексной автоматизации процессов ТПП, CAD/CAM и CAE-системы становятся (в качестве подсистем АСТПП) средствами автоматизации выполнения различных проектных процедур, а PDM-система – средством для реализации процессов управления ТПП. Одновременно PDM-система является базовым средством, с помощью которого реализуется единое информационное пространство как для сферы ТПП, так и для других этапов жизненного цикла изделия. Наряду с клиент-серверной архитектурой, современные PDM-системы содержат средства, обеспечивающие работу над проектом для удаленных пользователей через Интернет/Инtranet. Это позволяет организовывать эффективную совместную работу над проектом в среде расширенного или виртуального предприятия.

## 2. Теоретические положения

АСТПП создается как информационная система, в которой автоматизированные рабочие места функционируют в едином информационном пространстве (ЕИП), основанном на использовании PDM-системы. ЕИП ТПП содержит информацию о деталях и сборочных единицах изделия, о технологических процессах изготовления изделия, информацию об оборудовании и средствах технологического оснащения, нормативно-справочную информацию, планово-учетную информацию. Подход, основанный на создании единого информационного пространства, является основополагающим, так как определяет не только информационное взаимодействие между подсистемами ТПП, но и способы организации жизненного цикла изделия на стадии ТПП. Теоретической основой организации и ведения проектов в ЕИП с использованием PDM-системы является обобщенная модель изделия (GMP), содержащая информацию об изделии, зафиксированную на текущий момент  $t$  и представляющая собой систему связанных информационных объектов:  $GMP_t = \langle MIO_t, GrMP_t \rangle$ ;  $MIO_t = \{IO_{t,i}\}$ ,  $i=1, \dots, n_t$ , где  $MIO$  – множество информационных объектов, а  $GrMP$  – направленный граф, фиксирующий логические и иерархические связи между объектами. Каждый информационный объект  $IO$  – это комплекс, состоящий из объекта, порожденного одним из классов объектно-ориентированной модели данных ТПП, и из множества моделей различного типа – распорядительных, графических, параметрических, функциональных и других, отражающих текущее состояние объекта. В процессе функционирования подсистем ТПП выполняются преобразования информационных объектов. На основе проведенных исследований разработаны методы преобразования объектов, вошедшие как составная часть объектно-ориентированной модели ТПП.

Современные формы кооперации предприятий при выполнении подготовки производства новых изделий основываются на использовании расширенных/виртуальных предприятий. В этом случае ЕИП должно быть создано для всех участников такой кооперации. Под виртуальной ТПП изделия будем понимать технологическую подготовку

производства, выполняемую географически удаленными разнопрофильными компаниями – организационными единицами (ОЕ), объединенными на основе информационных технологий на время выполнения заказов на ТПП изделия. Организационные единицы объединены между собой в единую сеть ресурсов, специализированную на выполнение заказов определенного типа. Сеть ресурсов может быть выражена в виде направленного графа  $SR: SR=\langle VSR, DSR\rangle$ ;  $VSR=\{vs_i\}$ ,  $vs_i=1,\dots,nv$ ;  $DSR=\{ds_j\}$ ,  $ds_j=1,\dots,nd$ . В этом графе вершины  $vs_i$  отображают ОЕ, а дуги  $ds_j$  – функциональные и информационные связи между ними. Под функциональной связью понимается связь, отражающая последовательность выполнения заказа организационными единицами; информационная связь предполагает возможность передачи информации об изделии и технологии его изготовления.

Задача конфигурирования заказов заключается в объединении работ по ТПП изделия в заказы, которые могут быть переданы на выполнение в соответствующие ОЕ. При выполнении заказов обычно используются не все ресурсы сети, и по мере разворачивания обобщенной модели изделия происходит захват новых ресурсов на основе формирования новых заказов. Таким образом, сеть ресурсов является динамической сетью, в которой меняются как состав вершин, так и связи между вершинами. Сеть ресурсов, которая в данный момент используется для выполнения заказов, будем называть рабочей или текущей сетью ресурсов. В теоретическом плане указанные действия можно выразить как проецирование  $GMP$  на сеть ресурсов:  $SR_t=PRO(SI_t, GMP_t)$ , где  $PRO$  – операция проецирования;  $SI_t$  – исходная сеть ресурсов на момент времени  $t$ ;  $SR_t$  – рабочая сеть ресурсов на момент времени  $t$ .

Задача распределения заказов в общей постановке является достаточно сложной, и для ее решения могут использоваться различные методы, например, многоагентные технологии. Этот метод в настоящее время является лидирующим в области распределенных приложений. Управление виртуальной ТПП основывается на использовании многоуровневой сети деловых процессов (бизнес-процессов), реализуемой технологией workflow. При этом каждая ОЕ также имеет свою сеть делового процесса.

Реализация подхода, основанного на организации работы специалистов предприятия в едином информационном пространстве, позволит:

- принимать и хранить проект изделия в электронном виде;
- эффективно отслеживать текущее состояние ТПП изделия;
- обеспечивать целостность, непротиворечивость и отсутствие дублирования данных;
- организовывать быстрый авторизованный просмотр всех моделей и документов;
- обеспечивать оперативный обмен информацией между пользователями АСТПП;
- обеспечивать быстрое прохождение конструкторских и технологических изменений;
- автоматизировать процессы управления потоками производственных заданий в сфере ТПП;
- обеспечивать информационную согласованность работы всех подсистем АСТПП;
- поддерживать открытость АСТПП, удобство адаптации к меняющимся условиям производства;
- обеспечивать информационный обмен с системами, выполняющими поддержку различных этапов жизненного цикла изделия.

### 3. Организационные аспекты

Задача создания АСТПП относится к категории сложных проектов, где понятие «проект» рассматривается в широком смысле, как некоторый вид целенаправленной деятельности. В связи с этим важное значение приобретают организационные аспекты создания АСТПП. В отличие от периода создания первых АСТПП, сегодня нет необхо-

димости программировать всю систему «с нуля», используя лишь такие инструментальные средства, как высокоуровневые языки программирования и системы управления базами данных. PLM-решения на базе PDM/CAD/CAE/CAM-систем предоставляют мощный набор средств для организации единого информационного пространства, управления процессами ТПП, автоматизации конструкторско-технологического проектирования, инженерного анализа и моделирования технологических процессов, разработки управляющих программ для оборудования с ЧПУ. Использование PLM-решений во многом сводит задачу построения АСТПП к правильному выбору и конфигурированию инструментальных средств, их адаптации к условиям конкретного предприятия, настройке баз данных и баз знаний, разработке необходимых приложений, определению числа и видов автоматизированных рабочих мест, организации бизнес-процессов ТПП с использованием механизмов управления потоками производственных заданий. Важно осознавать, что процесс создания АСТПП не может быть оторван от других мероприятий по техническому перевооружению производства.

В настоящее время одной из наиболее сложных проблем отечественного машиностроения является нарушение преемственности поколений инженерного персонала, недостаток в квалифицированных специалистах (конструкторах, технологах, системных аналитиках, прикладных программистах и др.), наличие которых необходимо для успешной реализации проекта создания АСТПП. В связи с этим реализация проекта может выполняться с участием специализированных сторонних организаций. Деятельность таких инжиниринговых фирм можно классифицировать по следующим уровням – автоматизация рабочих мест, автоматизация бизнес-процессов и реинжиниринг бизнес-процессов.

Автоматизация рабочих мест включает поставку CAD/CAM и CAE-систем с соответствующим обучением и сопровождением. Кроме того, на этапе опытной эксплуатации систем инжиниринговая фирма может выполнять решение отдельных задач ТПП (виртуальное моделирование и анализ технологических процессов формообразования, разработка управляющих программ для многокоординатного оборудования с ЧПУ и др.).

Поставка PDM-системы непосредственно связана с автоматизацией бизнес-процессов и относится к сервисным работам второго уровня. Внедрение PDM-системы требует разработки структуры ЕИП ТПП, наполнения единой базы данных, разработки приложений средствами API, построения графиков workflow. Поэтому, если инжиниринговая фирма осуществляет поставку PDM-системы, она должна владеть этим кругом вопросов в той мере, в которой это требуется предприятию-заказчику.

Важно отметить, что задача выбора конкретных CAD/CAM, CAE и PDM-систем не является частью работ, связанных с поставкой, а относится к элементам реинжиниринга бизнес-процессов ТПП. В самом деле, для того, чтобы выставить требования к указанным базовым системам, определить количество и состав рабочих мест, необходимо иметь модели новых бизнес-процессов, построение которых является задачей реинжиниринга. Чтобы участвовать в решении этой задачи, инжиниринговая фирма должна не ограничиваться поставкой отдельных систем, а, как минимум, владеть информацией по широкому кругу конкурирующих программных продуктов. Так как инжиниринговые фирмы обычно являются поставщиками конкретных систем, то задача выбора базовых средств АСТПП в основном ложится на предприятие.

Несмотря на имеющуюся в распоряжении сотрудников предприятия аналитическую информацию, процесс выбора конкретных базовых систем требует, как правило, проведения дополнительного комплекса работ, в котором участвуют ведущие специалисты разного профиля. Это обосновано, так как приобретение систем влечет за собой изменения и в организационных структурах, в структуре персонала и в общей культуре предприятия. На крупных предприятиях может быть создана специальная комиссия, куда входят специалисты всех заинтересованных служб. В задачи комиссии входит

разработка критериев выбора системы, оценка различных систем и поставщиков, разработка планов освоения и внедрения системы, предусматривается период опытно-промышленной эксплуатации.

Работа инжиниринговой фирмы на следующем уровне сервиса может потребовать также участия в построении моделей бизнес-процессов ТПП, например, с помощью диаграмм UML, или в поставке средств моделирования предметной области. Данные работы обеспечивают информационно-методологическую поддержку реинжиниринга ТПП, но также могут затрагивать более сложные проблемы, связанные с организационной перестройкой служб предприятия, оптимизацией бизнес-процессов, внедрением новых технологий и т.д.

Большую роль в активизации работ по внедрению АСТПП на предприятиях разных отраслей могут сыграть созданные университетом в кооперации с инновационными компаниями, разработчиками систем, реализующих PLM-технологии, и базовыми предприятиями научно-образовательные центры. Такие центры могут решать следующие задачи:

- освоение PLM-технологий и их адаптация к конкретным производственным условиям отечественных предприятий;
- обучение инженерно-технического персонала промышленных предприятий, оказание необходимых консультаций;
- решение конкретных задач, связанных с проектированием и подготовкой производства новых изделий (по заказам предприятий);
- подготовка студентов и аспирантов по применению PLM-технологий, переподготовка преподавателей университета;
- обеспечение возможности выполнения научных и экспериментальных работ преподавателями, аспирантами и студентами университета.

#### **4. Практические результаты**

На базе разработанных теоретических положений и предложенных организационных принципов построения АСТПП был выполнен следующий комплекс работ [5].

1. Исследованы методы визуального моделирования предметной области ТПП с помощью современных средств (диаграммы IDEF, UML, ARIS) и разработаны соответствующие методические материалы по их применению.
2. Построена и реализована средствами PDM-системы структура единого информационного пространства ТПП, представляющая собой основу АСТПП.
3. Разработана САПР технологических процессов, интегрированная в среду ЕИП, что позволило обеспечить новый уровень гибкости и надежности АСТПП.
4. Разработаны методы ведения конструкторских и технологических проектов ТПП, а также принципы организации электронного архива конструкторской и технологической документации в среде PDM-системы.
5. Выполнено внедрение на отечественных предприятиях современных CAD/CAM-систем, реализующих комплексную автоматизацию процессов проектирования и изготовления сложной формообразующей оснастки.

#### **5. Направления дальнейших исследований**

В качестве перспективных для дальнейшей научной и методической деятельности по применению информационных технологий в сфере ТПП, можно отметить следующие направления:

1. переход от визуального моделирования предметной области к имитационному моделированию бизнес-процессов ТПП, что позволит существенно продвинуть-

ся в плане построения методики проведения реинжиниринга приборостроительных предприятий;

2. использование аппарата представления и использования корпоративных знаний, имеющегося в современных САД-системах, в целях дальнейшего повышения уровня автоматизации проектных работ в сфере ТПП;
3. разработка методов распределенного функционирования ТПП в открытой информационной среде в рамках расширенных и виртуальных предприятий;
4. разработка методов планирования и управления развитием АСТПП на основе унифицированного процесса (UP), включая разработку метрик для оценки вариантов АСТПП;
5. разработка методов интеграции PDM и ERP-систем, которые позволят специалистам ТПП владеть оперативной информацией о текущем состоянии производственной системы.

### Заключение

За последние полтора десятилетия в развитии информационных технологий произошли радикальные изменения, что потребовало пересмотра как основных принципов построения АСТПП, так и многих методов их реализации. Радикальные изменения связаны не только с широким внедрением в производственную среду персональных компьютеров, локальных и глобальных вычислительных сетей, но также с появлением систем 3D-проектирования (САД-систем), инженерного анализа (САЕ-систем), программирования оборудования с ЧПУ (САМ-систем), единой информационной поддержки всех этапов жизненного цикла изделий (PDM-систем), визуального моделирования предметной области. Это потребовало разработать методологию построения АСТПП на базе использования данных систем.

Разработанная методология включает в себя теоретические положения, формализацию структурных и организационных принципов создания АСТПП, методику визуального моделирования предметной области ТПП на базе использования диаграмм UML, объектно-ориентированную модель единого информационного пространства ТПП, методы ведения конструкторских и технологических проектов ТПП, а также методы организации электронного архива конструкторской и технологической документации в среде PDM-системы.

### Литература

1. Митрофанов С.П., Куликов Д.Д., Миляев О.Н., Падун Б.С. Технологическая подготовка гибких производственных систем. / Под общ. ред. С.П. Митрофанова. Л: Машиностроение, 1987. 352 с.
2. Зильбербург Л.И., Молочник В.И., Яблочников Е.И. Реинжиниринг и автоматизация технологической подготовки производства в машиностроении. СПб: Политехника, 2004. 152 с.
3. Рынок PLM растет и развивается. Обзор рынка PLM по материалам CIMdata. // CAD/CAM/CAE Observer. 2003. №2. С. 4–8.
4. Очередыко С.А. Глобальная трансформация промышленного бизнеса и новая концепция управления жизненным циклом изделия. / Информационные технологии в наукоемком машиностроении. Компьютерное обеспечение индустриального бизнеса. / Под общ. ред. А.Г. Братухина. Киев: Техника, 2001. С. 626–646.
5. Яблочников Е.И. Методологические основы построения АСТПП. СПб: СПбГУ ИТМО, 2005. 84 с.



# СКАНИРУЮЩАЯ ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ, СПЕКТРОСКОПИЯ И ЛИТОГРАФИЯ

А.О. Голубок

В докладе представлены физические основы метода сканирующей зондовой микроскопии, спектроскопии и литографии (СЗМ-С-Л). Рассматриваются аналитические возможности, преимущества и недостатки наиболее часто используемых разновидностей СЗМ: сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), сканирующей силовой микроскопии (ССМ), оптической микроскопии ближнего поля (ОМБП). Обсуждаются инструментальные и методические принципы, обеспечивающие высокое пространственное и энергетическое разрешение СЗМ при диагностике материалов различной природы в вакууме, газе и жидкости, в том числе криогенной. Рассматриваются методы детектирования локального взаимодействия, применяемые в СТМ, ССМ и ОМБП. Описываются различные типы зондовых датчиков, такие как заостренные металлические иглы и оптические световоды, кремниевые балки с оптической системой регистрации их прогиба (кантилеверы), пьезорезонансные датчики на основе пьезокерамических материалов или кварца. Обсуждаются факторы, определяющие качество СЗМ-данных. Рассматриваются модуляционные и многопроходные методики сканирования, позволяющие вместе с нанотопографией поверхности получать карты распределения локальных электрических и механических характеристик, извлекать информацию о магнитном состоянии поверхности, локальном электрическом потенциале, пространственном распределении легирующих примесей, локальном трении, жесткости материалов. Обсуждаются преимущества применения комплексных методов нанодиагностики материалов на примере объединения СЗМ-метода с методом растровой электронной микроскопии (РЭМ). Приводятся примеры СЗМ-изображений материалов различной природы (металлы, полупроводники, сверхпроводники, ферромагнетики, полимеры, биологические объекты). Приводятся примеры и обсуждаются возможности упругой и неупругой туннельной спектроскопии. Рассматриваются эффекты одноэлектронного туннелирования. Обсуждаются возможные пути развития СЗМ-С-Л.

## Введение

Сканирующая зондовая микроскопия, спектроскопия и литография представляет собой комплексный метод визуализации и диагностики топографических, физических, химических и механических характеристик объектов различной природы и модификации их поверхности на микро- и наноуровне пространственного разрешения [1]. СЗМ-С-Л работает в различных средах, включая вакуум, газ, жидкость, и в широком диапазоне температур – от сотен градусов по Цельсию до близких к абсолютному нулю криогенных температур [2]. Объектами исследования для СЗМ могут быть металлы, диэлектрики, полупроводники, сверхпроводники, магнитные материалы, полимеры, биологические молекулы, такие, например, как ДНК, клетки, вирусы, в том числе находящиеся в функционально активном состоянии. Эти обстоятельства обеспечивают разнообразный спектр возможных применений метода в нанотехнологии, молекулярной биологии, цитологии, физике поверхности, молекулярной электронике, катализе, трибологии и т.д.

Рождением СЗМ-метода считается изобретение сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) Г. Биннигом и Г. Рорером в исследовательской лаборатории фирмы ИВМ в Цюрихе. В 1986 г. изобретение СТМ было отмечено Нобелевской премией по физике [3]. Поскольку в основе СЗМ лежит идея использования диагностических возможностей наноконтакта, организованного между локальным твердотельным зондом и исследуемой поверхностью, то здесь уместно вспомнить работы И.К. Янсона в области микроконтактной спектроскопии [4], а также ближайший аналог СТМ – профилометр Янга [5].

## Основы метода СЗМ

Концепция СЗМ основана на детектировании спадающего с расстоянием локального взаимодействия  $A(z)$ , возникающего между твердотельным нанозондом и поверхностью исследуемого объекта при их взаимном сближении до некоторого зазора  $z_0$ ,

здесь координата  $z$  соответствует нормали к поверхности образца. Используются различные типы взаимодействий, возникающие в наноконтакте между зондом и образцом. В СТМ детектируется туннельное взаимодействие между проводящими берегами наноконтакта, возникающее вследствие проникновения волновых электронных функций сквозь потенциальный барьер и проявляющееся в виде туннельного тока, протекающего при постоянном электрическом смещении между зондом и образцом. В микроскопии атомных сил (МАС) детектируется межатомное взаимодействие, определяемое взаимным расположением атомов в электрически нейтральных проводящих или диэлектрических берегах наноконтакта, проявляющееся в виде отталкивающей или притягивающей силы. В магнитносиловой микроскопии (МСМ) детектируется взаимодействие ферромагнитного зонда с магнитным полем образца, а в электросиловой микроскопии (ЭСМ) измеряется силовое взаимодействие, существующее между обкладками электрического конденсатора, одной из которых является проводящий зонд, а второй – исследуемый образец. В оптической микроскопии ближнего поля (ОМБП) детектируются фотоны, возникающие в результате взаимодействия поверхности образца с электромагнитным полем, локализованным вблизи конца заостренного оптического световода с диаметром апертуры, меньшим длины волны света и экспоненциально быстро затухающим при удалении от конца световода. В методе СЗМ используются и другие типы взаимодействий, возникающие между нанозондом и образцом. Основным требованием является затухание взаимодействия в наноконтакте с увеличением зазора между его берегами. Пространственное разрешение метода тем выше, чем меньше радиус используемого зонда и чем резче убывание взаимодействия в наноконтакте с координатой  $z$ . Например, в случае СЗМ в сверхвысоком вакууме изменение зазора на 0,01 нм между чистыми металлическими поверхностями наноконтакта, имеющими работу выхода электрона около 4 эВ, приводит почти к десятикратному изменению туннельного тока. Этот факт, с одной стороны, способствует достижению высокого пространственного разрешения, позволяющего визуализировать отдельные атомы, а с другой стороны – устанавливает жесткие требования к виброзащитности наноконтакта. Для стабилизации наноконтакта, весьма чувствительного к механическим и акустическим вибрациям и температурным дрейфам, используют систему автоматического регулирования, исполнительным элементом которой является микродвигатель, перемещающий зонд или образец вдоль координаты  $z$  в противофазе с внешними возмущениями. Как правило, используются микродвигатели, работающие на основе обратного пьезоэффекта. Для защиты наноконтакта от вибраций стремятся создавать жесткие конструкции измерительных СЗМ-головок с высокой резонансной частотой. Как правило, минимальная резонансная частота конструкции обусловлена резонансной частотой микросканера. Для работы в обычных лабораторных условиях резонансная частота конструкции должна быть около 1 КГц и выше. Защита от термодрейфов достигается за счет симметризации конструкции и введения термокомпенсационных элементов. СЗМ-головки хорошего качества имеют термодрейф в обычных лабораторных условиях около 0,1 нм/мин. Основным режимом работы СЗМ является режим постоянного взаимодействия, когда также с помощью пьезодвигателей производится механическое сканирование в плоскости  $(X, Y)$  зондом относительно неподвижной поверхности образца (или образцом относительно неподвижного острия) при постоянной величине взаимодействия. При этом сигнал, подаваемый в петле обратной связи следящей системы (СС) на исполнительный элемент, несет информацию о рельефе поверхности (рис. 1а). Для гладких поверхностей можно использовать режим постоянного зазора. В этом случае скорость сканирования увеличивается так, что частота изменения полезного сигнала оказывается выше частоты единичного усиления разорванной петли обратной связи. СС не успевает отслеживать изменения рельефа поверхности, и информационным сигналом является сигнал, снимаемый с датчика локального взаимодействия (рис. 1б). Од-

нако в этом режиме имеется вероятность столкновения зонда с поверхностью образца, приводящая к его разрушению или потере заданной формы.

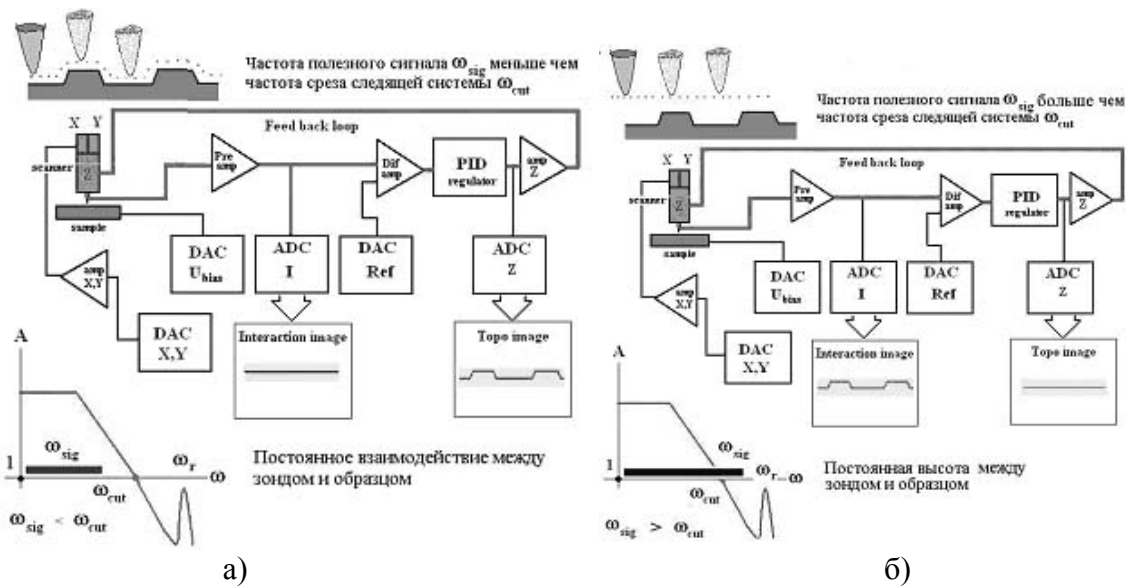


Рис. 1. Иллюстрация работы СЗМ в режиме постоянного взаимодействия (а) и постоянного зазора (б)

В общем случае СЗМ-сигнал представляет собой свертку между поверхностным рельефом и свойствами зонда и образца. Поэтому для адекватной интерпретации СЗМ-данных необходимо иметь априорную информацию о форме зонда и его свойствах (плотность электронных состояний, работа выхода, модуль Юнга, механическая добротность, резонансная частота и т.п.). Понятно, что если на поверхности исследуемого образца имеется нановыступ с характерным радиусом закругления, меньшим, чем радиус зонда, то на СЗМ-изображении визуализируется поверхность зонда, а не образца. Вообще говоря, этот факт используется для определения формы зонда с помощью специально изготовленных образцов, поверхность которых представляет собой плоскость с регулярно расположенными одинаковыми микровыступами известного радиуса. Зная форму зонда, можно программным способом обрабатывать полученные СЗМ-изображения, уменьшая искажения, вызванные конечными размерами зонда. Следует также помнить, что изменение сигнала взаимодействия зонда с исследуемой поверхностью может быть связано как с изменением рельефа поверхности, так и с пространственным изменением физико-механических свойств образца.

Методики извлечения полезной информации из СЗМ-данных весьма разнообразны. Среди них – модуляция зазора и электрического напряжения между зондом и образцом с измерением отклика в сигнале на частоте модуляции и на удвоенной частоте, раскачивание зонда на резонансной частоте, измерение сигнала взаимодействия в зависимости от расстояния и электрического смещения при разорванной петле обратной связи СС, многопроходные измерения, позволяющие исключить влияние рельефа поверхности на измерение локальных свойств.

### Сканирующая туннельная микроскопия

Вообще говоря, СТМ дает карту распределения плотности электронных состояний на поверхности образца. Изменяя знак электрического смещения, прикладываемого к зонду, можно визуализировать как занятые, так и свободные состояния на исследуемой поверхности. В большинстве проводников максимумы плотности электронных состояний локализованы на узлах кристаллической решетки, что позволяет говорить о визуализации поверхностных атомов методом СТМ.

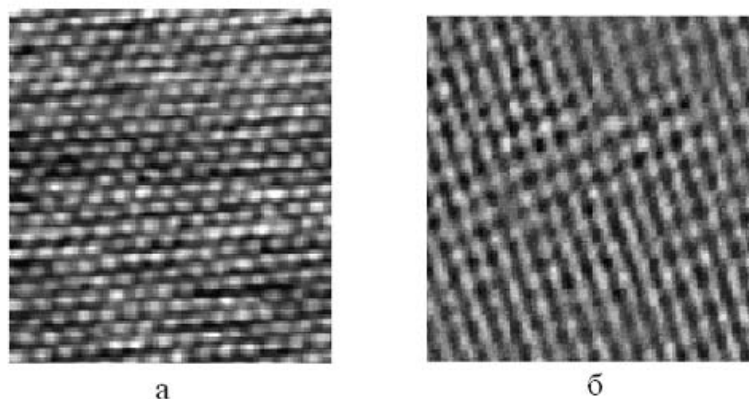


Рис. 2. Изображения атомов, полученных в СТМ на поверхности сколов высокоориентированного пиролитического графита (а) и кристалла арсенида галлия (б)

Однако следует помнить, что в некоторых материалах такая корреляция отсутствует, кроме того, для достижения атомного пространственного разрешения средняя высота потенциального барьера между берегами наноконтакта должна иметь величину около 4 эВ, что достигается только на чистых поверхностях и, как правило, в условиях сверхвысокого вакуума. На рис.2 а,б представлены изображения атомов на поверхности сколов высокоориентированного пиролитического графита и кристалла полупроводника GaAs [6]. В принципе СТМ может работать в газовой среде, в том числе при атмосферном давлении. Однако обычно в этом случае на поверхности металлов и полупроводников образуется непроводящий островковый или сплошной окисный слой, мешающий работе СТМ. В этом случае применяют технологию пассивации исходно чистой поверхности, т.е., используя физико-химические методы, покрывают ее тонким диэлектрическим слоем, прозрачным для туннельного тока и защищающим поверхность от дальнейшего окисления. Другим эффективным способом защиты поверхности является использование инертного жидкого диэлектрика, например, кремний-органического масла. При этом чистая поверхность покрывается защитным слоем жидкости, а сканирование зондом происходит внутри слоя жидкости. С помощью такой методики визуализировались, например, ансамбли квантовых точек (рис. 3) на полупроводниковых поверхностях GaAs, полученные в условиях сверхвысокого вакуума при молекулярно-пучковой эпитаксии [7].

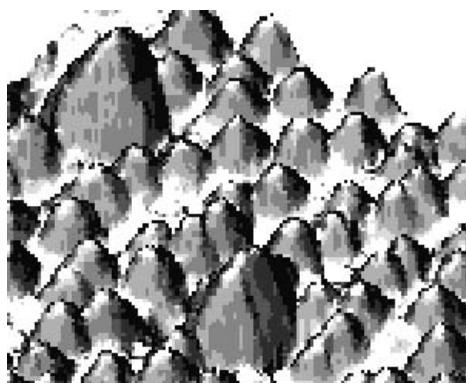


Рис. 3. СТМ-изображение ансамбля квантовых точек на поверхности GaAs, полученное в защитном слое кремнийорганического масла (площадь сканирования – 400 × 400 нм<sup>2</sup>)

Кроме визуализации поверхности с высоким пространственным разрешением, СТМ предоставляет возможность получать информацию о пространственном распределении плотности электронных состояний, измерять энергию молекулярных возбуждений адсорбатов или энергию коллективных колебаний на поверхности твердого тела методом упругой и неупругой туннельной спектроскопии.. Для этого в заданных точках

на поверхности образца разрывается петля обратной связи СС и производятся измерения зависимостей  $I(V)$ ,  $dI/dV$ ,  $d^2I/dV^2$ . Эффекты упругого туннелирования дают особенности на первой производной тока по напряжению, позволяя определить положение краев зон относительно уровня Ферми, измерить ширину запрещенной зоны в полупроводниках, ширину энергетической щели в сверхпроводниках.

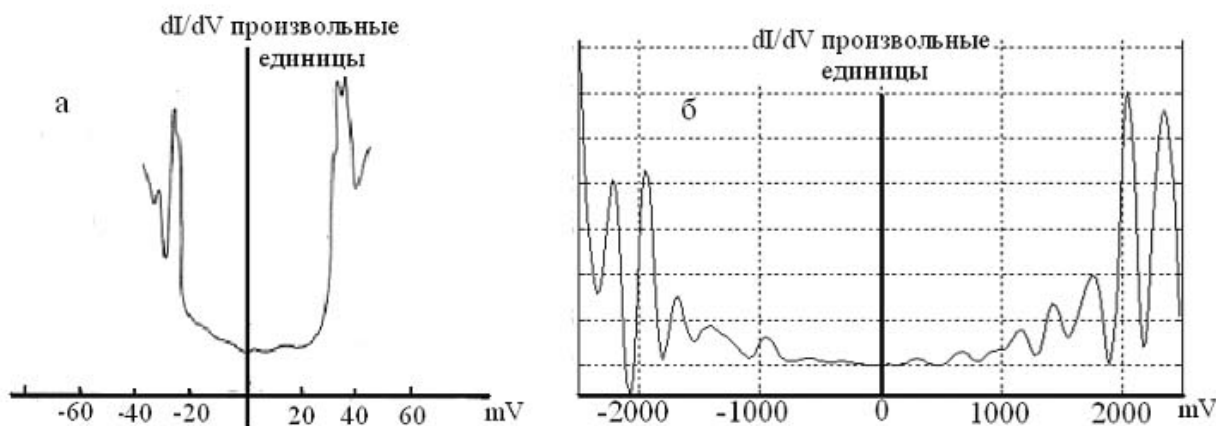


Рис. 4. Пример туннельных спектров: а – спектр высокотемпературного сверхпроводника, б – одноэлектронные осцилляции в туннельном спектре алмазоподобной пленки, легированной медью

На рис.4а а представлен пример упругого туннельного спектра высокотемпературного сверхпроводника, позволяющий измерить ширину энергетической щели (~60 мВ) в плотности электронных состояний [8]. В процессе туннелирования электроны могут отдавать энергию, возбуждая молекулярные колебания адсорбата, фононы, экситоны или плазмоны в твердом теле. Такое неупругое туннелирование проявляется в виде пиков на зависимостях  $d^2I/dV^2$ , положение которых на энергетической шкале соответствует энергии возбуждений [9]. Энергетическое разрешение метода туннельной спектроскопии определяется тепловым уширением уровня Ферми зонда и достигает величины  $\sim 10^{-3}$  эВ при криогенных температурах. Следует также иметь в виду, что на зависимостях  $dI/dV$  туннельных контактов могут проявляться одноэлектронные осцилляции, обусловленные кулоновской блокадой туннельного тока со стороны туннельно-прозрачных областей локализации одиночных электронов, при условии, что  $e^2/2C \gg kT$  [10] (здесь  $e$  – заряд электрона,  $C$  – емкость туннельно-прозрачной области локализации электронов, находящаяся между берегами туннельного контакта,  $T$  – температура,  $k$  – постоянная Больцмана). Вообще говоря, такое условие легче выполняется при криогенных температурах. Однако при субнанометровых размерах емкостная энергия, связанная с зарядкой этих областей одиночным электроном, превышает тепловую энергию даже при комнатных температурах. На рис.4б видны одноэлектронные осцилляции на локальном туннельном спектре алмазоподобной пленки, легированной атомами меди, измеренные при комнатной температуре [11].

### Сканирующая силовая микроскопия

Существуют контактный, бесконтактный и полуконтактный режимы ССМ. В первом случае зонд прижат к поверхности и отталкивается от нее. Во втором случае атомы зонда и поверхности образца расположены на большем расстоянии друг от друга, когда между ними действуют силы притяжения. В контактном режиме действуют большие силы, однако происходит деградация поверхности образца и быстрое изнашивание зонда. В бесконтактном режиме этой проблемы нет, но возникают трудности, связанные с измерением малых сил. Поэтому наибольшее распространение получил полуконтакт-

ный режим. В этом случае происходит «обстукивание» поверхности образца, контактное воздействие достаточно кратковременно, что уменьшает разрушение зонда и образца, но дает легко измеряемый сигнал силового взаимодействия на частоте «обстукивания».

Традиционным способом измерения силового взаимодействия зонда с образцом является оптическое измерение величины прогиба упругой кремниевой микробалки (кантилевера) с кремниевой пирамидкой (зондом) на прогибающемся конце. Такая схема измерения предполагает использование лазера, секционированного фотодиода в качестве детектора отклонения лазерного луча и достаточно прецизионной схемы оптической настройки и юстировки, так как ширина кантилевера составляет 20–30 мкм при толщине 3–5 мкм. В полуконтактном режиме кантилевер раскачивается на резонансной частоте с помощью расположенного рядом пьезовибратора. Зонд постукивает по образцу, если амплитуда раскачки больше, чем расстояние до поверхности образца. При этом силовое взаимодействие зонда с поверхностью приводит к изменениям амплитуды, частоты и фазы колебаний кантилевера, регистрируемым оптическим способом. Значительно более дешевой и простой в эксплуатации представляется схема измерения взаимодействия в полуконтактном режиме с использованием пьезорезонансного датчика силы. В этом случае зонд закрепляется на пьезодатчике, который также раскачивается с помощью вибратора на резонансной частоте, а взаимодействие зонда с поверхностью регистрируется по изменению амплитуды, частоты и фазы электрического напряжения, снимаемого с датчика. В качестве пьезодатчика может использоваться кварцевый резонатор, имеющий высокую добротность, или пьезокерамическая трубочка, имеющая меньшую добротность, но удобная в работе [12]. Одна часть трубочки может использоваться как вибратор, а вторая – как датчик, при этом внутренняя полость трубочки позволяет легко закреплять острие и осуществлять многоразовую замену в случае его поломки. Отметим, что датчики подобной конструкции хорошо работают даже при погружении образца и зонда в жидкость, что может оказаться принципиальным, например, при исследовании биологически активных клеток.

Теория полуконтактного режима достаточно сложна в силу существенно нелинейной зависимости силы от расстояния. Однако простые соображения, основанные на законе сохранения энергии, показывают, что амплитуда колебаний при взаимодействии с поверхностью уменьшается, а фазовый сдвиг  $\varphi$ , возникающий между колебаниями вибратора и зонда, определяется величиной энергии, диссипируемой колеблющимся зондом в образце [13].

$$\sin \varphi \sim Q E,$$

здесь  $Q$  – добротность датчика,  $E$  – энергия диссипативного взаимодействия зонда с образцом. Видно, что фазовый сдвиг на жестких и мягких участках поверхности образца будет различным, причем минимальный сдвиг соответствует жестким участкам, где возникает упругое отражение зонда от поверхности. Стандартная работа ССМ в полуконтактном режиме заключается в раскачивании зонда на резонансной частоте с некоторой амплитудой, определяемой амплитудой колебаний вибратора и добротностью датчика. Взаимодействие зонда с поверхностью, возникающее при их взаимном сближении, приводит к сдвигу резонансной частоты датчика и уменьшению амплитуды колебаний. Величина уменьшения амплитуды колебаний задается оператором в программе управления и поддерживается постоянной в процессе сканирования с помощью СС, управляющей перемещением микросканера вдоль координаты  $z$ . Измерение сигнала на входе микросканера дает информацию об изменении рельефа поверхности, а измерение фазового сдвига (фазовый контраст) позволяет построить карту изменения локальной механической жесткости поверхности образца. Последнее обстоятельство полезно иметь в виду при исследовании гетерогенных материалов. Примеры ССМ изображе-

ний, полученных в полуконтактном силовом режиме на разработанном нами СЗМ-приборе «NanoEducator», представлены на рис.5а–г.

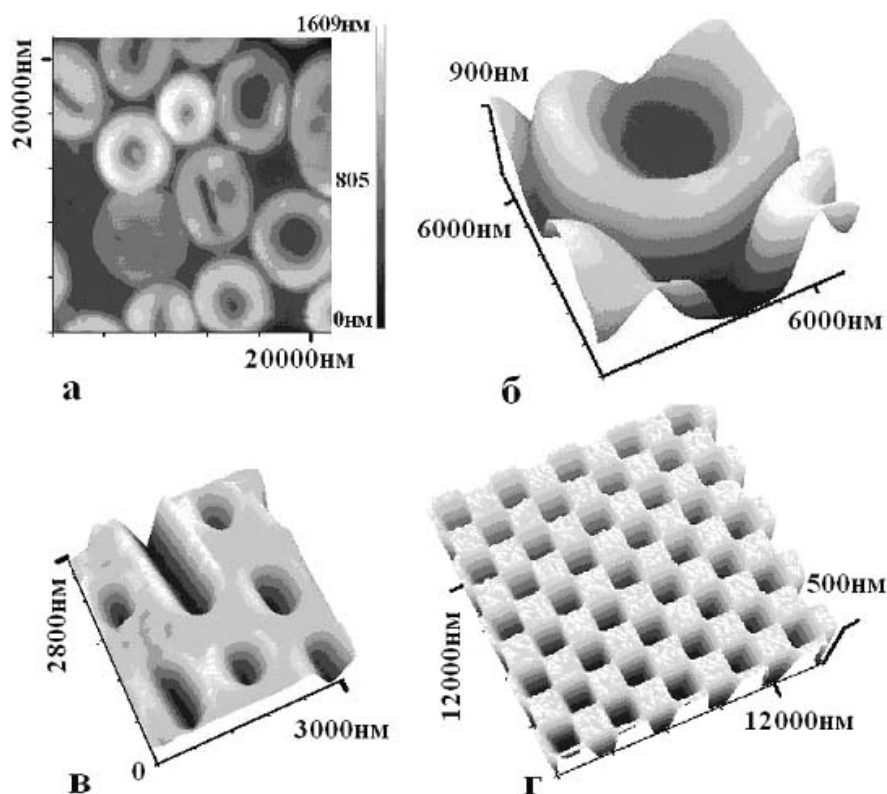


Рис. 5. СЗМ-изображения, полученные в полуконтактном режиме: клетки эритроцитов (а, б), поверхность лазерного диска с питами информации (в), двумерная дифракционная решетка (г)

Полуконтактный силовый режим используется также в МСМ и ЭСМ при визуализации распределения магнитных или электрических полей на поверхности образца. В МСМ используется ферромагнитный зонд и двухпроходный режим измерений. На первом проходе в стандартном полуконтактном режиме определяется рельеф поверхности, который, как правило, дает больший вклад в силовое взаимодействие по сравнению с магнитным вкладом. На втором проходе зонд поднимается над поверхностью на расстояние чуть большее, чем амплитуда его колебаний, отключается петля обратной связи и производится сканирование с повторением известного рельефа и измерением силового взаимодействия. Такое измерение исключает вклад механического взаимодействия зонда с поверхностью в СЗМ изображение, оставляя вклад от магнитного взаимодействия, и позволяет построить карту распределения магнитного поля на постоянной высоте от поверхности образца.

В ЭСМ также используется двухпроходная методика. На втором проходе раскачивание зонда на резонансной частоте осуществляется с помощью переменного напряжения, прикладываемого между проводящим зондом и проводящим образцом, на фоне постоянного электрического смещения. Простой расчет электростатической силы, возникающей между обкладками конденсатора «зонд – образец», показывает наличие переменной силы на частоте резонанса и на удвоенной гармонике:

$$F_{z(\omega)} = -[(U_0 - \varphi(x, y)) \cdot U_1 \sin(\omega t)] \cdot \frac{\partial C}{\partial z};$$

$$F_{z(2\omega)} = \left\{ \frac{1}{4} U_1^2 \cos(2\omega t) \right\} \cdot \frac{\partial C}{\partial z}.$$

Здесь  $U_0$  и  $U_1$  – амплитуды постоянных и переменных электрических смещений, соответственно, действующих между зондом и образцом,  $\omega$  – частота переменной составляющей смещения, равная резонансной частоте датчика,  $\varphi(x, y)$  – распределение электрического потенциала на поверхности образца,  $dC/dz$  – изменение электрической емкости зазора «зонд – образец» с расстоянием. Видно, что, подбирая постоянное смещение  $U_0$  так, чтобы обнулить переменную составляющую силы на частоте модуляции, можно определить величину локального потенциала на поверхности образца  $\varphi(x, y) = U_0$ . Такой режим ЭСМ называют Кельвин-модой [14].

Измерение второй гармоники сигнала с датчика силового взаимодействия позволяет определить производную от емкости по координате  $z$  (емкостная микроскопия [15]), которая, в свою очередь, определяется распределением электрического поля у поверхности образца. Емкостная микроскопия применяется, например, при визуализации распределения легирующих примесей в полупроводнике, поскольку примеси влияют на проникновение электрического поля в полупроводник, изменяя локальную емкость наноконтакта.

### Оптическая микроскопия ближнего поля

Принцип ОМБП основан на особенностях прохождения света через малые отверстия. Электромагнитное поле, падающее с плотностью мощности  $W_0$  на субволновую диафрагму диаметром  $d < \lambda$  ( $\lambda$  – длина волны света), имеет вблизи диафрагмы мощность  $P \sim d^2 W_0$ , существует в виде нераспространяющихся (эванесцентных) мод и экспоненциально быстро спадает на расстояниях порядка  $\lambda$ . Мощность светового излучения за субволновой диафрагмой в дальней зоне дается выражением  $P_1 \approx 37(d/\lambda)^4 d^2 W_0$  [16]. Т.е. при диаметре диафрагмы  $d \sim 50$  нм мощность электромагнитного поля вблизи диафрагмы примерно в 300 раз превышает мощность поля вдали от нее.

В качестве зонда в ОМБП используется заостренный световод, закрытый с торцов металлической пленкой. Диаметр апертуры составляет величину порядка 50 нм. Световод прикрепляется к силовому датчику на основе кварцевого резонатора и одновременно используется как зонд для измерения силы. В торец световода вводится лазерный пучок. Образец подводится к световоду на расстояние, меньшее  $\lambda$ , и облучается электромагнитным полем, сконцентрированным на конце световода. Зазор между поверхностью образца и концом световода поддерживается постоянным с помощью СС, контролирующей силовое взаимодействие, возникающее при колебаниях зонда в латеральной плоскости. В процессе сканирования с помощью фотоэлектронного умножителя измеряется световой поток, переизлученный поверхностью, интенсивность которого определяется рельефом поверхности и ее оптическими свойствами. В результате получается световое изображение объектов с пространственным разрешением, значительно меньшим длины волны света, т.е. ОМБП преодолевает дифракционный предел пространственного разрешения, существующий, как известно, в обычной оптической микроскопии.

### СЗМ-литография

В области наноконтакта можно концентрировать большие электрические поля  $\sim 10^8$  В/см, высокие плотности тока  $\sim 10^9$  А/см<sup>2</sup> и большие механические давления  $\sim 10^9$  Н/см<sup>2</sup>. [17] В этих условиях активизируется целый ряд явлений, таких как: локальный разогрев, пластическая деформация, поляризация, полевое испарение, массоперенос за счет ионных токов в электролите и электрохимические реакции, в том числе реакции окисления. Раздельное или совместное действие этих факторов можно использовать для наномодификации материалов в различных режимах СЗМ-литографии.



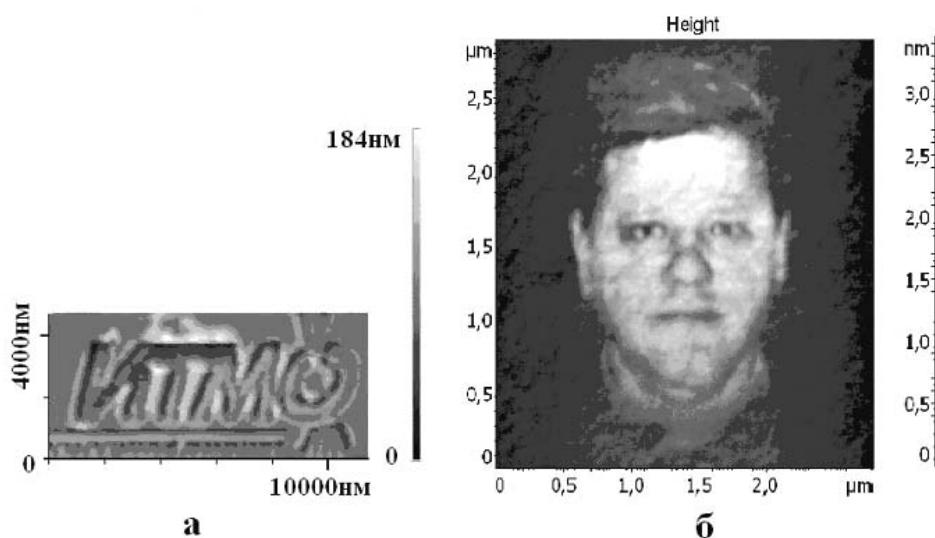


Рис. 6. Примеры СЗМ-литографии, (а) – динамическая силовая литография, (б) – анодное окисление

На рис. 6а приведен пример динамической силовой литографии, когда в полуконтактном силовом режиме в заданных программой точках производится контролируемое прижатие зонда к поверхности полимера.

На рис. 6б приведен пример изображения, полученного методом локального анодного окисления поверхности титановой пленки в атмосфере паров воды. В этом случае в заданных программой точках к поверхности Ti пленки с адсорбированным на ней водяным слоем прикладывались положительные импульсы электрического смещения. При этом под острием идет реакция анодирования:  $Ti + 2H_2O = TiO_2 + 4e^- + 4H^+$ , сдвигающаяся в сторону окисления за счет инжекции электронов с зонда и смещения положительных ионов водорода к зонду. На поверхности образца вырастает диэлектрический островок окисла титана, высота которого зависит от амплитуды приложенного импульса. Полученный таким образом рисунок визуализируется затем методом полуконтактной ССМ. Интересно отметить, что на участке размером  $3 \times 3 \text{ см}^2$  могут поместиться фотографии 100 миллионов человек.

### Заключение

В современном обществе сформировалось устойчивое понимание того, что наивысшую экономическую ценность представляют знания. Огромные средства выделяются в развитых странах на получение знаний о материалах и явлениях на микро- и наноуровнях, лежащих в основе современных нанотехнологий. Нанотехнологии в ближайшее время перевернут обыденные представления в сфере материальной культуры человека, приведут к появлению новых материалов, лекарств, электронных элементов и устройств и т. д. Нанотехнологические подходы весьма необычны и требуют формирования нового, нанотехнологического мировоззрения уже на студенческой скамье. По оценкам М.С. Roco (International Strategy for Nanotechnology Research and Development (<http://www.nsf.gov/nano>)), в 2010–2015 гг. ожидается следующая потребность в специалистах в области нанотехнологий: Европа – 0,4 млн. чел., США – 0,9 млн. чел., Япония – 0,6 млн. чел., страны Азиатско-Тихоокеанского региона – 0,2 млн. чел.

Учитывая, что СЗМ является одним из базовых инструментов нанотехнологии, на кафедре материаловедения СПбГУ ИТМО в 2005 г. развернута учебно-научная лаборатория по нанотехнологии, укомплектованная СЗМ-приборами «NanoEducator» и уста-

новкой для изготовления зондов. Наши студенты получают теоретические знания в области нанотехнологий и делают первые самостоятельные шаги в этом направлении.

Основная проблема, которая должна быть решена для перевода СЗМ-С-Л в область промышленных нанотехнологий, – это увеличение скорости работы метода, стабильности и долговечности зондов на основе метрологически обеспеченных сканеров новых типов, новых типов зондов и зондовых датчиков, в том числе многозондовых систем, использования интерактивных цифровых СС. По-видимому, будущее метода – за нанотехнологическими комплексами, совмещающими СЗМ-С-Л с методами, основанными на применении оптических, электронных и ионных пучков, синхротронного излучения. Следует также ожидать активного использования информационных технологий при создании экспертных систем в области СЗМ-С-Л и виртуальных СЗМ-приборов и методик.

### Литература

1. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. М.: Техносфера, 2004. 143с.
2. Голубок А.О. // Научное приборостроение. 1999. Т. 9. №3. С 33–47.
3. Binnig G., Rohrer H. // Rev.Mod.Phys. 1987.V.59. № 3. P. 615.
4. Янсон И.К. // ФНТ. 1983. Т. 9. №7.
5. Young R. // Phys.Today. 1971. V.24. P.42.
6. Голубок А.О., Тимофеев В.А., Аристов В.Ю., Гелахова С.Г. // Научное приборостроение. 1992. Т.2. №1. С.74–84.
7. Gur'yanov G.M., Cirilin G.E., Golubok A.O., Petrov V.N., Tapishev S.Ya., Ledentsov N.N., Shchukin V.A., Grundmann M., Bimberg D., Alferov Zh. I. // Surface Science. 1996. V.352–354. P.646–650.
8. Петров М.П., Красинькова М.В., Березкин В.И., Голубок А.О., Давыдов Д.Н., Типисев С.Я. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. №10. С. 942–946.
9. Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy. / Ed. T. Wolfram. Berlin, Springer, 1978.
10. Лихарев К.К., Аверин Д.В. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 733.
11. Голубок А.О., Горбенко О.М., Масалов С.А., Розанов В.В. // Поверхность. 2000. № 7. С. 31.
12. Васильев А.А., Керпелева С.Ю., Котов В.В., Сапожников И.Д., Голубок А.О. // Научное приборостроение. 2005. Т.15. №1. С. 62–69.
13. Tamayo J., Garcia R. // Appl. Phys. Lett. 1998. V.73 (20). P. 2926–2928.
14. Noonemacher M., O'Boyle M.H., Wikramasinghe H.K. // Appl. Phys. Lett. 1991. V.58 (25). P. 2921–2923.
15. Matey J. R., Blanc J. // J. Appl. Phys. 1985. V.57. №5. P. 1437–1444.
16. Durig U., Pohl D.W., Rohrer H. // J. Appl. Phys. 1986. V.59. №10. P. 3318–3327.
17. Неволин В.К. Зондовые нанотехнологии в электронике, М.: Техносфера, 2005. 147 с.

# 2

## ИТОГИ РЕАЛИЗАЦИИ ТЕМАТИЧЕСКОГО ПЛАНА НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ УНИВЕРСИТЕТА, ФИНАНСИРУЕМЫХ АГЕНТСТВОМ ПО ОБРАЗОВАНИЮ, И НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ ПО КОНТРАКТАМ, ФИНАНСИРУЕМЫХ АГЕНТСТВОМ ПО НАУКЕ, В 2005 ГОДУ

---

### СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЭНЕРГОПОДСИСТЕМ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ И СИСТЕМ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ

П.А. Борисов, В.А. Толмачев, В.С. Томасов

Рассматриваются вопросы, связанные с решением задачи совершенствования энергетических показателей электротехнических комплексов и систем с полупроводниковыми преобразователями за счет выбора рациональных структур и параметров элементов их энергетических подсистем.

#### Введение

Широкое использование в современных электротехнических комплексах различного назначения регулируемых систем с полупроводниковыми преобразователями электрической энергии требует дальнейшего совершенствования их энергетических подсистем. Энергетическая подсистема (ЭП) включает в себя силовые цепи первичного источника питания, полупроводникового преобразователя (ПП), нагрузки и определяет массогабаритные и динамические показатели электротехнических комплексов и систем. Полупроводниковый преобразователь является неотъемлемой частью современных систем электропитания технологических объектов, а также систем автоматизированного электропривода, и обеспечивает их электрической энергией требуемого вида и качества.

Методикам расчета и проектирования энергетических подсистем различного типа уделено достаточно внимания в литературе, изданной в 80–90 гг. прошедшего столетия. Однако в связи с тем, что за последнее десятилетие ужесточились требования международных и отечественных стандартов к качеству энергопотребления ЭП, возникла необходимость пересмотра и доработки существующих методик расчета и проектирования. Задачи совершенствования энергетических показателей ЭП напрямую связаны с вопросами определения составляющих полной мощности. В теории мощности в цепях с несовпадающими формами напряжения и тока выделяются два направления: спектральное (рядов Фурье) и интегральное. Определение составляющих полной мощности на основе разложения на гармоники является сложной и трудоемкой операцией [1], поэтому спектральный метод пока не получал широкого применения. Однако в настоящее время перспективность его использования обусловлена тем, что требования международных стандартов IEC 61000-3, IEEE 519, EN 61000-3-2 жестко регламентируют уровень гармонических составляющих тока, потребляемого электротехническим устройством, вплоть до 49 гармоники. Отечественный ГОСТ Р 51317.3.2-99 (МЭК 61000-3-2-95) ограничивается гармониками до 40-й. При проектировании как питающих сетей, так и

электротехнических комплексов и систем с полупроводниковыми преобразователями необходимо не только правильно учитывать и разделять все составляющие полной или кажущейся мощности, но и закладывать мероприятия по уменьшению мощностей обменного характера. Совершенствование энергетических показателей ЭП достигается за счет снижения вклада в полную мощность ее неактивных составляющих, что позволяет уменьшить загрузку оборудования и его установленные мощности и, в конечном счете, улучшить массогабаритные показатели ЭП.

При построении ЭП остро встают вопросы выбора ее структуры и параметров элементов в зависимости от типа первичного источника питания, характера и режимов работы нагрузки. В данной статье рассматриваются структуры энергоподсистем, построенных на базе источников питания переменного тока с последующим преобразованием в постоянный с односторонним потреблением и двухсторонним обменом энергией между питающей сетью и нагрузкой с противо-э.д.с.

При построении энергоподсистем с двухсторонним обменом энергией между питающей сетью и нагрузкой наиболее важными являются вопросы определения структуры и параметров ЭП, обеспечивающих эффективный способ использования энергии рекуперации. Реализация в замкнутых системах электропривода эффективных тормозных режимов накладывает жесткие требования на выбор состава оборудования энергоподсистемы и определение электромагнитных нагрузок на ее элементах. Рассмотрены ЭП замкнутых систем электропривода постоянного тока (ЗС ЭППТ) с транзисторными широтно-импульсными преобразователями (ШИП), которые находят широкое применение в промышленном и научном приборостроении и других отраслях. Приведенная в статье методика позволяет выбирать наиболее эффективный способ использования энергии рекуперации и правильно определять структуру звена постоянного тока (ЗПТ) ЗС ЭППТ.

### Энергоподсистемы с односторонним энергопотреблением

Энергетическая подсистема, построенная на базе источника питания переменного тока с последующим преобразованием в постоянный, включает в себя выпрямитель с силовым фильтром (СФ). В ЭП с односторонним энергопотреблением схема выпрямления, схема СФ и его параметры определяются исходя из требования сглаживания пульсаций выходного напряжения выпрямителя. На практике широкое применение находят ЭП на базе выпрямителей с емкостными (С) и Г-образными индуктивно-емкостными фильтрами (LC).

Для структурно-параметрического анализ таких ЭП используется методика, основанная на операторном методе совместно с методом гармонического анализа. Полная система выражений для анализа электромагнитных и энергетических процессов в ЭП на базе выпрямителей с С- и LC-фильтрами приведена в [2]. Расчет производится по спектральному составу сетевого тока с использованием преобразований Фурье и Эйлера и позволяет определить полную мощность  $S$  и ее составляющие: активную  $P$ , реактивную  $Q$  (сдвига), искажения  $T$ , несимметрии  $H$ , коэффициент полезного действия

(к.п.д.) ЭП и энергетические коэффициенты:  $K_{\text{мощности}} = P/S$ ,  $K_{\text{сдвига}} = P/\sqrt{P^2 + Q^2}$ , искажения синусоидальности кривой сетевого тока или

$K_{\text{ГАРМОНИК}} = T/\sqrt{P^2 + Q^2} = \sqrt{\sum_{k=2}^N (I_{kRMS})^2} / I_{1RMS}$  и другие, а также мощность в нагрузке и

возможные значения токов и напряжений схемы. Численные расчеты производятся в пакете MathCAD, при этом спектры ограничиваются гармониками по 40-ю, согласно ГОСТ Р 51317.3.2-99 (МЭК 61000-3-2-95). По результатам расчетов в [2] получены диаграммы зависимостей электромагнитных нагрузок, установленных мощностей и энергетических показателей от основных параметров схем ЭП.

В ходе анализа ЭП с С-фильтрами отмечено, что они имеют низкие энергетические показатели, связанные с характерной особенностью – наличием «отсечки» тока, потребляемого из сети. При малых значениях коэффициента пульсаций по 1-й гармонике  $K_{П1}$  напряжения на нагрузке в ЭП с С-фильтром основной вклад в полную мощность вносится мощностью искажения  $T$ . Для улучшения энергетических показателей данных ЭП требуются методы с компенсацией мощности искажения (активная коррекция), которые отличаются от методов компенсации реактивной мощности.

Наилучшие энергетические показатели в ЭП с Г-образными LC-фильтрами достигаются при форме сетевого тока, близкой к прямоугольной. Требуемая форма тока в однофазной ЭП с Г-образным LC-фильтром может быть обеспечена при выполнении условия [2]

$$L_{\phi} \geq 3R_H / \omega_H, \quad (1)$$

где  $\omega_H = 2\pi \cdot f_H$  – угловая частота напряжения питающей сети,  $f_H$  – частота напряжения питающей сети,  $R_H$  – активное сопротивление нагрузки,  $L_{\phi}$  – индуктивность LC-фильтра. При выполнении условия (1) обеспечиваются следующие энергетические показатели: коэффициент мощности  $\approx 0,9$ , коэффициент искажения синусоидальности кривой сетевого тока  $\approx 0,48$ . Для трехфазной ЭП с Г-образным LC-фильтром получено условие [2]

$$L_{\phi} \geq 0,1R_H / \omega_H, \quad (2)$$

при выполнении которого: коэффициент мощности  $\approx 0,95$ , коэффициент искажения синусоидальности кривой сетевого тока  $\approx 0,32$ .

Однако даже наилучшие энергетические показатели указанных ЭП не отвечают в большинстве случаев требованиям стандартов, что заставляет разработчиков отказываться от простых выпрямительных схем на входе полупроводниковых преобразователей различных типов, а также регулируемых электроприводов на базе управляемых выпрямителей.

Явления искажения обязаны своим происхождением элементам электрической цепи, имеющим несинусоидальную форму напряжения, и компенсировать их можно, внося искажающие воздействия в форму кривых напряжений и токов преобразовательного устройства. Использование пассивных Г- и Т-образных силовых фильтров одновременно на стороне переменного и постоянного токов позволяет деформировать форму выпрямляемого напряжения, влияя тем самым на спектральный состав потребляемого электротехническим устройством тока и саму мощность искажения, и обеспечить улучшение энергетических показателей ЭП [2]. Однако такие методы обладают рядом существенных недостатков. Во-первых, в переходных процессах, вызванных включением в питающую сеть или изменением нагрузки, значительный вклад в сетевой ток вносится реактивной составляющей, что приводит к ухудшению энергетической эффективности ЭП, существенной загрузке оборудования и завышению его установленных мощностей. Во-вторых, выбор параметров пассивных фильтров производится исходя из номинальной мощности нагрузки, поэтому улучшение энергетических показателей достигается только в небольшом диапазоне мощностей около номинальной.

С точки зрения возможностей формирования входных и выходных токов и напряжений с требуемыми показателями качества более перспективно и эффективно применение схем ЭП с активной коррекцией энергетических показателей.

### Энергоподсистемы с двухсторонним энергопотреблением

Преобразователи, обеспечивающие двухстороннее энергопотребление, т.е. возможность работы в 4 квадрантах комплексной плоскости на стороне переменного тока, носят в отечественной литературе [3] название активных преобразователей (АП). В

англоязычной литературе используется обобщенный термин *преобразователь переменного/постоянного тока* соответствующий терминологии стандарта МЭК 60050-551 (AC/DC Converter). Управляемые силовые модули, на базе которых строится преобразователь, могут иметь разное исполнение, обеспечивая полную управляемость им в режиме потребления нагрузки энергии и (или) рекуперации энергии в сеть.

На сегодняшний день ведущими зарубежными и отечественными производителями устройств преобразовательной техники налажен серийный выпуск активных выпрямителей напряжения (АВН) для систем электропривода средней и большой мощности. Например, АВН мощностью от 2,2 до 1500 кВт выпускаются зарубежной фирмой VACON.

Активный выпрямитель напряжения [3] представляет собой автономный инвертор напряжения, выполненный на силовых ключах с обратными диодами и обращенный на сторону переменного тока. В режиме рекуперации энергия возвращается в сеть через инвертор рекуперации (ИР). Неуправляемый выпрямитель (НУВ) структурно входит в состав АВН, и выпрямление осуществляется через обратные диоды. Для обмена реактивной мощностью, включающей мощность высших гармоник, между сетью переменного тока и АВН используется конденсатор СФ ЗПТ. В принципе работы АВН заложен импульсный повышающий напряжение регулятор, поэтому он обязательно содержит в своем составе токоограничивающий дроссель, устанавливаемый на стороне переменного тока.

Расчет и проектирование ЭП на базе АВН должны осуществляться с учетом электромагнитных нагрузок, воздействующих на элементы ЭП при включении в питающую сеть. Эффект повышения в таких схемах достигается за счет кратковременного (относительно периода питающей сети) закорачивания цепи источника через токоограничивающий дроссель, накопления за этот момент времени энергии в дросселе и ее последующей отдачи в конденсатор СФ. В принципе работы схем повышающего типа не заложена возможность длительного (в течение периода питающей сети) отключения цепи нагрузки от цепи источника питания. При пуске ток заряда конденсатора СФ протекает через НУВ, структурно входящий в схему АВН, в результате при пуске наблюдаются процессы, аналогичные традиционным выпрямителям [2].

В качестве систем с двухсторонним энергопотреблением чаще всего выступают электроприводы постоянного или переменного токов. Широкое использование систем электропривода постоянного тока малой и средней мощности, построенных на базе ШИП, заставляет обратить особое внимание на вопросы выбора состава оборудования энергоподсистемы и определения электромагнитных нагрузок на ее элементах. Наиболее массовое практическое применение в регулируемых электроприводах получили двухзвенные преобразователи с промежуточным звеном постоянного тока. В современных системах электропривода постоянного тока энергетическая подсистема, если нет необходимости в автономном источнике питания, включает в себя: силовые цепи сети переменного тока, НУВ или АВН, СФ, тормозную цепь (ТЦ), силовой каскад транзисторного ШИП, ДПТ.

Различные условия работы производственных механизмов обуславливают различные режимы работы электроприводов. Предельные динамические возможности электропривода определяются параметрами энергетической подсистемы, так как информационная подсистема не может обеспечить требуемые моменты, скорости и ускорения двигателя, если они не заложены в ЭП. Для ЭП ЗС ЭППТ решающими факторами при выборе их структуры и расчете параметров элементов являются обеспечение надежной коммутации силовых ключей ШИП и прием энергии рекуперации вращающихся частей электропривода [4].

При торможении электропривода кинетическая энергия, которой обладают вращающиеся массы привода в начальный момент торможения, превращается в электри-

ческую энергию и возвращается в звено постоянного тока. Избыточную энергию необходимо аккумулировать или преобразовывать в другую форму. Принципиально существует три возможности:

- аккумуляция (запас) энергии в конденсаторе силового фильтра;
- использование тормозной цепи, состоящей из прерывателя и тормозного сопротивления (преобразование энергии в тепло);
- рекуперация (возврат) энергии в сеть посредством инвертора рекуперации (использование электрической энергии другим пользователем).

Величины рекуперированной энергии в емкость СФ и электромагнитных нагрузок на элементы ЭП, а также их зависимости от параметров системы электропривода и режима ее работы определяются по методике, использующей диаграмму нагрузки электропривода [4]. Наиболее тяжелым режимом работы ЗС ЭППТ с ШИП, при котором электромагнитные нагрузки максимальны, является режим периодического реверса скорости с выходом в зону ограничения тока якоря на заданном уровне  $\bar{I}_0$ . Для данного режима работы кинетическая энергия вращающихся частей электропривода на интервале рекуперации определяется, согласно [2], как

$$\bar{W}_{PEK} = (\bar{\Omega}_V^2 - \bar{I}_0^2), \quad (3)$$

где  $W_{max} = J_{\Sigma} \Omega_{XX}^2 / 2$ ,  $U_B = c'_E \Omega_{XX}$ ,  $I_{K3} = U_B / r_{Я}$ ,  $\Omega_V$  – величина скорости в установившемся режиме,  $J_{\Sigma}$  – приведенный момент инерции двигателя с нагрузкой,  $r_{Я}$  – сопротивление обмотки якоря,  $c'_E$  – конструктивный коэффициент. С учетом того, что эта энергия за время рекуперации рассеивается в якорной цепи машины и заряжает емкость СФ, т.е. является суммой двух составляющих, получим формулу для определения величины энергии, запасаемой в емкости СФ [2]:

$$\bar{W}_C = \bar{I}_0 (\bar{\Omega}_V - \bar{I}_0)^2 / (\bar{I}_0 + \bar{I}_{CT}), \quad (4)$$

где  $I_{CT}$  – ток, обусловленный статическим моментом нагрузки. Энергия, потребляемая из звена постоянного тока за времена интервалов разгона  $t_p$ , движения с установившейся скоростью  $t_v$  и торможения  $t_T$ , т.е. за время  $T_{II} = t_T + t_p + t_v$  [2], равна

$$\bar{W}_{II} = \frac{\left[ \frac{\bar{I}_0^3}{\bar{I}_0 + \bar{I}_{CT}} + \frac{\bar{I}_0 \bar{\Omega}_V (\bar{\Omega}_V + 2\bar{I}_0)}{(\bar{I}_0 - \bar{I}_{CT})} + 2\bar{I}_{CT} \left( \frac{T_{II}}{T_M} - \frac{2\bar{\Omega}_V \bar{I}_0}{(\bar{I}_0^2 - \bar{I}_{CT}^2)} \right) (\bar{\Omega}_V + \bar{I}_{CT}) \right]}{\eta_{\Sigma}}, \quad (5)$$

где  $\eta_{\Sigma} = \eta_{ДПТ} \cdot \eta_{ШИП}$ ,  $\eta_{ДПТ}$  – к.п.д. ДПТ,  $\eta_{ШИП}$  – к.п.д. ШИП,  $T_M$  – электромеханическая постоянная времени. Полученные зависимости (4) и (5) позволяют соотнести энергию  $\bar{W}_C$  с потребляемой из сети электрической энергией  $\bar{W}_{II}$  за время  $T_{II}$  при заданных параметрах нагрузки и режима работы и дают возможность сравнивать эффективность различных способов использования энергии рекуперации при заданных требованиях к энергетическим, массогабаритным и эксплуатационным характеристикам системы электропривода в целом.

Исходя из электромеханических (низкочастотных) процессов в ЭП ЗС ЭППТ, когда ТЦ и АВН не используются, напряжение на конденсаторе СФ в конце интервала рекуперации определяется согласно [2]:

$$\bar{U}_{Cmax} = \sqrt{\bar{W}_C \cdot (T_M / r_{Я} C_{\Phi}) + \bar{U}_{C0y}^2}, \quad (6)$$

где величина напряжения на конденсаторе СФ в начале интервала рекуперации  $\bar{U}_{C0y}$ , т.е. на интервале движения с установившейся скоростью, определяется по формуле [2]

$$\bar{U}_{C0y} = \sqrt{1 - (2\bar{I}_{CT} / r_{Я} C_{\Phi} pf_{II})}. \quad (7)$$

На основании выражений (6) и (7) можно установить соотношение для определения емкости конденсатора СФ из условия ограничения напряжения на нем на заданном уровне  $\bar{U}_{C \max \text{зад}}$  в режиме рекуперации [2]:

$$C_{\phi 1} = (\bar{W}_C T_M - (2\bar{I}_{CT} / pf_H)) / r_{\text{Я}} (\bar{U}_{C \max \text{зад}}^2 - 1). \quad (8)$$

Из условия минимально допустимого снижения напряжения на конденсаторе СФ  $\bar{U}_{C \min}$  на интервале разгона при заданном уровне токоограничения  $\bar{I}_0$  емкость СФ выбирается [2] следующим образом:

$$C_{\phi 2} = 2\bar{I}_0 / [r_{\text{Я}} (1 - \bar{U}_{C \min}^2) pf_H]. \quad (9)$$

На основании найденных соотношений (4)–(9) формулируется методика выбора параметров дискретно функционирующей тормозной цепи ЗПТ в ЗС ЭППТ с ШИП. Применение ТЦ целесообразно при  $C_{\phi 1} > C_{\phi 2}$ , что позволяет снизить величину емкости конденсатора СФ до значения  $C_{\phi 2}$  и его установленную мощность. Выбор параметров ТЦ производится из условия ограничения напряжения на конденсаторе СФ на заданном уровне  $\bar{U}_{C \max \text{зад}}$  в режиме рекуперации. Время включения тормозной цепи  $t_0$  определяется из равенства [2]

$$(\bar{U}_{C \max \text{зад}}^2 - \bar{U}_{C0y}^2) r_{\text{Я}} C_{\phi 2} / T_M = \bar{W}_C(t_0) \quad (10)$$

при величине емкости СФ, равной  $C_{\phi 2}$ , где

$$\bar{W}_C(t_0) = \bar{I}_0 t_0 \cdot [2(\bar{\Omega}_V - \bar{I}_0) - (\bar{I}_0 + \bar{I}_{CT})(t_0 / T_M)] / T_M. \quad (11)$$

Выражение (11) определяет энергию, аккумулируемую в конденсаторе СФ, за время от начала рекуперации до момента достижения напряжения на емкости СФ заданного уровня  $\bar{U}_{C \max \text{зад}}$ . Энергия и рассеиваемая мощность в ТЦ [2] равны

$$\bar{W}_{\text{ТЦ}} = r_{\text{Я}} C_{\phi 2} (\bar{U}_{C \max}^2 - \bar{U}_{C \max \text{зад}}^2) / T_M, \quad (12)$$

$$P_{\text{ТЦ}} = \bar{W}_{\text{ТЦ}} / (t_{\text{РЕК}} - t_0), \quad (13)$$

где

$$t_{\text{РЕК}} = T_M (\bar{\Omega}_V - \bar{I}_0) / (\bar{I}_0 + \bar{I}_{CT}), \quad (14)$$

Сопротивление тормозного резистора выбирается согласно [2]:

$$R_{\text{ТЦ}} = \bar{U}_{C \max \text{зад}}^2 / P_{\text{ТЦ}}, \quad (15)$$

при этом действующее значение тока в ТЦ определяется как [2]

$$I_{\text{ТЦ rms}} = \sqrt{P_{\text{ТЦ}} / R_{\text{ТЦ}}}. \quad (16)$$

### Верификация результатов исследований

В современных интегрированных пакетах MathCAD, OrCAD/Pspice, MATLAB/Simulink реализованы модели энергоподсистем с односторонним энергопотреблением, а также модели ЗС ЭППТ с ШИП. Модель ЗС ЭППТ с ШИП (рис. 1), реализованная в пакете MATLAB/Simulink, включает отдельные модели элементов ЭП: источника питания, сетевого трансформатора, вентильного блока НУВ или АВН, ШИП, ДПТ, и информационной подсистемы: системы управления ШИП, состоящей из блока регуляторов и формирователя сигналов управления ключами ШИП по соответствующему алгоритму, системы управления АВН и ТЦ, блока измерений полной мощности и ее составляющих и показателей качества энергопотребления ЭП, а также блока измерения мощности на вторичной стороне трансформатора. Система управления и регулирования АВН является двухконтурной с внешним контуром регулирования напряжения ЗПТ на базе пропорционально-интегрального регулятора и внутренним подчиненным контуром регулирования сетевых токов [2].



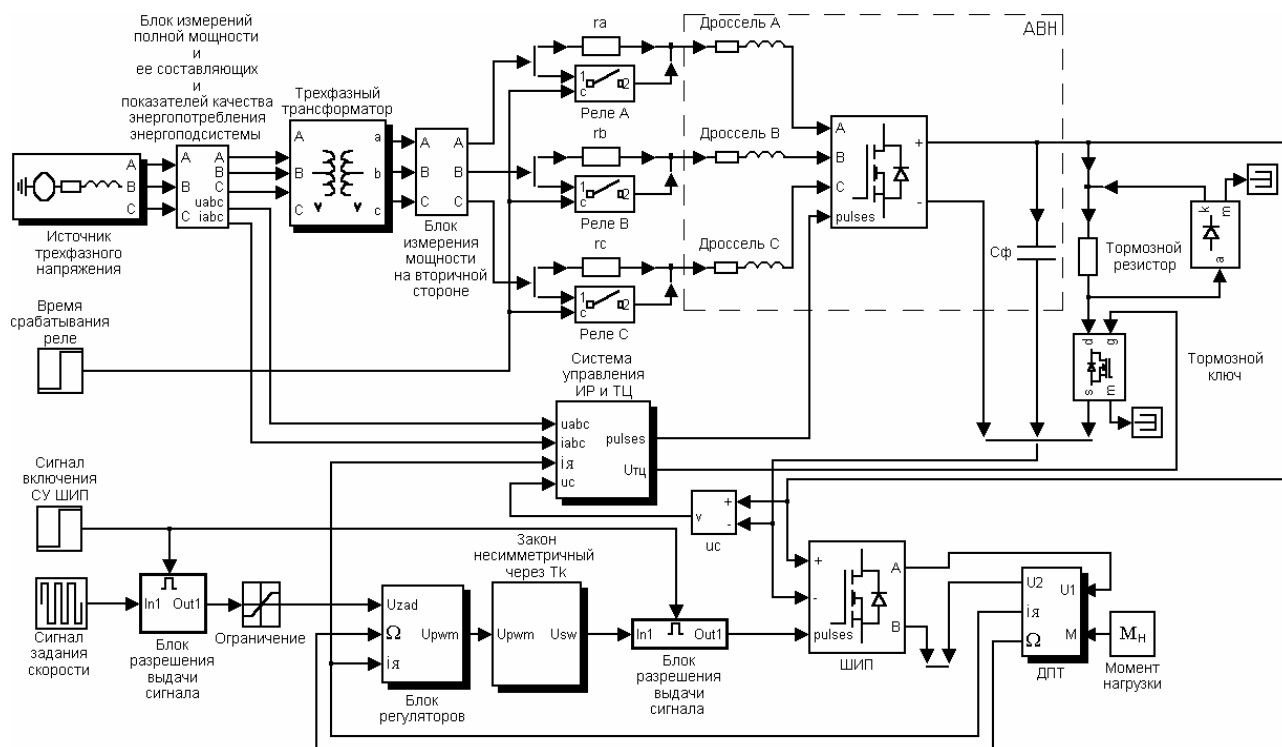


Рис. 1. Модель ЗС ЭППТ с ШИП на базе трехфазного АВН

Установлено, что применение АВН в ЗС ЭППТ с ШИП позволяет снизить емкость конденсатора СФ ЗПТ и его установленную мощность, стабилизировать напряжение в ЗПТ и регулировать его с заданной динамикой, обеспечить рекуперацию энергии в сеть, тем самым повышая энергетическую эффективность системы электропривода, улучшить показатели качества энергопотребления ЭП. Однако таким системам присущи следующие особенности и недостатки: при использовании сетевого трансформатора его габаритную мощность потребуется выбирать завышенной относительно ЭП на базе НУВ или ограничивать на заданном уровне сетевой ток, что снизит динамические качества ЗС ЭППТ; должно быть гарантировано, что энергия может быть возвращена в питающую сеть, т.е. необходимо дополнительно учитывать характер сети электроснабжения; к.п.д. системы снизится из-за потерь в коммутирующем оборудовании АВН [2].

Экспериментальные исследования ЭП ЗС ЭППТ проводились на лабораторном комплексе «Прецизионный приборный электропривод с улучшенными энергетическими показателями и компьютерным управлением» и на опытных образцах ЗС ЭППТ квантово-оптических систем различного назначения, разработанных на кафедре электротехники и прецизионных электромеханических систем (ЭТиПЭМС) СПб ГУ ИТМО по госбюджетным и хоздоговорным НИР. Экспериментальные исследования ЭП с односторонним энергопотреблением и ЗС ЭППТ подтвердили справедливость полученных теоретических положений, доказали адекватность моделей.

## Заключение

В статье освещены вопросы, связанные с решением задачи совершенствования энергетических показателей электротехнических комплексов и систем с полупроводниковыми преобразователями за счет выбора рациональных структур и параметров элементов их энергоподсистем. Проведен краткий структурно-параметрический анализ энергоподсистем с односторонним потреблением электроэнергии. Предложена методика выбора структуры ЭП, расчета параметров ее элементов и электромагнитных нагрузок на них в ЗС ЭППТ с ШИП. Установлены расчетные соотношения, позволяющие

определить целесообразность использования АВН в ЭП ЗС ЭППТ в зависимости от уровня ограничения тока якоря, величины рекуперированной энергии вращающихся частей электропривода и циклограммы его работы.

Обоснованность и достоверность результатов исследований базируется на использовании известных положений теории энергетических процессов в вентильных преобразователях и теории электропривода, подтверждается моделированием систем в современных интегрированных пакетах MathCAD, MATLAB/Simulink, OrCAD/PSpice, сравнением с данными из литературных источников, а также достаточной сходимостью теоретических и экспериментальных исследований.

Разработанные математические модели позволяют определять составляющие полной мощности, показатели качества энергопотребления ЭП, структуру и параметры ЭП ЗС ЭППТ на базе неуправляемого выпрямителя и АВН.

Результаты работы нашли практическое применение при проектировании квантово-оптических систем нового поколения на базе рассмотренных ЗС ЭППТ на кафедре ЭТиПЭМС СПб ГУ ИТМО.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках единого заказ-наряда на 2005 год.

### Литература

1. Супронович Г. Улучшение коэффициента мощности преобразовательных установок. / Пер. с польск. под ред. В.А. Лабунцова. М.: Энергоатомиздат, 1985. 136 с., ил.
2. Борисов П.А. Совершенствование энергетических показателей электротехнических комплексов и систем с полупроводниковыми преобразователями. Дисс. канд. техн. наук. СПб, 2005.
3. Ефимов А.А., Шрейнер Р.Т. Активные преобразователи в регулируемых электроприводах переменного тока. / Под общей ред. д-ра техн. наук, проф. Р.Т. Шрейнера. Новоуральск: Изд-во НГТИ, 2001. 250 с., ил.
4. Томасов В.С., Сеницын В.А., Борисов П.А. Исследование электромагнитных процессов в энергетическом канале замкнутой системы электропривода постоянного тока. // Изв. вузов. Приборостроение. 2004. Т. 47. № 11. С. 9–16.

# ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕНТРАТОРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ И МИКРОДЕФОРМАЦИЙ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

В.Л. Ткалич, Ю.А. Гатчин, А.Г. Коробейников

В работе рассмотрен вопрос анализа концентраторов механических напряжений и микродеформаций элементной базы микро- и нанoeлектроники, в свете современных представлений о возникновении концентраторов напряжений в твердом теле.

## Введение

В настоящее время проблемы прочности, износостойкости и надежности микроэлектроники входят в основную группу приоритетов научно-технического прогресса.

Технологии поверхностной инженерии материалов и конструкций для элементной базы микро- и нанoeлектроники разрабатываются во всех ведущих странах мира. Используются самые современные достижения науки и техники: поверхностное легирование, имплантация, нанесение упрочняющих и защитных покрытий, высокоэнергетическое воздействие ионными пучками, лазерным и электронным облучением. Теоретические и прикладные работы в этом направлении на протяжении многих лет интенсивно проводятся в СПбГУ ИТМО [1–3].

## Анализ состояния вопроса изучения концентраторов механических напряжений

Вплоть до XX столетия основные достижения в области пластичности и прочности твердых тел были связаны с механикой твердого тела и, в первую очередь, с механикой сплошной среды. Только во второй половине XX века сложилось понимание того, что макроскопические представления механики не раскрывают физической природы явлений, происходящих в твердом теле на атомарном уровне.

Прорыв физиков в микромир деформируемого твердого тела произошел в пятидесятые годы XX столетия, когда для исследования тонкой структуры кристаллов была использована электронная микроскопия. Последующие полвека физика пластичности и прочности переживала бум, связанный с массированным изучением закономерностей возникновения, движения и самоорганизации основного типа деформационных дефектов – дислокаций.

Современная теория дислокаций позволяет качественно объяснить поведение твердых тел в различных условиях нагружения. И первое время казалось, что достаточно преодолеть чисто математические трудности описания дислокационных ансамблей на микроуровне, чтобы теоретически рассчитать макроскопические характеристики деформируемого твердого тела. Однако рассчитать кривую "напряжение - деформация" на основе только микроскопических представлений теории дислокаций не удалось до сих пор. Все попытки прямого перехода от микроподходов физики к макроподходам механики оказались безуспешными. В последние два десятилетия стало ясно, что подобные попытки в принципе являются бесперспективными.

Долгое время казалось, что причина неудач связана с чисто математическими трудностями описания сложных дислокационных ансамблей, насчитывающих  $10^8$ – $10^{12}$  индивидуальных дислокаций на  $1 \text{ см}^2$ . Но проблема оказалась гораздо сложнее, и для ее решения пришлось существенно трансформировать методологию описания деформируемого твердого тела.

Примерно два десятилетия назад был предложен выход из тупиковой ситуации. Была сформулирована и научно обоснована новая парадигма, в основу которой было положено три концептуально новых положения.

1. Деформируемое твердое тело необходимо описывать как многоуровневую самосогласующуюся систему. Пластическое течение нагруженного твердого тела развивается на трех масштабных уровнях: микро-, мезо- и макро-. На мезоуровне происходит движение трехмерных структурных элементов по схеме «сдвиг + поворот». Это обуславливает вовлечение в деформацию всей иерархии структурных уровней среды. Поворотные моды деформации обуславливают самоорганизацию пластического течения на всех структурных уровнях среды, а также формируют новые диссипативные структуры в вихревых полях деформируемого твердого тела.
2. Поверхностный слой нагруженного твердого тела является ведущим мезоскопическим структурным уровнем деформации. В нем развиваются специфические деформационные процессы, определяющие поведение нагруженного твердого тела в целом.
3. Физика пластического течения и разрушения твердых тел связана с потерей их сдвиговой устойчивости на различных масштабных уровнях. Эти явления в нагруженном твердом теле должны описываться на основе синергетических представлений о сильно неравновесных состояниях в локальных зонах концентраторов напряжений различного масштаба.

Новая парадигма привела к созданию новой науки – физической мезомеханики материалов, которая ввела в рассмотрение недостающее звено между микро- и мезоскопическим описанием твердого тела – мезоскопический масштабный уровень. Были применены новые методы экспериментального исследования, позволяющие измерять локальные деформации с очень высоким разрешением для протяженных областей нагруженного твердого тела.

Главная задача физической мезомеханики – вскрыть экспериментально механизмы нарушения исходной структуры деформируемого твердого тела (на языке деформационных дефектов различного типа) и разработать адекватный математический аппарат для описания пластического течения и разрушения многоуровневой, иерархически самоорганизующейся системы.

Деформируемое тело постоянно фрагментируется во всей иерархии масштабных уровней, что проявляется в локализации его деформации на всех стадиях пластического течения. Разрушение является завершающей стадией этой фрагментации, когда макролокализация пластического течения вызывает разделение деформируемого твердого тела на две (или более) части.

Эксперименты показали, что элементарными носителями пластического течения на мезоуровне являются трехмерные структурные элементы (зерна, конгломераты зерен, субзерна, ячейки дислокационной субструктуры, деформационные домены, частицы второй фазы и др.), движение которых осуществляется путем сдвига и поворота. Основные закономерности пластического течения на мезоуровне связаны с фрагментацией деформируемого твердого тела, завершающая стадия которой представляет собой разрушение. Ведущими являются волновые процессы пластического течения в поверхностных слоях, которые удалось выявить только приборами новых поколений: атомно-силовой и сканирующей туннельной микроскопии, оптико-телевизионными приборами технического зрения.

Накопленный за два десятилетия большой объем экспериментальных и теоретических исследований позволил не только вскрыть принципиально новые механизмы и закономерности пластической деформации и разрушения твердых тел на мезомасштабном уровне. Новый подход привел к необходимости кардинального изменения самой методологии описания деформируемого твердого тела.

Механика сплошной среды и физика пластичности и прочности, основанная на теории дислокаций, используют методологию «силовых» моделей. Принято считать,

что для описания кривой «напряжение – деформация» необходимо рассчитать предел текучести материала и деформационное упрочнение выше предела текучести. Однако в действительности пластическая деформация и разрушение нагруженного твердого тела связаны с потерей его сдвиговой устойчивости в локальных зонах концентраторов напряжений различного масштаба. Эти процессы являются по своей природе релаксационными. В зонах концентраторов напряжений возникают сильно неравновесные состояния кристаллической решетки. Она уже не описывается законом Гука, а испытывает локальное структурное превращение, и ее движение к равновесию происходит как синергетический процесс. Методология описания пластической деформации и разрушения должна основываться на законах синергетики. Впервые это утверждение было сформулировано в книге В. Панина, В. Лихачева и Ю. Гриняева в 1985 г. В последующем идеи синергетики стали привлекаться во многих работах по деформации и разрушению твердых тел. Однако использование представлений синергетики только в рамках механики сплошной среды или только теории дислокаций приводит к противоречивым выводам. Отечественными учеными были сформулированы и обоснованы синергетические принципы физической мезомеханики, рассматривающей деформируемое твердое тело как многоуровневую иерархическую систему, в которой процессы локальной потери сдвиговой устойчивости на микро-, мезо- и макромасштабном уровнях органически взаимосвязаны. Только в рамках многоуровневого подхода физики и механики твердого тела удастся понять и корректно описать природу пластической деформации и разрушения твердых тел.

Одним из наиболее перспективных объектов применения нового подхода к проблеме пластичности явились наноструктурные и наноразмерные материалы и покрытия. Изучению материалов с размером зерна порядка десятков межатомных расстояний во всем мире уделяется в настоящее время большое внимание. Эти материалы справедливо считаются основой современного материаловедения. В рамках работы по теме проводились всесторонние исследования особенностей структуры и поведения при нагружении таких материалов как в объемном состоянии, так и в виде наноструктурированных поверхностных слоев и покрытий, создаваемых на деталях машин.

### **Анализ концентраторов механических напряжений в поверхностных слоях**

Следующий этап в развитии мезомеханики деформируемого твердого тела непосредственно был связан с изучением строения материалов с модифицированными поверхностными слоями, с описанием эволюции их структуры при контактном нагружении, а также с разработкой нового подхода к созданию конструкционных материалов с градиентом свойств поверхностного слоя и повышенным сопротивлением разрушению [4].

С позиций физической мезомеханики легко объяснить, почему столь пристальное внимание уделяется структуре и свойствам поверхностных слоев нагруженных твердых тел. Деформация, обусловленная локальной потерей сдвиговой устойчивости твердого тела, начинается в зонах концентраторов напряжений соответствующего масштаба и, в первую очередь, в поверхностных слоях материала, так как они имеют наименьшее сдвиговое сопротивление. В результате в поверхностных слоях интенсивно развиваются полосы локализованной деформации, снижающие сопротивление сдвигу твердого тела. Поверхностные концентраторы напряжений генерируют деформационные дефекты (точечные дефекты, дислокации, дисклинации, мезополосы сдвига), которые, зарождаясь на поверхности, перемещаются затем в глубь образца, обуславливая развитие пластического течения в объеме материала. Модифицируя поверхностный слой путем нанесения покрытий с различной кристаллической структурой, можно создать условия, позволяющие предотвратить процесс зарождения деформационных дефектов и, как следствие, повысить механические свойства материала.

Проведенные исследования выявили новые механизмы и закономерности формирования деформационных дефектов в поверхностных слоях материалов и на границе раздела «поверхностно-упрочненный слой – подложка» в условиях внешних воздействий, а также определили пути конструирования градиентных материалов нового поколения. В рамках работы удалось ответить на вопрос, почему анализ отдельных механических свойств сплавов не может быть достаточным для оценки эксплуатационных свойств поверхностно упрочненного материала. Было показано, какие процессы играют ведущую роль при различных видах нагружения твердого тела, в чем их специфика при трении, кавитации, фреттинге и других воздействиях.

Для изучения механизмов деформации на мезоуровне были разработаны новые методы с использованием спекл-интерферометрии, оптико-телевизионных средств технического зрения, измерения фрактальной размерности поверхности деформируемого твердого тела. Оказалось, что на мезоуровне как целое движутся трехмерные структурные элементы (мезообъемы). В этом случае достаточно рассмотреть представительный объем, состоящий из нескольких десятков мезообъемов, чтобы записать уравнения мезомеханики, учитывающие внутреннюю структуру деформируемого твердого тела. Деформация на микромасштабном уровне учитывается в уравнениях мезомеханики как аккомодационный процесс. Таким образом, введение мезомасштабного уровня позволило органически объединить физику пластической деформации (микроуровень) и механику деформируемого твердого тела (макроуровень).

Методология физической мезомеханики позволяет осуществить компьютерное конструирование материалов с заданными механическими свойствами на базе решения обратных задач. Это дает возможность объединить физическую мезомеханику и физическое материаловедение в рамках самостоятельного и более широкого научного направления [5].

### **Применение неразрушающих методов контроля концентраторов механических напряжений**

Решение задачи повышения надежности и безотказности работы элементной базы микро- и наноэлектроники невозможно без создания новых неразрушающих методов контроля состояния и качества материалов и изделий из них. Это направление исследований сформировалось на основе выполненных учеными СПбГУ ИТМО оригинальных разработок, предназначенных для исследований структуры и свойств материалов и используемых при экспериментальном анализе пластического течения на мезоскопическом масштабном уровне. Были созданы методики оптико-телевизионного анализа рельефа поверхности деформируемых тел с определением его количественных характеристик, таких как фрактальная размерность, спекл-интерферометрии в фотографическом и телевизионном вариантах для визуализации зон локализации пластической деформации, а также ультразвуковые методики и приборы для оценки механических характеристик материалов непосредственно в работающих конструкциях без изготовления специальных образцов. Эти методики неразрушающего контроля в настоящее время широко используются в различных отраслях машиностроения и транспорта России.

### **Заключение**

В ходе работы была разработана методика, позволяющая эффективно исследовать остаточные напряжения в прозрачных телах, а также их внутренние деформации и неоднородности, что бывает очень важно при анализе элементной базы микро- и наноэлектроники.

Но полностью решение задачи исследования концентраторов механических напряжений и микродеформаций элементной базы микро- и наноэлектроники в настоящее время не найдено. Здесь остается большое поле для исследований.

### Литература

1. Ткалич В.Л. Оптический метод исследования и контроля напряженно-деформированного состояния упругих чувствительных элементов микроэлектроники и систем управления. / Оптические методы исследования дефектов и дефектообразования элементной базы микроэлектроники и микросенсорной техники. Сборник научных статей. Под ред. д.т.н., проф. Ю.А. Гатчина и д.т.н., проф. В.Л. Ткалич. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2002. 147 с. С.18–32
2. Кирилловский В.К., Гвоздев С.С., Маларев В.А. Принципы контроля ошибок формы полированных поверхностей. / Оптические методы исследования дефектов и дефектообразования элементной базы микроэлектроники и микросенсорной техники. Сборник научных статей. Под ред. д.т.н., проф. Ю.А. Гатчина и д.т.н., проф. В.Л. Ткалич. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2002. 147 с. С. 66–79.
3. Симоненко З.Г. Современные оптические методы исследования элементной базы электроники. / Диагностика и функциональный контроль качества оптических материалов. Сборник научных статей. Под ред. д.т.н., проф. Ю.А. Гатчина и д.т.н., проф. В.Л. Ткалич. СПб: СПб ГУ ИТМО, 2004. 235 с. С.124–129.
4. Конева Н.А. Классификация, эволюция и самоорганизация дислокационных структур в металлах и сплавах. // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 6. С. 33–38.
5. Конева Н.А. Физика прочности металлов и сплавов. // Соросовский образовательный журнал. 1997. С. 20–30.

# UNIMOD – ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЕ СРЕДСТВО ДЛЯ АВТОМАТНОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ

В.С. Гуров, М.А. Мазин, А.А. Шалыто

В статье предлагается метод проектирования и реализации реактивных объектно-ориентированных программ с явным выделением состояний. Метод основан на использовании SWITCH-технологии и UML-нотации. Описывается инструментальное средство с открытым исходным кодом UniMod, являющееся встраиваемым модулем для платформы Eclipse, которое предназначено для поддержки этого метода.

## 1. Введение

В последнее время идея запускаемого UML [1, 2] приобретает все большую популярность. Это связано с тем, что практическое использование Unified Modeling Language (UML) [3] в большинстве случаев ограничивается моделированием статической части программы с помощью диаграммы классов. Моделирование динамических аспектов программы на языке UML затруднено в связи с отсутствием в стандарте формального однозначного описания правил интерпретации поведенческих диаграмм. Также следует отметить, что связь поведенческих диаграмм с кодом на целевом языке программирования в современных широко известных средствах моделирования, например IBM Rational Rose, реализована слабо, либо вообще не реализована.

Ивар Якобсон, один из создателей языка моделирования UML, в докладе «Четыре основные тенденции в разработке программного обеспечения (ПО)» [4] перечислил важнейшие, по его мнению, направления развития процесса разработки ПО. Он отметил, что технологическая база разработки объектно-ориентированного ПО, состоящая из языка UML и стандартного процесса разработки Rational Unified Process (RUP) [5], приобрела устойчивое состояние. По его мнению, следующим шагом должно стать их широкое внедрение. Уже сегодня можно говорить, что «процесс пошел»: И. Якобсон утверждает, что язык UML преподается более чем в 1000 университетах мира, и в присутствии авторов представители фирмы IBM в одном из своих докладов в течение четырех часов демонстрировали использование UML и RUP.

И. Якобсон обозначил следующие тенденции разработки ПО.

1. Аспектно-ориентированное программирование [6]. Аспекты упрощают добавление в систему сквозной функциональности, такой, например, как логирование или проверка прав доступа. Отметим, что И. Якобсон отождествляет понятие аспекта с вариантом использования, что позволяет моделировать аспекты с помощью языка UML.
2. Исполняемый UML. В настоящее время UML применяется, в основном, как язык спецификации моделей систем. Существующие UML-средства позволяют строить различные диаграммы и автоматически создавать по диаграмме классов «скелет» кода на целевом языке программирования (языки Java и C#). Некоторые из этих средств также предоставляют возможность автоматически генерировать код логики программы по диаграммам состояний.

Однако можно считать, что в настоящее время указанная функциональность существует в «зачаточном состоянии», так как известные инструменты не позволяют в полной мере эффективно связывать модель поведения, которую можно описывать с помощью четырех типов диаграмм (состояний, деятельностей, кооперации или последовательностей), с генерируемым кодом. Это во многом определяется отсутствием в языке UML формального однозначного описания операционной семантики для поведенческих диаграмм.

Отсутствие однозначной операционной семантики при традиционном написании программ приводит к дублированию описания поведения как в модели, так и на це-



левом языке, а также к произвольной интерпретации поведенческих диаграмм программистом. Более того, описание поведения в модели часто носит неформальный характер. Появление операционной семантики зафиксировывает однозначность понимания диаграмм и приведет к появлению исполняемого UML, для которого код, в привычном смысле этого слова, может не генерироваться вообще.

3. Процесс разработки ПО должен быть активным. Существующие средства разработки требуют длительного времени для их изучения. И. Якобсон считает, что средства разработки должны предсказывать действия разработчика и предлагать варианты решения возникших проблем в зависимости от текущего контекста. Отметим, что подобный подход реализован во многих современных средах разработки (например, Borland JBuilder, Eclipse, IntelliJ IDEA) для текстовых языков программирования, но не для языка UML.
4. Разработанное ПО также должно быть активным, однако не для разработчика, а для конечного пользователя.

По мнению авторов, наиболее интересными и востребованными на сегодняшний день тенденциями являются вторая и третья.

Признание многими ведущими в области разработки ПО фирмами того факта, что программы необходимо не писать «на авось» (как сказал по-русски на конференции «Microsoft Research Academic Days in St.-Petersburg, April 21-23, 2004» создатель языка Eiffel Бертран Мейер), а проектировать, привело к появлению такого направления в программной инженерии, как «проектирование на базе моделей» (Model-Driven Design) [7–9].

## 2. Проектирование на базе моделей

Основной идеей проектирования на базе моделей является абстрагирование от целевого языка программирования и целевой программно-аппаратной платформы – уход на более высокий уровень абстракции. Такой подход позволяет инженеру сосредоточиться на предметной области разрабатываемой системы, не вникая и не описывая детали реализации на стадии моделирования. При этом очень важно выбрать правильный язык и средство моделирования. Выбор должен производиться, основываясь на предметной области разрабатываемой системы. Так, например, если необходимо разработать компилятор, то в качестве языка моделирования логично выбрать язык формальных грамматик, а в качестве инструмента – один из существующих пакетов для разработки компиляторов [10].

### 2.1. Реактивные системы

Другим, достаточно широким, классом программных систем является класс реактивных систем – систем, выполняющих определенные действия в ответ на внешние события. В работе Д. Харела [11] отмечено, что для моделирования таких систем хорошо подходит расширение конечных автоматов за счет применения вложенных состояний. Для построения таких автоматов и генерации кода по ним созданы инструментальные средства, многие из которых перечислены в [12], где, в частности, упомянуты такие инструменты, как I-Logix Statemate (<http://ilogix.com/sublevel.aspx?id=74>), XJTek AnyState (<http://www.xjtek.com/anystates/>), StateSoft ViewControl (<http://www.statesoft.ie/products.html>), SCOPE (<http://www.itu.dk/~wasowski/projects/scope/>), IAR Systems visualSTATE ([http://www.iar.com/p1014/p1014\\_eng.php](http://www.iar.com/p1014/p1014_eng.php)), The State Machine Compiler (<http://smc.sourceforge.net/>).

Недостатком этих инструментов является то, что они позволяют строить и реализовывать только поведенческую часть модели программы, не рассматривая ее структуру (статическую). Поэтому с помощью этих инструментов программу в целом не построить.

## 2.2. Запускаемый UML

Дальнейшее развитие подход Харела получил в рамках языка UML в виде диаграмм состояний (statechart). В UML, помимо этого типа диаграмм, входит еще ряд других. Все типы диаграмм разделены на две группы: структурные и поведенческие. Для поведенческих диаграмм в стандарте UML неформально описана их операционная семантика, что привело к появлению таких понятий, как запускаемый UML [1, 2] и виртуальная машина UML [13]. Появились также инструментальные средства [14, 15] для их реализации.

В [14] модель программной системы предлагается строить следующим образом: структура моделируется с помощью UML-диаграммы классов, а поведение – с помощью описания каждого метода каждого класса в виде UML-диаграммы последовательности вызовов (sequence). Такой подход крайне неудобен, так как приводит к очень громоздким моделям.

В [15] предлагается расширить UML текстовым платформенно-независимым императивным языком для описаний действий, что приводит к перегрузке графических диаграмм текстовой информацией.

В рамках проекта [16] планируется создать инструмент для преобразования UML-диаграмм состояний в код на языке Java.

Отметим, что некоторые инструменты для изображения UML-диаграмм, такие как [17], не ассоциирующие себя с описанными выше понятиями, также в некоторой степени их реализуют.

Далее в статье, на примере разработанного авторами проекта с открытым исходным кодом UniMod (<http://unimod.sourceforge.net>), описаны применение UML-нотации для создания графического языка описания систем со сложным поведением и инструмент моделирования для этого языка, который поддерживает активный процесс разработки ПО.

Проект UniMod обладает концептуальной целостностью и позволяет строить компактные модели программных систем в целом, а не только их поведенческой части.

## 3. Исполняемый графический язык на основе SWITCH-технологии и UML-нотации

В работе [18] предложен метод проектирования и реализации программ с явным выделением состояний, названный «SWITCH-технологией» или «автоматным программированием». Особенность этого подхода состоит в том, что программы предлагается строить так же, как осуществляется автоматизация технологических процессов, в ходе которой первоначально строится схема связей, содержащая источники информации, систему управления и объекты управления, а также обратные связи. В предлагаемом подходе система управления реализуется в виде системы взаимосвязанных структурных конечных автоматов, каждый из которых имеет несколько входов и выходов. Поведение автоматов описывается графами переходов с нотацией, предложенной в работе [19].

Метод проектирования и реализации реактивных объектно-ориентированных систем с явным выделением состояний предложен в работе [20].

SWITCH-технология определяет для каждого автомата два типа диаграмм (схему связей и граф переходов) и их операционную семантику. При наличии нескольких автоматов также строится схема их взаимодействия. SWITCH-технология задает свою

нотацию диаграмм. Предлагается, сохранив автоматный подход, использовать UML-нотацию при построении диаграмм в рамках SWITCH-технологии. При этом с использованием нотации диаграмм классов языка UML строятся схемы связей автоматов, определяющих их интерфейс, а графы переходов строятся с помощью нотации диаграммы состояний UML.

Предлагаемый процесс моделирования системы состоит в следующем:

- на основе анализа предметной области разрабатывается концептуальная модель системы, определяющая сущности и отношения между ними;
- в отличие от традиционных для объектно-ориентированного программирования подходов [21], из числа сущностей выделяются источники событий, объекты управления и автоматы. Источники событий активны – они по собственной инициативе воздействуют на автоматы. Объекты управления пассивны – они выполняют действия по командам от автоматов. Объекты управления также формируют значения входных переменных для автоматов. Каждый автомат активируется источниками событий и на основании значений входных переменных и текущего состояния воздействует на объекты управления, переходя в новое состояние;
- с использованием нотации диаграммы классов строится схема связей автомата, задающая его интерфейс. На этой схеме слева отображаются источники событий, в центре – автоматы, а справа – объекты управления. Источники событий с помощью UML-ассоциаций связываются с автоматами, события которым они поставляют. Автоматы связываются с объектами, которыми они управляют;
- схема связей, кроме задания интерфейса автомата, выполняет функцию, характерную для диаграммы классов – задает объектно-ориентированную структуру программы;
- каждый объект управления содержит два типа методов, реализующих входные переменные ( $x_j$ ) и выходные воздействия ( $z_k$ );
- для каждого автомата с помощью нотации диаграммы состояний строится граф переходов типа Мура-Мили, в котором дуги могут быть помечены событием ( $e_i$ ), булевой формулой из входных переменных и формируемыми на переходах выходными воздействиями. В вершинах могут указываться выходные воздействия и имена вложенных автоматов. Каждый автомат имеет одно начальное и произвольное количество конечных состояний;
- состояния на графе переходов могут быть простыми и сложными. Если в состоянии вложено другое состояние, то оно называется сложным. В противном случае состояние простое. Основной особенностью сложных состояний является то, что наличие дуги, исходящей из такого состояния, заменяет однотипные дуги из каждого вложенного состояния;
- все сложные состояния неустойчивы, а все простые, за исключением начального – устойчивы. При наличии сложных состояний в автомате появление события может привести к выполнению более одного перехода. Это происходит в связи с тем, что сложное состояние является неустойчивым, и автомат выполняет переходы до тех пор, пока не достигнет первого из простых (устойчивых) состояний. Отметим, что если в графе переходов сложные состояния отсутствуют, то, как и в SWITCH-технологии, при каждом запуске автомата выполняется не более одного перехода;
- каждая входная переменная и каждое выходное воздействие являются методами соответствующего объекта управления, которые реализуются вручную на целевом языке программирования;
- использование символьных обозначений в графах переходов позволяет весьма компактно описывать сложное поведение проектируемых систем. Смысл таких символов задает схема связей. При наведении курсора на соответствующий символ на графе переходов во всплывающей подсказке отображается его текстовое описание.

На рис. 1 приведена схема связей автомата, а на рис. 2 – его граф переходов, построенные в *UML*-нотации описанным выше способом.

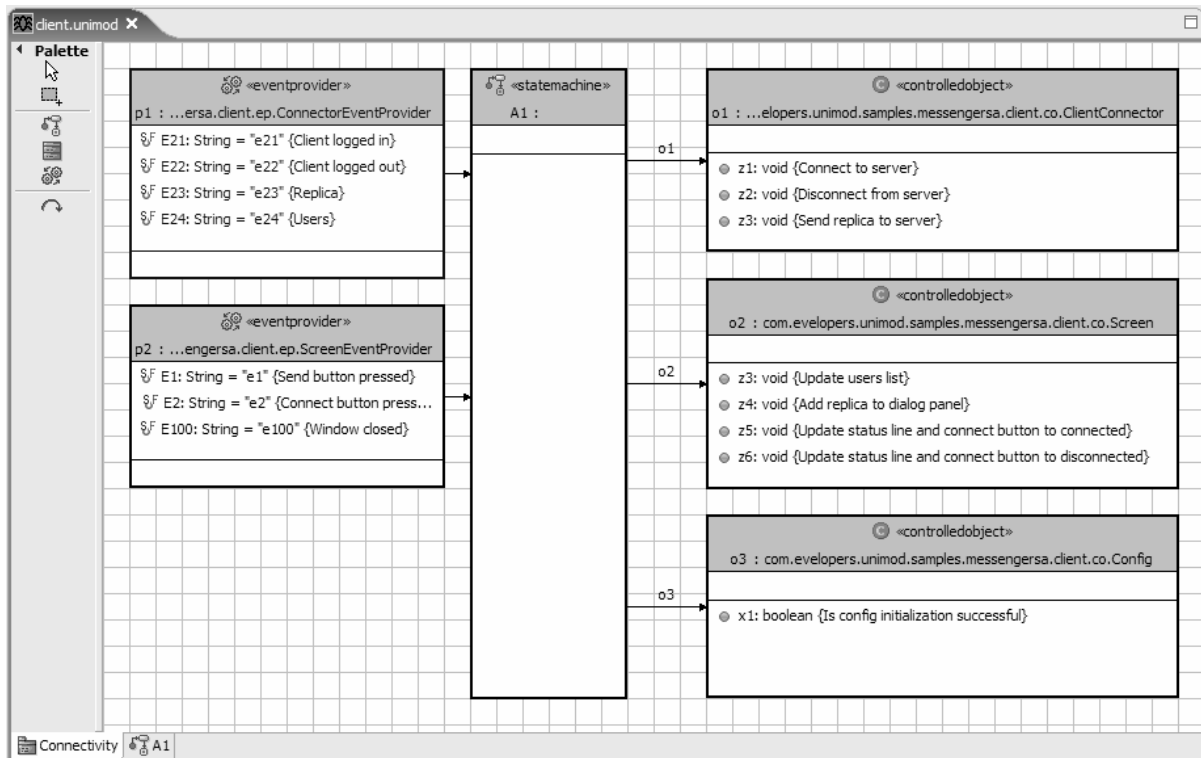


Рис. 1. Пример схемы связей автомата

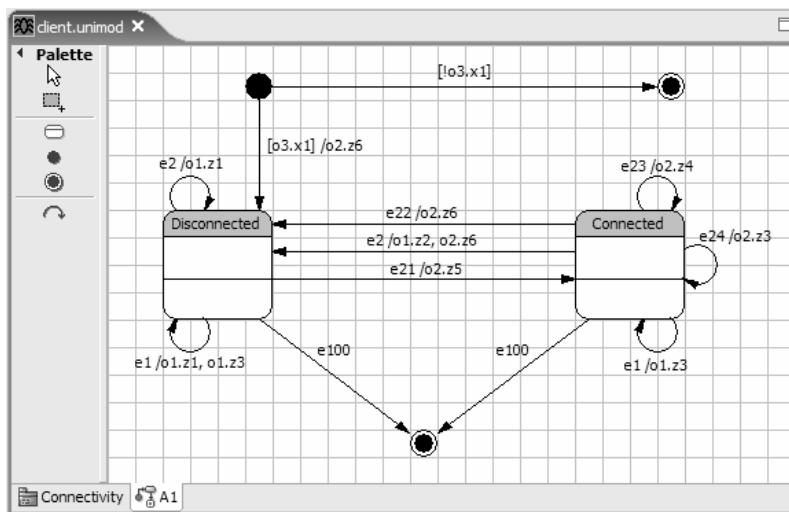


Рис. 2. Пример графа переходов автомата

Зададим операционную семантику модели системы, построенной описанным выше образом:

- при запуске модели инициализируются все источники событий и объекты управления. После этого источники событий начинают воздействовать на связанные с ними автоматы;
- каждый автомат начинает свою работу из начального состояния, а заканчивает – в одном из конечных;
- при получении события автомат выбирает все исходящие из текущего состояния переходы, помеченные символом этого события;

- автомат перебирает выбранные переходы и вычисляет булевы формулы, записанные на них, до тех пор, пока не найдет формулу со значением true;
- если переход с такой формулой найден, автомат выполняет выходные воздействия, записанные на дуге, и переходит в новое состояние. В нем автомат выполняет выходные воздействия, а также запускает вложенные автоматы. Если новое состояние оказалось составным, то выполняется переход из начального состояния, находящегося внутри данного составного состояния;
- если переход не найден, то автомат продолжает поиск перехода у родительского состояния – состояния, в которое вложено текущее состояние;
- при переходе в конечное состояние автомат останавливает все источники событий. После этого работа системы завершается.

Более подробное описание операционной семантики приведено в работе [22].

Описав исполняемый графический язык на основе UML-нотации и его операционную семантику, перейдем к описанию процесса создания инструмента моделирования, который будет поддерживать активный процесс разработки программ на его основе.

#### 4. UNIMOD – пакет для автоматически-ориентированного программирования

Пакет UniMod обеспечивает разработку и выполнение автоматически-ориентированных программ. Он позволяет создавать и редактировать UML-диаграммы классов и состояний, которые соответствуют схеме связей и графу переходов.

Проектирование программ с использованием пакета UniMod предполагает следующий подход: логика приложения описывается структурным конечным автоматом, заданным в виде набора указанных выше диаграмм, построенных с использованием UML-нотации. Источники событий и объекты управления реализуются вручную на целевом языке программирования.

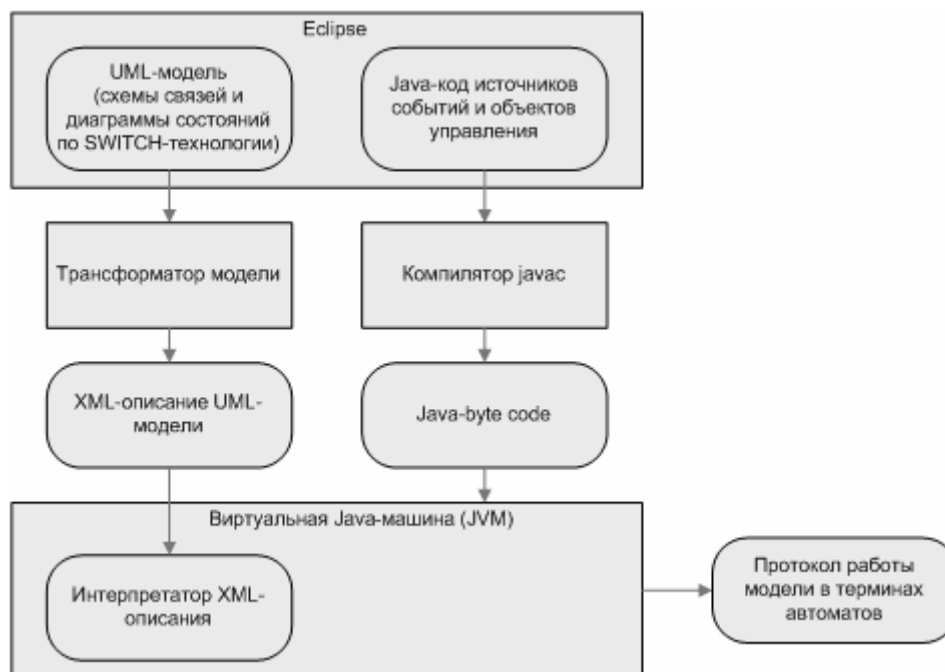


Рис. 3. Структурная схема интерпретационного подхода

Пакет UniMod поддерживает два типа реализации построенных диаграмм – на основе интерпретации и компиляции.

Интерпретатор является виртуальной машиной UML.

На рис. 3 приведена структурная схема для интерпретационного подхода.

Как следует из приведенного схемы, при использовании интерпретационного подхода исходным кодом являются UML-модель (схемы связей и диаграммы состояний по SWITCH-технологии) и Java-код источников событий и объектов управления.

При запуске программы интерпретатор загружает в оперативную память XML-описание и создает экземпляры источников событий и объектов управления. В процессе работы указанные источники формируют события и направляют интерпретатору, который обрабатывает их в соответствии с логикой, описываемой автоматами. При этом он вызывает методы объектов управления, реализующие входные переменные и выходные воздействия.

На рис. 4. приведена структурная схема для компилятивного подхода.

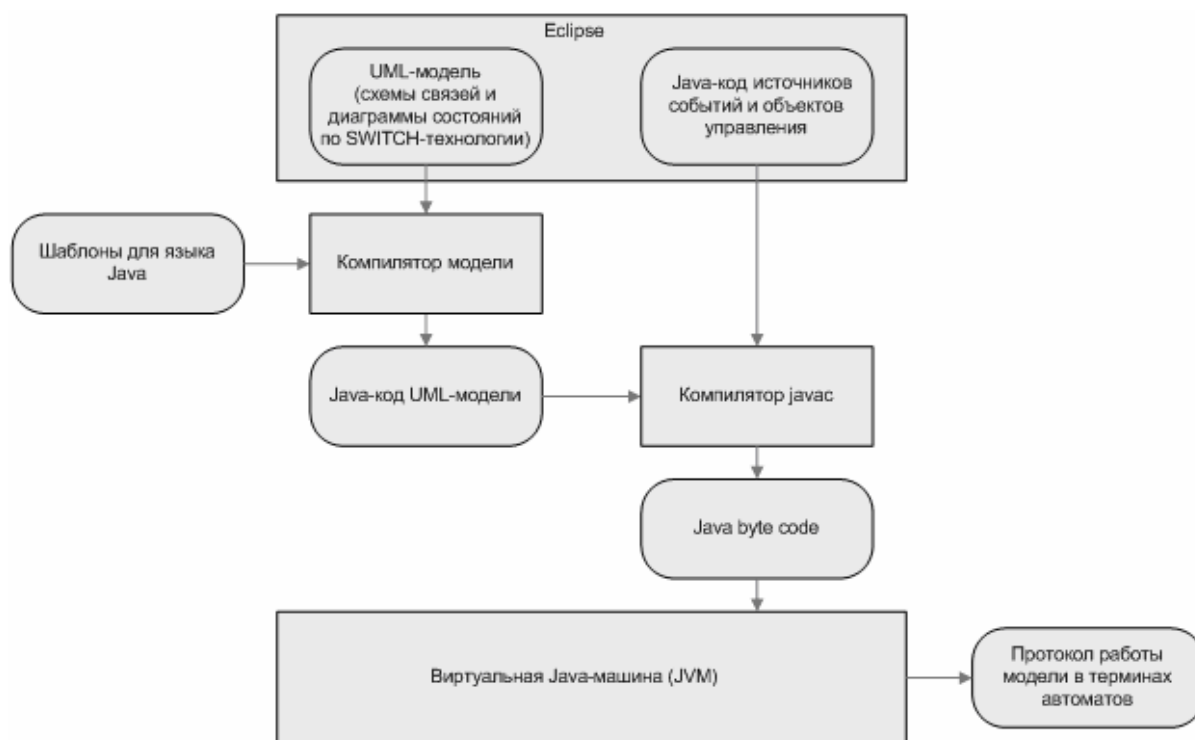


Рис. 4. Структурная схема компилятивного подхода

При использовании компилятивного подхода *UML*-модель непосредственно преобразуется в код на целевом языке программирования, который впоследствии компилируется и запускается.

Компилятивный подход целесообразно применять для устройств с ограниченными ресурсами, например для мобильных телефонов. Такой подход является типичным для «классической» SWITCH-технологии.

## 5. Реализация редактора диаграмм на платформе ECLIPSE

Инструмент для создания указанных диаграмм является встраиваемым модулем (plug-in) для платформы Eclipse (<http://www.eclipse.org>). Эта платформа обладает рядом преимуществ перед такими продуктами, как, например, IntelliJ IDEA или Borland JBuilder:

- является бесплатным продуктом с открытым исходным кодом;

- содержит библиотеку для разработки графических редакторов – Graphical Editing Framework;
- активно развивается фирмой *IBM* и уже сейчас обладает не меньшей функциональностью, чем упомянутые выше аналоги.

Для обеспечения процесса активной разработки программ на текстовых языках в перечисленных выше средствах разработки реализованы:

- подсветка семантических и синтаксических ошибок;
- автоматическое завершение ввода и автоматическое исправление ошибок;
- форматирование и рефакторинг [23] кода;
- запуск и отладка программы внутри среды разработки.

В английском языке эти возможности называются «code assist». При создании описываемого модуля для платформы Eclipse авторы перенесли указанные подходы на процесс редактирования диаграмм.

### 5.1. Валидация модели

Для текстовых языков программирования редакторы осуществляют проверку принадлежности программы к заданному языку и выделяют (подсвечивают) места в коде, содержащие синтаксические ошибки. К семантическим ошибкам для текстовых языков программирования относятся, например, использование необъявленных переменных, вызовы несуществующих методов, некорректное приведение типов.

В стандарте на язык UML синтаксис и семантика диаграмм определяется набором ограничений, записанных на языке объектных ограничений (Object Constraint Language). Этот набор ограничений должен удовлетворяться для любой правильно построенной диаграммы. Именно на этих ограничениях и основана проверка синтаксиса и семантики диаграмм.

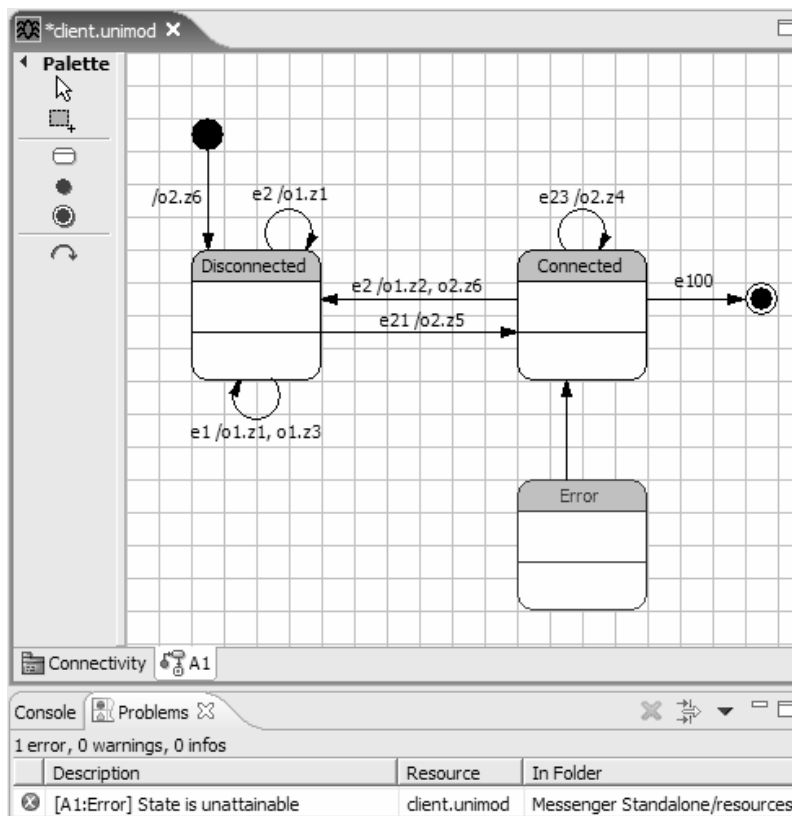


Рис. 5. Недостижимое состояние на графе переходов

Авторами предлагается расширить множество ограничений следующим образом:

- все состояние на диаграмме состояний должны быть достижимы;
- множество исходящих переходов для любого состояния должно быть полно и непротиворечиво. Это означает, что при обработке любого события не должно быть альтернативных переходов и хотя бы один переход должен выполняться.

Проверка корректности диаграмм происходит следующим образом. В фоновом режиме запускается процесс, который при любом изменении диаграммы проверяет ее на корректность. При нахождении ошибки некорректный элемент на диаграмме выделяется цветом. На рис. 5 приведен пример диаграммы с недостижимым состоянием.

## 5.2. Автоматическое завершение ввода и автоматическое исправление ошибок

Традиционно автоматическим завершением ввода называется подход, благодаря которому среда по заданному началу лексемы определяет набор допустимых конструкций, префиксом которых данное начало является, и предлагает пользователю выбрать одну из них. Автоматическое исправление ошибок предполагает, что редактор для каждой найденной ошибки указывает пользователю варианты ее исправления.

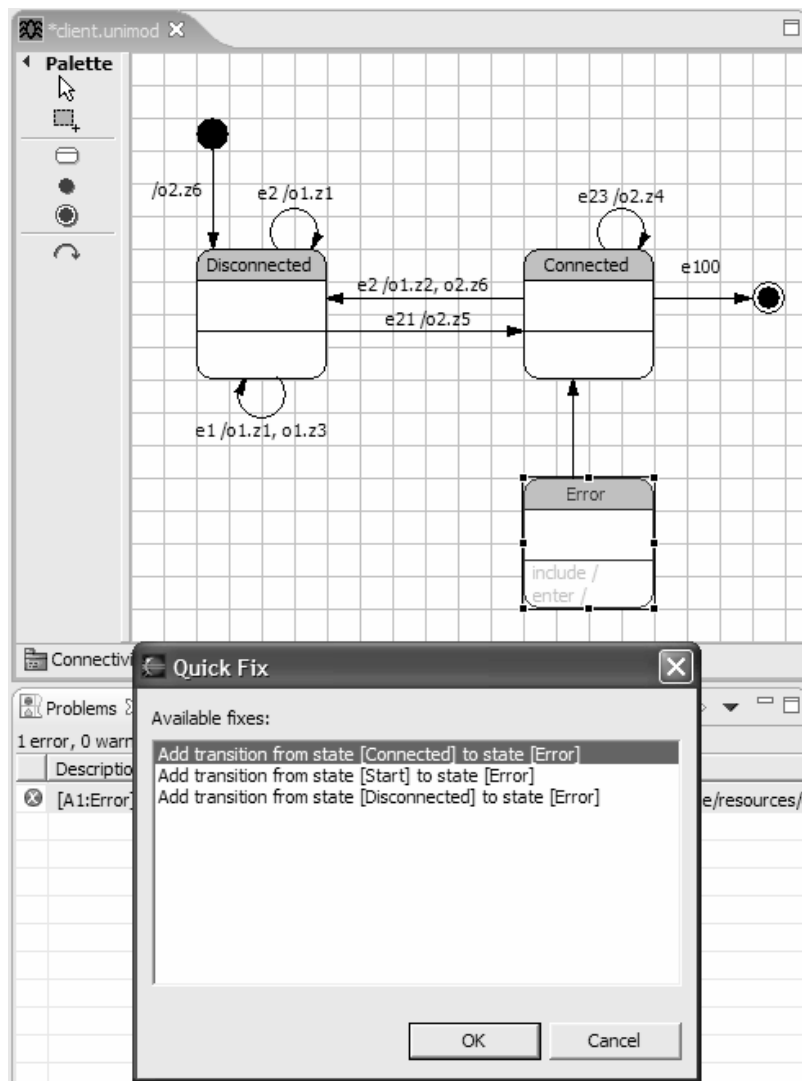


Рис. 6. Предлагаемые варианты исправления ошибки на диаграмме



В случае текстового редактора оба подхода основываются на знании грамматики языка и наборе семантических правил.

В предлагаемом графическом редакторе диаграмм в UML-нотации эти подходы реализованы авторами на базе ограничений, определенных стандартом языка UML и описанных выше дополнительных ограничений. Так, для недостижимого состояния, представленного на рис. 5, пользователю будет предложено добавить переход в это состояние из любого достижимого (рис. 6).

### **5.3. Форматирование**

Форматирование кода облегчает его чтение. Многие текстовые редакторы позволяют автоматически форматировать код.

Аналогом форматирования кода применительно к диаграммам, по мнению авторов, является их укладка (layout). Задача укладки диаграмм является существенно более сложной, чем форматирование кода, так как общепринятые эстетические критерии качества укладки отсутствуют. В проекте UniMod раскладка диаграмм осуществляется методом отжига [24].

### **5.4. Запуск модели**

Для запуска программы, написанной на текстовом языке программирования, ее текст либо компилируется в код, исполняемый операционной системой (C++, Pascal) или виртуальной машиной (Java, C#), либо непосредственно исполняется интерпретатором (JavaScript, Basic).

Подобные решения доступны и для графического языка программирования. Например, для интерпретационного подхода при запуске диаграммы ее содержимое преобразуется в XML-описание, которое передается интерпретатору. Интерпретатор в соответствии с операционной семантикой, изложенной выше, «выполняет» XML-описание. Это описание является изоморфным представлением содержимого диаграмм, и поэтому можно говорить о «запуске» диаграмм как программ.

### **5.5. Отладка модели**

Обычно после локализации ошибки отладка программ представляет собой трассировку программного кода «оператор за оператором» с одновременным анализом значений переменных.

Для графической автоматной модели отладка – это трассировка графа переходов с анализом текущего состояния, событий и значений входных переменных. При необходимости возможна текстовая отладка кода выходных воздействий.

### **5.6. Библиотеки**

Большинство существующих языков программирования поддерживают идеологию библиотек и каркасов (frameworks). Библиотека – программный модуль, реализующий функциональность в рамках некоторой предметной области. Каркас – это набор программных базовых сущностей из некоторой предметной области, уточняя и дополняя которые, следует строить программу. Для текстовых языков библиотеки и каркасы, как правило, представляют собой скомпилированный код, подключаемый к программе в процессе ее компиляции (статические библиотеки) или во время исполнения (динамические библиотеки).

В рамках автоматного подхода в библиотеки и каркасы следует включать заранее скомпилированные источники событий и объекты управления, так как опыт разработки показывает, что приложения, работающие в одной предметной области, различаются не

столько выполняемыми атомарными действиями, сколько логикой выполнения этих действий.

## 6. Применение предлагаемого подхода для мобильных устройств

Примеры использования предлагаемого подхода приведены на сайте <http://is.ifmo.ru> для различных классов устройств.

Несмотря на то, что язык Java может быть использован для создания приложений для мобильных устройств, часто возникает необходимость писать эти приложения на языке C++. В этом случае целесообразно применять компилятивный подход. На рис. 7 показано, как изменяется структурная схема этого подхода при переходе на язык C++ для мобильной платформы Symbian (<http://www.symbian.com>).

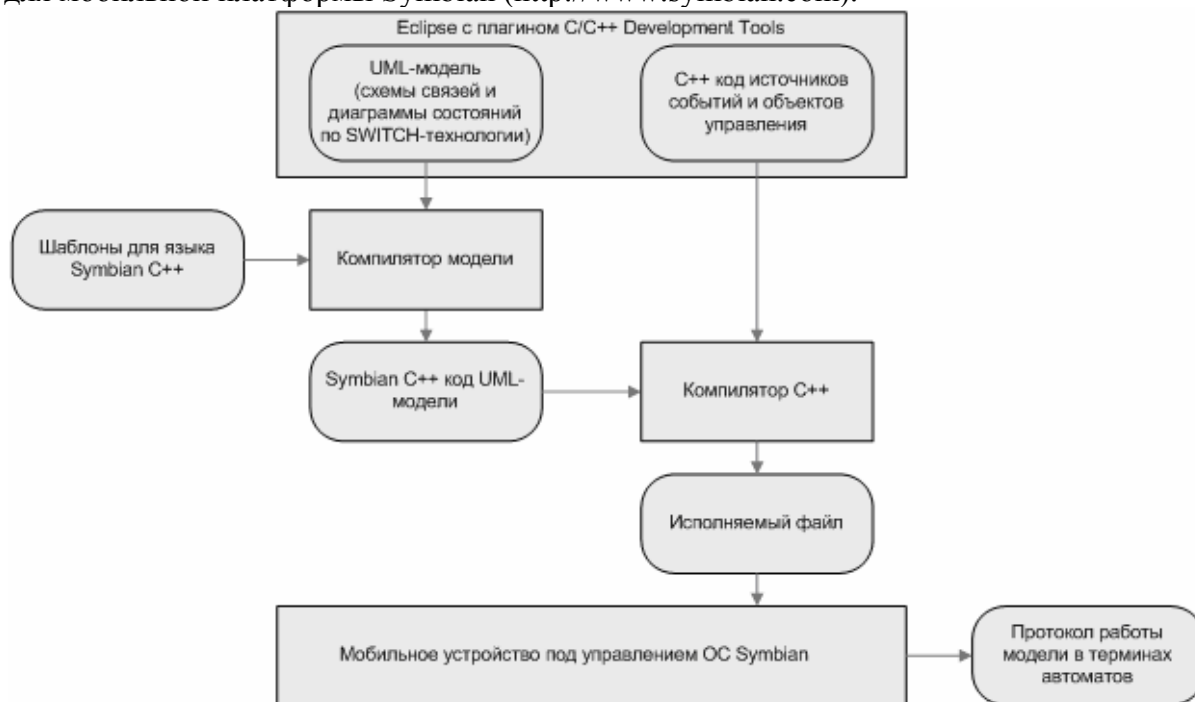


Рис. 7. Структурная схема компилятивного подхода при использовании Symbian C++

Таким образом, можно утверждать, что, несмотря на то, что Eclipse и UniMod ориентированы на язык программирования Java, использование шаблонов при компиляции модели делает UniMod многоязыковой платформой. Правда, для языков, отличных от Java, происходит потеря функциональности, например возможности графической отладки модели.

## Заключение

В статье описывается графический язык для поддержки автоматного программирования и инструментальное средство на его основе.

Предлагаемый подход обладает следующими преимуществами по сравнению аналогами, на которые даны ссылки во введении:

- в модели допускается использовать систему взаимосвязанных автоматов, что позволяет декомпозировать поведение сложной задачи на подзадачи. При этом отметим, что каждое состояние также осуществляет декомпозицию подзадачи, выделяя только те входные и выходные воздействия, которые с ним связаны;

- наряду с вложенными состояниями, используются также вложенные автоматы, число и глубина вложения которых не ограничены.
- помимо компиляционного подхода, используется также и интерпретационный подход, при котором исходным кодом являются сами диаграммы;
- использование платформы Eclipse, языков Java и XML позволяет безболезненно переносить модели и программу в целом с одной операционной системы на другую (например, с ОС Windows на ОС Linux, и наоборот);

Предложенный подход позволяет:

- сокращать объем кода на текстовом языке программирования;
- строить предложенные в SWITCH-технологии схемы связей и графы переходов в UML-нотации диаграмм классов и диаграмм состояний, соответственно, и включать их в проектную документацию [25];
- формально и наглядно описывать поведение программ и модифицировать их, изменяя, в большинстве случаев, только графы переходов;
- упростить сопровождение проектов за счет повышения централизации логики программ.

Предлагаемая операционная семантика является детерминированной за счет проверки отсутствия противоречивых переходов, что не выполняется, например, в таких инструментальных средствах, как Rational Rose [26] и Borland Together [27]. Указанный недостаток также присутствует в инструменте VisualSTATE [29], но устраняется с помощью дополнения его исследовательским инструментом SCOPE [28].

Исходные тексты, документация и примеры использования программного пакета UniMod представлены на сайте <http://unimod.sourceforge.net>. При этом обратим внимание, что такие известные инструментальные средства, как I-Logix Statemate [30] и Telelogic TAU G2 [15], невозможно скачать и попробовать в действии, не купив их.

В заключение отметим, что данная работа базируется на работе [19] и развивает подход, описанный в работах [31, 32].

Отметим также, что в работе [33] сказано, что для языка UML выполняется закон «20–80». Данная статья подтверждает этот закон: из всех типов UML-диаграмм авторы используют только два типа диаграмм для построения программ в целом. Это соответствует «лезвию Оккама», в соответствии с которым не следует приумножать сущности без необходимости.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям науки и техники» на 2002-2006 годы по контракту ИТ 13.4/004/015 «Технология автоматного программирования: применение и инструментальные средства».

## Литература

1. Mellor S. et al. Executable UML: A Foundation for Model Driven Architecture. MA: Addison-Wesley, 2002. P. 258.
2. Raistrick C. et al. Model Driven Architecture with Executable UML. Cambridge University Press, 2004. P. 412.
3. Буч Г., Рамбо Г., Якобсон И. UML. Руководство пользователя. М.: ДМК, 2000. 358 с.
4. Jacobson I. Four Macro Trends in Software Development Y2004. <http://www.ivarjacobson.com/postnuke/html/modules.php?op=modload&name=UpDownload&file=index&req=getit&lid=9>

5. Якобсон И., Буч Г., Рамбо Дж. Унифицированный процесс разработки программного обеспечения. СПб.: Питер, 2002. 458 с.
6. Kiczales G., Lamping J., Mendhekar A. et al. Aspect-oriented programming / In ECOOP'97 – Object-Oriented Programming. 11th European Conference. 1997. LNCS 1241. pp. 220–242. <http://citeseer.ist.psu.edu/kiczales97aspectoriented.html> (русский перевод — <http://www.javable.com/columns/aop/workshop/02/>)
7. 1st European Conference on Model-Driven Software Engineering. <http://www.agedis.de/conference/>
8. International Workshop «e-Business and Model Based in System Design». IBM EE/A. SPb.: SPb ETU, 2004.
9. OMG Model Driven Architecture. <http://www.omg.org/mda/>
10. Создание компиляторов на Java. <http://www.kulichki.net/kit/tools/java.html>
11. Harel D., Statecharts: A Visual Formalism for Complex Systems. // Science of Computer Programming. 1987. 8. P. 231–274.
12. Wikipedia. Finite state machine. Tools. [http://en.wikipedia.org/wiki/Finite\\_automaton#Tools](http://en.wikipedia.org/wiki/Finite_automaton#Tools)
13. Riehle D., Fraleigh S., Bucka-Lassen D., Omorogbe N. The Architecture of a UML Virtual Machine /Proceedings of the 2001 Conference on Object-Oriented Programming Systems, Languages, and Applications (OOPSLA '01). ACM Press, 2001.
14. Matilda UML Virtual Machine. <http://dssg.cs.umb.edu/projects/umlvm/>
15. Kennedy Carter iUML. <http://www.kc.com/products/iuml/index.html>
16. Jia X. et al. Using ZOOM Approach to Support MDD. [http://se.cs.depaul.edu/ise/zoom/papers/zoom/SERP\\_ZOOM.pdf](http://se.cs.depaul.edu/ise/zoom/papers/zoom/SERP_ZOOM.pdf)
17. Telelogic TAU G2. <http://telelogic.com/corp/products/tau/g2/index.cfm>
18. Шалыто А.А. SWITCH-технология. Алгоритмизация программирования задач логического управления. СПб: Наука, 1998. 628 с. <http://is.ifmo.ru/books/switch/1>
19. Шалыто А.А., Туккель Н.И. SWITCH-технология – автоматный подход к созданию программного обеспечения «реактивных» систем. // Программирование. 2001. № 5. С. 45–62. <http://is.ifmo.ru/works/switch/1/>
20. Шалыто А.А., Туккель Н.И. Танки и автоматы // ВУТЕ/Россия. 2003. № 2. С. 69–73. [http://is.ifmo.ru/works/tanks\\_new/](http://is.ifmo.ru/works/tanks_new/).
21. Грэхем И. Объектно-ориентированные методы. Принципы и практика. М.: Вильямс, 2004. 768 с.
22. Гуров В.С., Мазин М.А., Шалыто А.А. Операционная семантика UML-диаграмм состояний в программном пакете UniMod / Труды XII Всероссийской научно-методической конференции «Телематика-2005». СПб: СПбГУ ИТМО. Т. 1. С.74–76. <http://tm.ifmo.ru/tm2005/src/224as.pdf>
23. Фаулер М. Рефакторинг. Улучшение существующего кода. М.: Символ-Плюс, 2003. 623 с.
24. Fruchterman T. M. J., Reingold E. M. Graph Drawing by Force Directed Placement. // Software - Practice and Experience. 1991. № 21(11). P. 1129–1164.
25. Шалыто А.А. Новая инициатива в программировании. Движение за открытую проектную документацию. // PC Week/RE. 2003. № 40, с. 38–42. [http://is.ifmo.ru/works/open\\_doc/](http://is.ifmo.ru/works/open_doc/)
26. IBM Rational Rose. <http://www-306.ibm.com/software/awdtools/developer/modeler/>
27. Borland Together. <http://www.borland.com/us/products/together/index.html>
28. SCOPE. <http://www.itu.dk/~wasowski/projects/scope/>
29. IAR Systems visualSTATE. [http://www.iar.com/p1014/p1014\\_eng.php](http://www.iar.com/p1014/p1014_eng.php)
30. I-Logix Statemate. <http://ilogix.com/sublevel.aspx?id=74>
31. Горшкова Е.А., Новиков Б.А. Использование диаграмм состояний и переходов для моделирования гипертекста. // Программирование. 2004. № 1. С. 64–80.

32. Горшкова Е.А., Новиков Б.А. Белов Д.Д., Гуров В.С., Спиридонов С.В. Моделирование контроллера Web-приложений с использованием UML. // Программирование. 2005. № 1. С. 44–51.
33. Эккель Б. Философия Java. СПб: Питер. 2003. 976 с.

# ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В.Т. Прокопенко, И.Е. Скалецкая

Теоретически описаны и экспериментально подтверждены поляризационно-оптические эффекты взаимодействия когерентного излучения с тонкими слоями на гетерофазных границах с прозрачными твердыми телами в условиях полного внутреннего отражения (ПВО). Информационно значимые измерения эллипсометрических параметров отраженного света при проявлении нарушения классических свойств ПВО приводят к новому направлению оптического материаловедения – эллипсометрии нарушенного ПВО (НПВО).

## 1. Обзор методов поляризационно-оптического материаловедения

Явление поляризации световых волн, открытое Френелем около 200 лет назад, положило начало развитию всевозможных количественных и качественных методов и приборов для исследования оптических свойств и характеристик материалов.

Открытие закона Малюса, описывающего степень гашения света в «скрещенных» поляризаторах, привело к созданию поляриметрических приборов. Так, сахариметры служат для измерения оптической активности прозрачных веществ с помощью непосредственно измеряемых углов поворота  $\alpha(c)$  плоскости поляризации падающего света после прохождения активного вещества и анализатора-поляризатора. При этом можно опосредованно судить о концентрации  $c=c(\alpha)$  оптически активного материала.

При косом падении света на объекты исследования эти приборы переходят в класс эллипсометров, предназначенных для непосредственного измерения амплитудно-фазовых параметров в градусной мере эллиптической поляризации светового поля, формируемого исследуемым материалом, по которым судят о таких параметрах материала, как толщина сверхтонких, по сравнению с поляриметрическими, фазоконтрастных слоев в нем ( $d$ ), и, в общем случае, об их комплексных показателях преломления  $m = n - ik$  ( $i^2 = -1$ ).

Третьим направлением использования скрещенных поляризаторов является метод определения степени поляризации  $\chi = (J_1 - J_2)/(J_1 + J_2)$  как интегральной характеристики оптической активности и пассивности в сложных оптических системах, где интенсивности  $J_{1,2}$  световых потоков наблюдаются для двух перпендикулярных азимутов ориентации поляризатора.

В научном арсенале методов экспериментальной спектроскопии значимое место занимает и явления НПВО, описанные Н. Харриком [1].

Простейшим методом поляризационно-оптического исследования гетерофазных границ стекломатериалов, проведенным группой А.С. Топорца в ГОИ им. С.И. Вавилова [2], послужил анализ параметров степени поляризации для света, взаимодействующего с веществом, в корреляции со свойствами индикатрис его светорасеяния.

### 1.1. Особенности энергетической поляриметрии

Патриархом исследований шероховатости зеркал в начале 18 столетия был П. Бугер [3]. Его модель микрзеркальных случайно распределенных отражателей через два столетия подхватили А.А. Гершунов и О.И. Попова при изучении индикатрис отражения и пропускания стекол с матовой шероховатостью поверхности [2], типичный характер которых представлен на рис. 1, 2 для индикатрис рассеяния в проходящем свете.

По оси ординат на рис.1 отложены значения  $L(\varphi) = J/J_0$  относительной интенсивности прошедшего света к падающему в зависимости от углов наблюдения  $\varphi$ . Семейство шести кривых на этом рисунке относится к разной степени обработки (матирования) поверхности абразивами электрокорундов с разной зернистостью порошков - от тонко матирующих М-7 до грубых М-28.

При наклонном падении света на шероховатую границу раздела сред эти индикатрисы изменяются как по амплитуде относительного сигнала, так и по форме углового спектра, сопровождающегося расщеплением пучка на зеркальный и дополнительный – аномальный (по отношению к зеркальному) со своим пиком распределения относительной интенсивности со сдвигом по углам наблюдения, что изображено на рис. 2 [2].

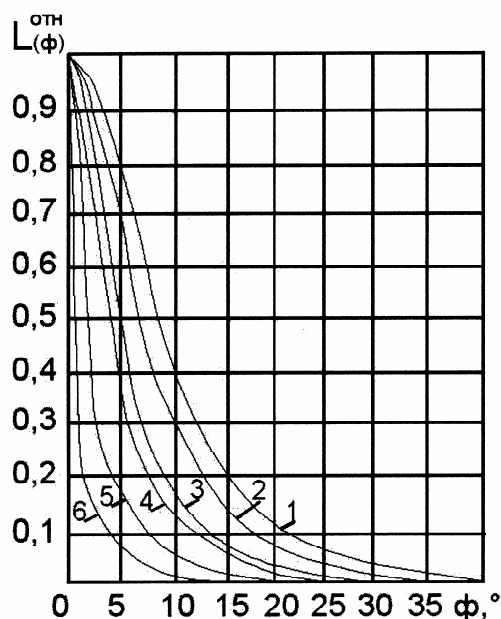


Рис. 1. Индикатрисы рассеяния света при прохождении через поверхности стекол, матированных электрокорундом: 1 - №4; 2 - М28; 3 - М20; 4 - М14; 5 - М10; 6 - М7

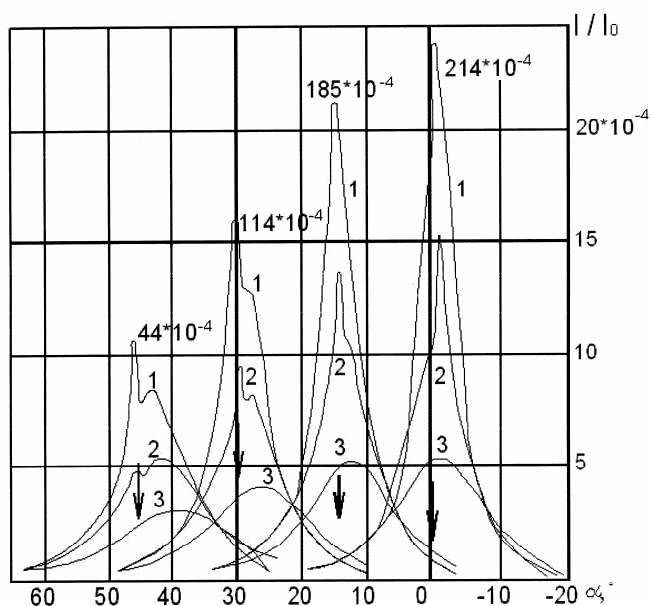


Рис. 2. Индикатрисы рассеяния света ( $\lambda = 550$  нм), прошедшего через матированную поверхность стекол, обработанных абразивами: 1 – М7; 2 – М14; 3 – №6

Из этих данных видно, что диффузный максимум сдвигается в сторону меньших углов по сравнению с углами наклонного падения, причем тем больше, чем больше амплитуда шероховатости (грубое матирование).

При отражении обычно измеряют степень поляризации ( $\chi$ ) по стандартной схеме измерений интенсивности света при двух перпендикулярных ориентациях анализатора.

Свет обычно проходит через анализатор, пропускающий в одном положении излучение с планарно ориентированными колебаниями ( $p$ -поляризацией), а в другом – сагиттальными, которые называют  $s$ -поляризацией. Тогда разность двух отсчетов интенсивностей, деленная на их сумму, и определяет степень поляризации света. В случае, когда показатель степени поляризации равен нулю, свет неполяризован. И, наоборот, если одна из составляющих равна нулю, то степень поляризации – стопроцентная:  $\chi = \pm 1$ .

Исследование деполяризации световых лучей шероховатыми стеклянными поверхностями показывает, что для перпендикулярной составляющей характер зависимости степени деполяризации от углов падения и отражения такой же, как и у металлических. Различия наблюдаются только для параллельной составляющей.

Недостаток этих методов исследования шероховатости состоит в энергетическом способе контроля слабых рассеянных световых потоков, которые даже на современных спектрофлюориметрах часто невозможно обнаружить, что требует создания специальных установок с высокочувствительными ФЭУ.

Развитие теории энергетического описания деполяризации света при отражении от шероховатой поверхности проводников связано с именами П. Бэкмана, Х. Девиса и их последователей [4–6]. Рассеяние частиц на поверхности среды при освещении их светом извне обычно рассматривается как однократное рассеяние и полностью учитывается в решении уравнения переноса Соболева [7] с граничными условиями:  $r=0$ ,  $t=1$ , где  $r$  и  $t$  – коэффициенты отражения и пропускания поверхности двух сред. Учет границы раздела рассеивающей среды является при этом самой трудной задачей теории переноса. Чтобы строго решить задачу в теории переноса, необходимо знать закономерности рассеяния на поверхности раздела в зависимости от ее структуры и условий освещения.

Таким образом, главным недостатком поляризационно-оптического исследования материалов по методу анализа степени поляризации является невозпроизводимость  $\chi$  при разных ориентациях задающей поляризации ( $J_1$ ) и последующем довороте ее на  $90^\circ$  ( $J_2$ ). Этих недостатков лишены эллипсометрические методы поляризационно-оптического материаловедения.

## 1.2. Особенности амплитудно-фазовой поляриметрии

Согласно явлению деления поляризаций при углах Брюстера, в поле отраженной волны пропадает планарная  $p$ -компонента и остается только  $s$ -составляющая, перпендикулярная к плоскости падения. Поэтому эллипсометрические измерения в зоне углов Брюстера идентичны данным энергетической поляриметрии.

Известно много работ, посвященных анализу шероховатости в эллипсометрии. Однако единого теоретического подхода в решения задач эллипсометрии шероховатых поверхностей не существует в силу специфики и многообразия как частных моделей, так и механизмов взаимодействия света с веществом.



Рис.3. Схема поляризационно-оптической 0-эллипсометрии:  $\lambda$  – ОКГ с  $\lambda=632.8$  нм, М – механический модулятор,  $\varphi$  – угол падения, С ( $\lambda/4$ ) – компенсатор, Р – поляризатор, задающий линейную поляризацию, А – анализирующий поляризатор;  $U_{\text{ФЭУ}} \rightarrow 0$  сигнал гашения в скрещенных поляризаторах Р и А



В методе эллипсометрии 0-измерений используется классическая схема скрещенных поляризаторов (P, A) при косом ( $2\varphi < 180^0$ ) падении коллимированного светового пучка, представленная на рис. 3. Здесь компенсатор (C) устанавливается под главным азимутом  $45^\circ$  для однородного распределения света равных амплитуд на фазовой плоскости. По непосредственно измеряемым параметрам P и A судят о параметрах эллиптической поляризации  $\Psi$ - $\Delta$  света, испытавшего взаимодействие с объектом измерения (ОИ).

Поскольку линейно связанные с азимутами P и A амплитудно-фазовые параметры изменяются в широком интервале ( $\Psi(\varphi) < 45^0$  и  $\Delta(\varphi) < 360^0$ ), чувствительность этих методов оказывается на несколько порядков выше энергетических.

Поляризационно-оптические параметры описывают эллиптически поляризованную наклонно падающую ( $\varphi < 90^0$ ) световую волну, а не ее общую энергию ( $U_{\text{ФЭУ}} \rightarrow 0$ ). Они характеризуют модуль и аргумент отношения отношений всех компонент напряженности для планарных (p) и сагиттальных (s) ее составляющих  $E = (E_p, E_s)$ , которое теоретически сводится к связи обобщенных коэффициентов Френеля  $R^p = E_{\text{отр}}^p / E_{\text{пад}}^p$  и  $R^s = E_{\text{отр}}^s / E_{\text{пад}}^s$  для границ раздела сред в исследуемой оптической системе:  $R = R^s / R^p$ :

$$R = \text{tg}(\Psi) \exp\{i\Delta\} = \frac{\frac{E_{\text{отр}}^p}{E_{\text{пад}}^p}}{\frac{E_{\text{отр}}^s}{E_{\text{пад}}^s}} = \frac{\left| \frac{E_{\text{отр}}^p}{E_{\text{пад}}^p} \right|}{\left| \frac{E_{\text{отр}}^s}{E_{\text{пад}}^s} \right|} \exp\{i[\Delta_{\text{отр}}^p - \Delta_{\text{пад}}^s + \Delta_{\text{пад}}^s - \Delta_{\text{отр}}^s]\}. \quad (1)$$

На опыте параметры  $\Psi$ - $\Delta$  определяются классическим способом по закону Малюса с помощью гашения света в скрещенных поляризаторах по азимутам ориентации P и A.

Существенными недостатками рассмотренных выше методов описания оптических свойств материалов по небольшому числу измеряемых параметров является их низкая информативность при описании сложных оптических систем. Более информативными и до сих пор актуальными являются методы Стокс-поляриметрии, где степень поляризации оказывается одним из четырех значимых параметров описания свойств сложных систем. Однако в кристаллооптическом материаловедении и этой четверки параметров оказывается недостаточно для описания всех свойств таких систем.

В прикладной традиционной эллипсометрии [8] активно развивались методы многоугловых разверток поляризационных параметров отраженного или проходящего хорошо коллимированного монохроматического светового луча. При этом коническая развертка азимутов плоскости падения-отражения света относительно нормали в точке падения на объект исследования, размещаемый на трехкоординатном столике, позволяет ставить и решать кристаллооптические задачи любой сложности.

В традиционных задачах эллипсометрии при отражении в воздухе (или в вакууме) информативными оказываются углы в окрестности интервалов углов Брюстера для сред (изначально полупроводниковых кристаллов), которые при относительном показателе преломления, близком к единице, например, на границе воздух-туман, начинаются с  $45^\circ$ . По этой причине отечественные эллипсометры серии ЛЭФ-2 или ЛЭФ-3М, разработанные в ИФП СО АН СССР, к сожалению, не могут использоваться для малоугловых измерений.

Петербургская школа эллипсометристов СПбГУ ИТМО, сотрудников кафедры твердотельной оптоэлектроники, активно разрабатывала новые типы эллипсометрических приборов [9]. Идеологом и теоретиком в этой группе выступал профессор А.Д. Яськов, конструктором – доцент С.А.Алексеев. Группа создавала на опытном заводе ИТМО новые приборы для видимого и ИК диапазонов с неподвижными и вращающимися элементами (автоматами) [10, 11]. В дальнейшем отдельные узлы этих приборов

были выделены в унифицированные блоки (кубиковые конструктивы) и легли в основу создания спектроэллипсометров видимого и ИК диапазонов для исследования полупроводниковых материалов методами Стокс-эллипсометрии.

Разработкой и макетированием безинерционных эллипсометров в этой школе успешно занимался доцент В.А. Трофимов [12]. Он использовал разложение света в призмах Волластона на перпендикулярные компоненты поляризованного излучения с последующим пьезоакустическим модулированием одного из перекрывающихся лучей в интерферометре Майкельсона и с помощью их оптического гетеродинамирования осуществлял визуализацию эллипса поляризации светового поля фигурами Лиссажу на ЭЛТ высокоскоростного осциллографа. Таким образом, наряду со спектроугловой эллипсометрией в УИТМО развивалось и направление Стокс-эллипсометрии (энергетической спектроэллипсометрии).

Эти разработки и научные исследования успешно развивались для фазоконтрастных материалов, к которым в первую очередь относились полупроводниковые кристаллы микроэлектроники. Но все резко изменилось после негативных результатов исследования прозрачных материалов типа высококачественных оптических стекол (КОС). Неразрешимая проблема Васичека в металлооптике [13] и КОС вызвали определенное недоверие к методам эллипсометрии в других кругах естествоиспытателей.

На основе системного анализа причин этого недоверия в [13] предпринята попытка реанимации суперпрецизионных методов поляризационно-оптической диагностики всех материалов и изделий, используемых в современных нанотехнологиях, начиная с оценки степени чистоты зеркальности их поверхности, шероховатость которых не имеет ГОСТ.

## 2. Методы эллипсометрии НПВО

Для типовых оптических стекол с показателем преломления около  $n = 3/2$  явление ПВО наблюдается, начиная с критического угла  $\arctg(1/n) > 33^\circ$  на границе с воздухом или  $\theta_{\text{крит}} = 41^\circ 48'$  при контакте со стеклом марки НС-6, которые значительно меньше  $45^\circ$ . При контроле шероховатости зеркальной поверхности как некоторого эффективно-пористого сверхтонкого слоя резонно ограничить его более гладким или родственным по обработке покрытием, зазор между которыми может разве лишь удвоиться. Для случая сверхгладких плоскостей это соответствует постановке деталей на молекулярный оптический контакт, исследование которого имеет самостоятельный интерес. На рис.4 представлена схема измерения тонкого слоя между стеклянной остроугольной призмой и родственной ей по обработке подложкой (НС-6) с прецизионно гладкими входными и выходными гранями в этой оптической системе.

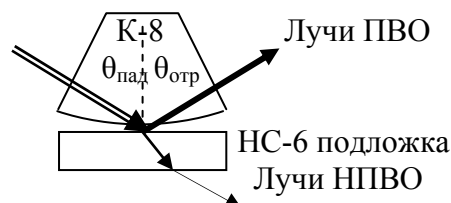


Рис. 4. Оптическая схема измерений по методу эллипсометрии НПВО ( $\theta_{\text{пад}} > \theta_{\text{крит}}$ ).

На рис. 5 представлены поляризационные амплитудные ( $\Psi_\theta$ ) и фазовые ( $\Delta_\theta$ ) параметры уравнения (1), рассчитанные по модели отражения на идеальных границах Френеля. Контрольные измерения показателя преломления по методу Брюстера для призмы из стекла К-8 представлены на рис. 6 данными поведения Psi-функции вблизи ее минимума.

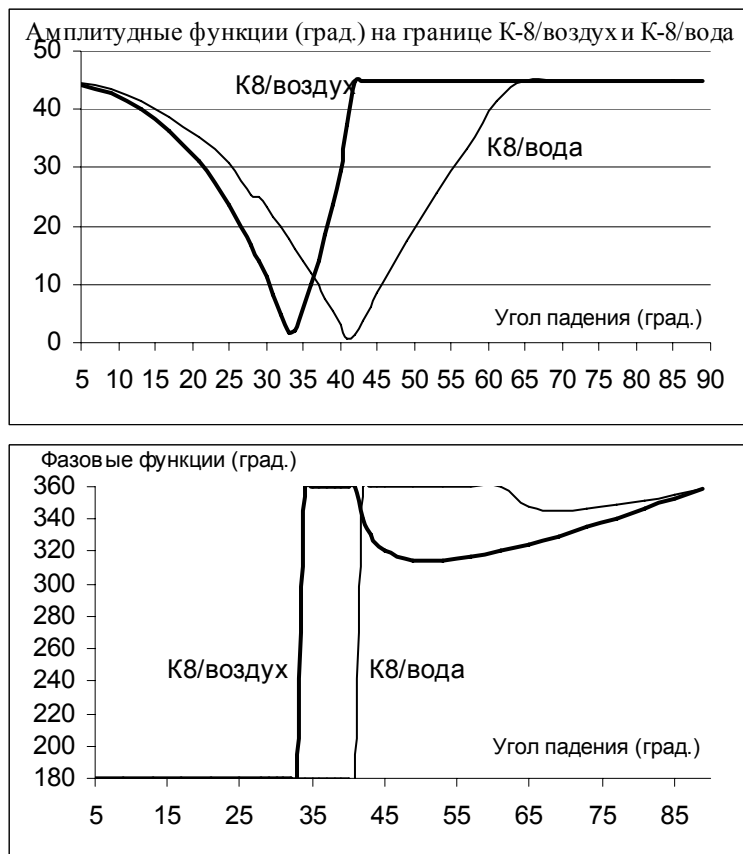


Рис. 5. Поляризационные углы  $\Psi_\theta$  и  $\Delta_\theta$  при НПВО для призмы К-8 на воздухе

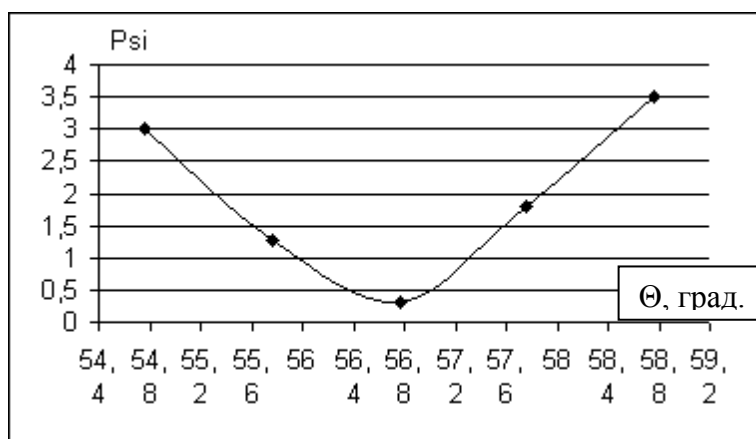


Рис. 6. Изменения угла Брюстера при внешнем отражении на призме из стекла К-8.

Результаты графического определения оптических констант К-8 оказались весьма удовлетворительными:  $n = \text{tg}(56.56) = 1.514211$  при завышенных оценках экстинкции  $k = 0.005$ .

Экспериментальные измерения поляризационных углов при отражении на воздухе от нижней грани призмы из стекла К-8 (без подложки на рис. 4 в воздушной и жидкой средах) дали значения  $\Psi_{\text{экп}} = 44.99889^\circ$  и  $\Delta_{\text{экп}} = 324.5781^\circ$  для воздуха (вакуума) и значения  $\Psi_{\text{экп}} = 44.99994^\circ$  и  $\Delta_{\text{экп}} = 347.401^\circ$  для жидкой среды, которые хорошо укладываются на расчетные кривые НПВО (рис. 5). Представленные на рис.5 данные показывают, что лучи ПВО имеют асимптотически вырождающиеся значения  $\Psi(\theta) \rightarrow 45^\circ$  амплитудных функций при углах падения, больших критического ( $\theta_{\text{пад}} > \theta_{\text{крит}}$ ), и теорети-

чески предсказываемую по поведению [14] кусочно-непрерывную фазовую функцию  $\Delta(\theta)$ . В области малых углов падения решения основного уравнения эллипсометрии (ОУЭ) (1) имеют простой вид невырожденного поведения. Это означает, что классическое явление ПВО в приповерхностной зоне даже для идеального отражения на границах Френеля сопровождается проникающей за ее границу световой волной. При попадании ее в тонкий инородный слой она проявляется переходящим в третью средуреальным лучом НПВО, нарушающим явление ПВО (рис.4).

Из сказанного следует, что в эллипсометрических приборах надо либо повышать точность угловых азимутальных измерений ориентации поляризаторов вплоть до секундного диапазона для скользящих углов падения, либо конструировать приборы для малоугловых измерений ( $\theta_{\text{крит}} > \theta_{\text{пад}}$ ).

Для более общей модели слоистых оптических систем необходимо знать основные аналитические свойства физически допустимых значений амплитудно-фазовых углов  $\Psi$ ,  $\Delta$  поля световой волны, взаимодействующей с этой системой.

### 3. Аналитические свойства решений ОУЭ для модели однородного слоя

Методами компьютерного моделирования по авторской программе рассчитаны табулограммы численных решений ОУЭ для модели однородного слоя при всевозможных параметрах толщины и показателях поглощения и экстинкции, входящих в комплексный показатель преломления этих слоев. Для контроля правильности расчетов использовались два критерия: во-первых, совпадение решений с моделью идеальных границ для слоя с параметрами внешней среды и, во-вторых, совпадение с известными в литературе [8] данными, представленными на рис.7 диаграммами «а» и «б».

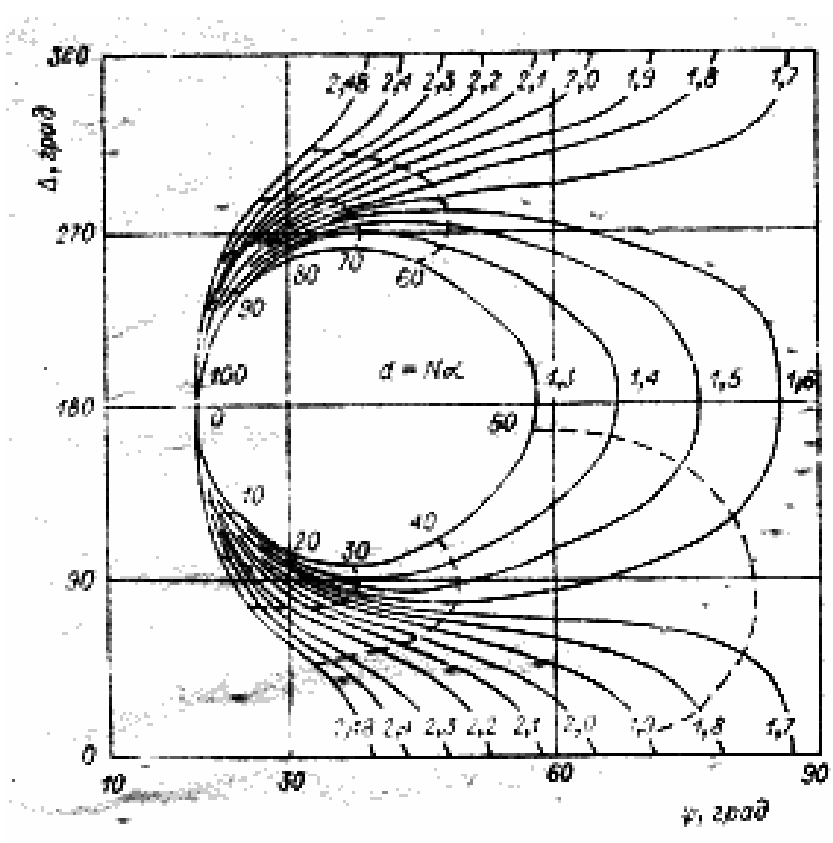
Проверка по этим критериям дает удовлетворительный результат, что позволяет доверять расчетным данным и для других, не апробированных ранее систем.

Аналогичная рис. 7 картина получается и для кремниевых зеркал с тонкими слоями прозрачных диэлектрических покрытий, пространственная периодичность которых описывается формулой

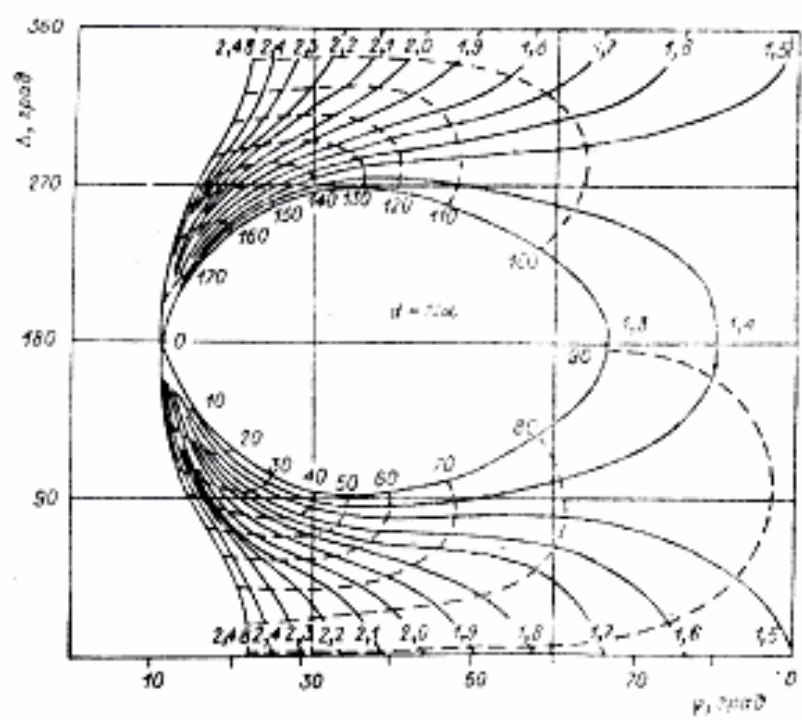
$$d_0^{(\varphi, n)} = \frac{\lambda/2}{n \cos(\varphi_{\text{прел}})} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 0. \quad (2)$$

Экспоненциальная форма представления комплексных чисел  $m = |m|e^{i\alpha} = |m|(\cos(\alpha) + i \cdot \sin(\alpha))$  подчеркивает их основное свойство периодической зависимости от параметра  $\alpha$ . Более того, аддитивно-мультипликативные операции с тригонометрическими функциями возвращают нас к этому свойству, например, для  $\sin(\alpha \pm \delta)$  или дробно-рациональной функции  $\text{tg}(\alpha \pm \delta)$ . Решения прямой задачи эллипсометрии для однослойной модели в зависимости от изменения значения показателя преломления ( $n \rightarrow \infty$ ), так же как и по  $d$  в (2), обладают аperiodическими свойствами, в чем легко убедиться, используя компьютерное моделирование этих решений, представленное на рис. 8. Из этих рисунков видно, что семейство параметрических кривых обходит точку сингулярности при малых значениях  $\Psi$  и постепенно возвращается к эллиптичности чистой подложки. Действительно, из формулы (2) следует, что оптически сверхплотное покрытие ( $n \rightarrow \infty$ ) эквивалентно отсутствию слоя ( $d < d_0 \rightarrow 0$ ) всюду, за исключением больших значений критических углов ПВО, когда  $\varphi \rightarrow \pi/2$ , т.е.  $\cos(\varphi) \rightarrow 0$  и  $d_0 \rightarrow \infty$ , или когда приграничная область эквивалентна полубесконечной среде.

Если не рассматривать наноразмерные области  $d_0 \rightarrow 0$ , где в малом есть все допустимые вариации эллипсометрических углов  $\Psi$  и  $\Delta$ , то значительные толщины  $d_0 \ll d$  могут вывести фазовые решения за границы  $(0-360)^\circ$ -листа комплексного Римана пространства, которые невозможно увидеть на рис. 8.



а:  $\theta = 700^\circ$ ; Si;  $m = 3.0 + i0.02$



б:  $\theta = 700^\circ$ ; Ge;  $m = 5.4 + i0.77$

Рис. 7а, б. Контрольные расчеты  $\Psi$  (а, б) и  $\Delta(\varphi)$  (в) углов для кремния и германия ( $1.3 \leq n \leq 2.48$ )

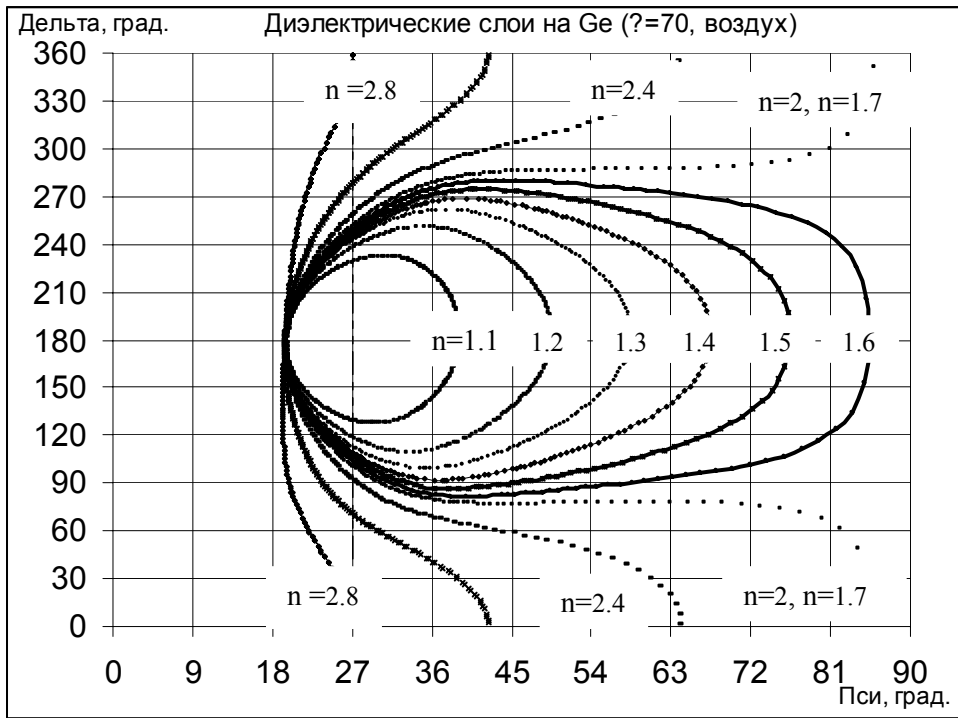


Рис. 7в . Контрольные расчеты  $\Psi$  (а, б) и  $\Delta(\varphi)$  (в) углов для кремния и германия ( $1.3 \leq n \leq 2.48$ )

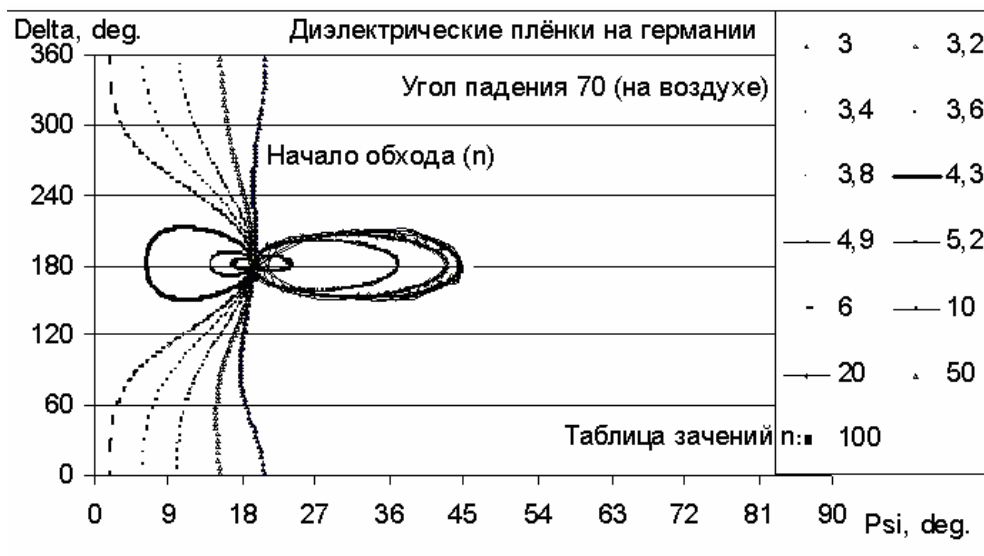


Рис.8а. Аперриодическое свойство решений ОУЭ для диэлектрических слоев на Ge

Поглощающие пленки на поглощающей подложке испытывают по мере роста  $d$  квазипериодические изменения по спиралевидным кривым, для германия с кварцевой пленкой ( $n = 4.45$ ,  $\varphi=70^0$ ), представленные на рис. 8б.

Из представленных на рис. 8б данных видны все нелинейные с разрывами свойства параметрических по  $n$ ,  $k$  и  $d$  прямых решений основного комплексного трансцендентного уравнения эллипсомерии (1), экспоненциально чувствительного к числовым режимам значений параметров. Для слоев со значительным поглощением (0.2) эти решения релаксационно приближаются к своей предельной точке на больших толщинах слоев (около 10 мкм). Однако на полной римановой поверхности эти картины, естественно, выглядят иначе, расслаиваясь для параметров  $\Delta$ .

По показателю преломления эти слои на германиевой подложке под призмой К-8, условно изображенные на рис.4, могут моделировать как влажный воздух ( $n \rightarrow 1$ ), так и полупроводниковые монослои с  $n \rightarrow 3$  или  $n \rightarrow 5$ . Параметрические семейства по показателям экстинкции ( $k \rightarrow 50$ ) светоослабления из-за поглощения и рассеяния также представляют как прозрачные, так и металлические слои.



Рис.8б. Аперриодические свойства решений ОУЭ по параметрам поглощения на Ge

#### 4. Выводы

Теоретически апробирована и экспериментально подтверждена применимость метода эллипсометрии НПВО для исследования тонких слоев между прозрачными твердотельными экранами.

Из эмпирических свойств можно отметить главную особенность метода — аперриодичность по толщине для поглощающих систем и разрывность от преломления.

За рамками настоящей публикации остается анализ модельных многоугловых расчетов для псевдобрюстеровских интервалов углов падения, по которым можно проследить сохранение или нарушение ковариантности обнаруженного в [13] закона об эллипсометрических инвариантах Френеля-Брюстера-Кеттелера.

Авторы выражают особую благодарность сотруднице НПО «Электрон» Л.В. Лапушкиной за помощь в проведении экспериментов (обеспечение приборной базы ЛЭФ2) и за ценные консультации.

#### Литература

1. Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения. М.: Мир, 1978.
2. Топорец А.С. Оптика шероховатых поверхностей. Л.: Машиностроение, 1988.
3. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. М., 1669.
4. Бекман П. Рассеяние на сложных неровных поверхностях. // ТИИЭР. 1965. №2. С. 1158.
5. Фунт А.К. Рассеяние и деполяризация электромагнитных волн на шероховатой поверхности. // ТИИЭР. 1967. №3. С. 67.
6. Beckmann P. Depolarization by scattering from random rough surfaces. 1973.
7. Соколов С.Л. Волновое уравнение для неоднородной среды. // ДАН. 1930. №7.
8. Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1978. 424 с.
9. Прокопенко В.Т. и др. Цифровой автоматический фотометр-поляриметр. // ПТЭ. 1982. №6. С. 206–207.

10. Рефрактометр-поляриметр. / А.с.№1569914, приоритет от 08.07.96.
11. Прокопенко В.Т. и др. Эллипсометр. /А.с. № 1410636, приоритет от 19.05.86
12. Алексеев С.А., Бронштейн И.Г., Прокопенко В.Т. и др. Автоматический эллипсометр с использованием СО2-лазера. / Труды 2 Всесоюзной конференция «Эллипсометрия – метод исследования физико-химических процессов на поверхности твердых тел». Новосибирск, 29 июня – 1 июля 1981 г. С. 106.
13. Прокопенко В.Т., Алексеев С.А., Трофимов В.А. Устройство визуализации состояния поляризации лазерного излучения. / Труды 2 Всесоюзной конференции «Применение лазеров в приборостроении, машиностроении и медицине». Москва, 13-16 июня 1976 г.
14. Алексеев С.А., Прокопенко В.Т., Скалецкий Е.К. и др. Введение в прикладную эллипсометрию. СПб: СПбГУ ИТМО, 2005. 197 с.
15. Скалецкая М.И., Петровский Г.Т., Скалецкий Е.К. О нетрадиционной интерпретации решений прямой задачи эллипсометрии для двух простейших моделей. // ДАН СССР. 1979. Т.249. № 2. С.355–358.



# **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭЛЕМЕНТАМИ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ И БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ. ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЭМАЛИ ЗУБА ЧЕЛОВЕКА**

**А.В. Беликов, В.Б. Карасев, А.Е. Пушкарева, А.В. Скрипник,  
С.В. Тихонов, В.А. Чуйко**

Описан новый метод оптической диагностики раннего кариеса. Представлены результаты использования этого метода в условиях *in vitro*. Предложена теплофизическая модель лазерной термической модификации деминерализованной (кариозной) эмали. Представлены результаты экспериментов по модификации деминерализованной эмали импульсами CO<sub>2</sub> лазера.

## **Введение**

Наиболее распространенным заболеванием зубных тканей является кариес [1]. Образованию кариеса эмали очень часто предшествует ее деминерализация. Деминерализованная эмаль нестойка к действию кислоты, вырабатываемой бактериями, живущими в ротовой полости. Очень часто очаг деминерализации (или так называемое «меловое пятно») является причиной кариеса (ранняя стадия кариеса). Он имеет диаметр до нескольких миллиметров и толщину до нескольких микрометров. Процесс визуализации деминерализованных очагов крайне затруднителен из-за малости их размеров. Рентгеновские методы не позволяют обнаружить очаг деминерализации из-за элементной тождественности интактной и кариозной эмали. Существующие методы оптической диагностики крайне субъективны, и их точность ограничивается низким контрастом анализируемых изображений [2]. В настоящей работе мы опишем и экспериментально подтвердим новый оптический метод диагностики раннего кариеса, позволяющий существенно повысить контраст анализируемого визуального ряда.

На стадии раннего кариеса воздействие специальных паст, содержащих Са или F, способно вернуть эмали ее обычные свойства. Однако время воздействия пасты, необходимое для достижения положительного результата, велико настолько, что на практике не удается завершить начатую процедуру по организационным и эргономическим причинам.

Традиционные методы, используемые в современной стоматологии для лечения кариеса, а именно, его удаление с последующим пломбированием, крайне травматичны и поэтому не применяются на практике для лечения раннего кариеса. В этой связи поиск новых методов воздействия на деминерализованную эмаль, позволяющих за достаточно короткое время изменить свойства (цвет, твердость, износостойкость, кислотную резистентность и т.п.) пораженной кариесом эмали настолько, что после воздействия они достигнут или превзойдут свойства интактной, крайне актуален. Мы считаем, что селективный нагрев и контролируемое охлаждение зоны эмали, содержащей «меловое пятно», позволит за счет теплового разрушения дислокаций в очаге деминерализации вернуть пораженному участку свойства здоровой ткани.

В настоящей работе предложена теплофизическая модель зуба, позволившая оценить безопасные температуры и времена воздействия на эмаль зуба. Представлены результаты первых экспериментов по селективному лазерному нагреву деминерализованной эмали.

## **Трансиллюминационный динамический метод диагностики раннего кариеса эмали зуба человека**

Отраженный эмалью оптический сигнал содержит диффузную и зеркальную компоненты. Зеркальная компонента формируется за счет отражения поверхностью, а

диффузная – за счет отражения света объемом интактной эмали. Малая толщина «мелового пятна» не позволяет прошедшему через него свету существенно понизить свою интенсивность, что затрудняет амплитудную диагностику. Если «меловое пятно» находится под источником света, то рассеяние на нем повышает суммарную интенсивность диффузной компоненты отраженного эмалью сигнала. Очень часто значительная интенсивность зеркальной компоненты, а также низкие рассеивающие свойства «мелового пятна» в совокупности со значительной глубиной его залегания (между поверхностью эмали и «меловым пятном») существует объем интактной ткани, который, с одной стороны, рассеивает, а с другой, – ослабляет свет, падающий на «меловое пятно») приводят к тому, что наличие или отсутствие дополнительного вклада рассеяния от «мелового пятна» в интенсивность суммарного отраженного сигнала трудно различимы.

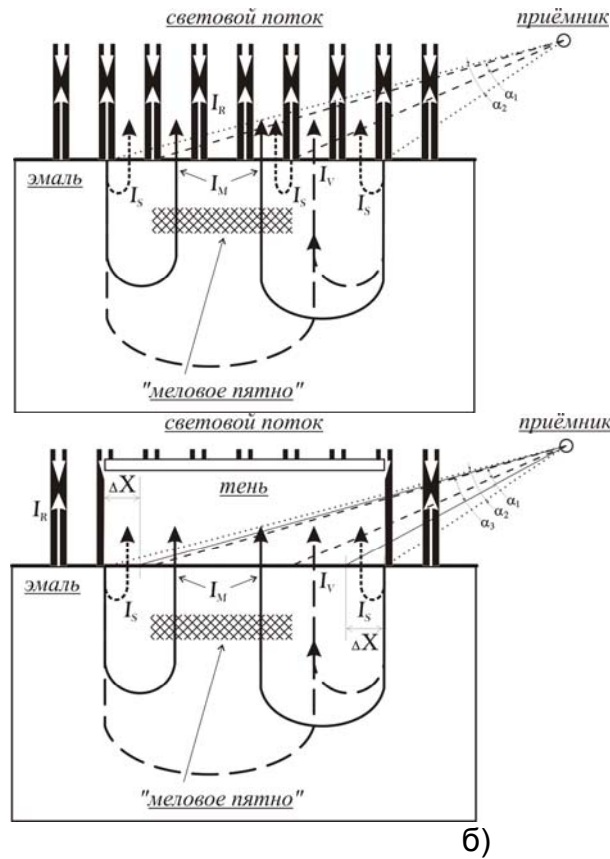
Предложенный нами новый метод оптической диагностики позволяет, во-первых, исключить влияние зеркальной компоненты на интенсивность регистрируемого отраженного сигнала, а во-вторых – минимизировать влияние глубины залегания «мелового пятна». Данный метод можно отнести к классу трансиллюминационных. Классической считается реализация трансиллюминационного метода, когда источник света располагается с одной стороны от коронки зуба, а приемник с другой. Здесь анализируется распределение интенсивности прошедшего через коронку зуба светового сигнала. Области с минимальной интенсивностью интерпретируются как кариозные. К недостаткам этого метода следует отнести его низкую чувствительность (контраст), связанную с существенным ослаблением интенсивности и искажением волнового фронта падающего на зуб сигнала структурами коронки зуба (пульпой, дентином), к преимуществам – простоту реализации. В новом методе мы предприняли попытку повышения контраста (т.е. отношения интенсивности полезного сигнала к интенсивности фона) изображения «мелового пятна» эмали зуба.

Предложенный нами метод диагностики раннего кариеса эмали зуба состоит в перемещении по освещенной поверхности коронки зуба тени произвольной формы. Наблюдение здесь может осуществляться как глазами, так и посредством приборов, а также может производиться и при неподвижной тени. В процессе наблюдения поверхности эмали внутри области тени фиксируется различие между интенсивностями света, прошедшего только интактную эмаль и эмаль, содержащую «меловое пятно».

Физическая основа предложенного метода поясняется рис. 1. Свет от внешнего источника может падать прямо на поверхность эмали зуба (рис.1а) или на некий объект, способный формировать на поверхности эмали тень (рис.1б). Освещенность на поверхности эмали, которую фиксирует приемник излучения (он может располагаться под некоторым углом к поверхности эмали), формируется за счет нескольких световых потоков. Весомый вклад вносит здесь зеркальная компонента  $I_R$ . Кроме нее, присутствует также диффузно–рассеянная компонента, имеющая три составляющие:

- $I_S$  – диффузная компонента от приповерхностного слоя эмали (т.е. от слоя между поверхностью эмали и «меловым пятном»), прошедшая через слой интактной эмали;
- $I_V$  – диффузная компонента от глубоких слоев эмали (т.е. от слоев эмали, лежащих ниже «мелового пятна»), прошедшая через слой интактной эмали;
- $I_M$  – диффузная компонента от глубоких слоев эмали, прошедшая через «меловое пятно».

Среди этих потоков полезную (т.е. необходимую для детектирования раннего кариеса) информацию несет только диффузная компонента от глубоких слоев эмали, прошедшая через «меловое пятно».



а) б)

Рис. 1. Оптическая модель распространения света в эмали зуба: (а) – прямое освещение; (б) – освещение с формированием тени на поверхности

При естественном освещении приемник будет регистрировать все четыре компоненты. В этом случае контраст, определяемый как отношение суммы интенсивностей сигналов, выходящих из поверхности эмали, расположенной над «меловым пятном» (определяется углом  $\alpha_1$ ), к сумме сигналов, выходящих со всей анализируемой поверхности (определяется углом  $\alpha_2$ ), будет равен  $K_R$  и выражается как

$$K_R = 1 - \frac{I_{\alpha_1}}{I_{\alpha_2}} = 1 - \frac{I_R + I_S + I_M}{I_R + I_S + I_M + I_V}. \quad (1)$$

Изменяя угол между осями приемника и источника света, можно избежать влияния зеркальной компоненты. Тогда контраст будет равен  $K_{R_1}$  и выражается как

$$K_{R_1} = 1 - \frac{I_{\alpha_1}}{I_{\alpha_2}} = 1 - \frac{I_S + I_M}{I_S + I_M + I_V}. \quad (2)$$

В области тени на поверхности эмали зеркальная компонента в отраженном сигнале отсутствует, и приемник регистрирует только диффузные компоненты. При этом в затененной области поверхности, расположенной над «меловым пятном», могут присутствовать сигналы  $I_M$  и  $I_S$ . В областях же затененной поверхности, где нет «мелового пятна», присутствуют сигналы  $I_V$  и  $I_S$ . Контраст  $K_S$  в этом случае можно определить как

$$K_S = 1 - \frac{I_{\alpha_1}}{I_{\alpha_2}} = 1 - \frac{I_S + I_M}{I_S + I_M + I_V}. \quad (3)$$

Очевидно, что в этом случае

$$K_{R_1} = K_S. \quad (4)$$

Предложенный метод позволяет ввести дополнительную селекцию и не учитывать влияние диффузной компоненты от приповерхностного слоя  $I_S$ , интенсивность которой достаточно велика. Кроме того, поверхностные слои эмали в наибольшей степени подвержены внешним воздействиям (механическим травмам, окрашиванию и т.п.), что стимулирует проявление индивидуальных особенностей, как правило, снижающих достоверность результатов измерений. Устранение влияния  $I_S$  становится возможным из-за того, что источник компоненты  $I_S$  располагается только на краях тени, и существует область внутри тени (естественно, что она расположена близко к оси тени и отдалена от ее краев), куда фотоны, рассеянные поверхностью, не могут быть доставлены (за счет того, что они либо покинули эмаль раньше, либо направились вглубь эмали).

Дополнительная селекция  $I_S$  в предлагаемом нами методе может быть произведена за счет сужения приемного угла приемника излучения. Этот угол ( $\alpha_3$ ) выбирается таким образом, чтобы фотоны  $I_S$ , распространяющиеся на расстояние  $\Delta X$  от краев тени, не попадали в апертуру приемника. В этом случае контраст  $K_{S_1}$  можно определить как

$$K_{S_1} = 1 - \frac{I_{\alpha_1}}{I_{\alpha_3}} = 1 - \frac{I_M}{I_M + I_V}, \quad (5)$$

тем самым аппаратно выделив вклад только от «мелового пятна»  $I_M$ . Также видно, что контраст будет определяться не только свойствами «мелового пятна», но и свойствами глубинных слоев эмали, которые можно считать неизменными.

Если проанализировать вышеприведенные формулы, то видно, что регистрируемый контраст будет максимален при использовании предлагаемого нового метода, а именно:

$$K_R < K_{R_1} = K_S < K_{S_1}. \quad (6)$$

В настоящей работе был проведен также эксперимент *in vitro*, подтверждающий возможность реализации предложенного нами трансиллюминационного динамического метода ранней диагностики кариеса (рис. 2).

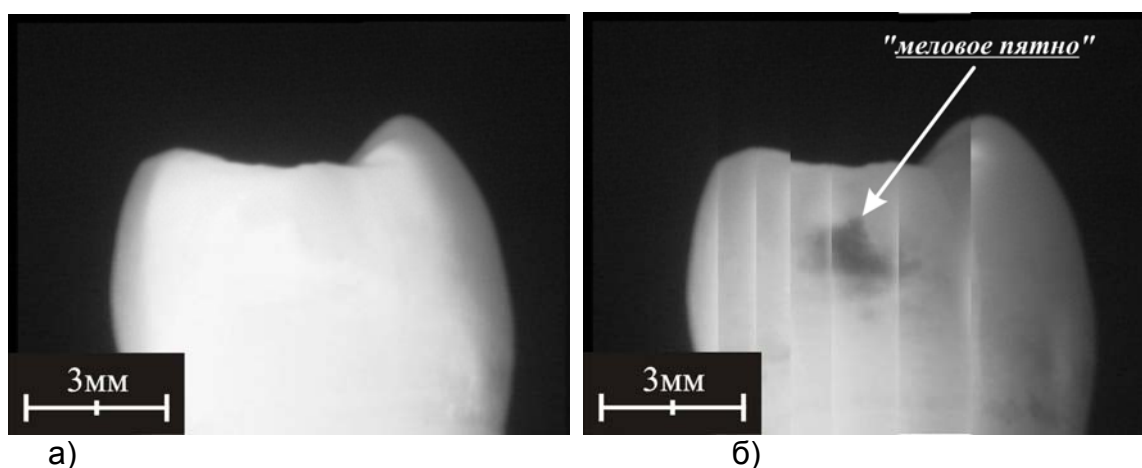


Рис. 2. Фотография коронки зуба человека *in vitro*: (а) – прямое освещение; (б) – прямое освещение в комбинации с перемещением тени по поверхности

В эксперименте зуб человека с «меловыми пятнами» естественной природы был жестко закреплен на неподвижной опоре. На поверхность коронки зуба по нормали направлялся объектив видеокамеры. Под углом в  $45^\circ$  относительно нормали к поверхности зуба была установлена галогеновая лампа с отражателем. Перед лампой была помещена

система из линз, позволяющая менять условия освещенности объекта. Диафрагма объектива видеокамеры была полностью открыта, далее путем регулирования тока в цепи питания галогеновой лампы достигалось наиболее четкое изображение поверхности зуба (ситуация соответствует прямому освещению). Затем между линзами на пути следования светового потока была размещена шторка, представляющая собой полосу из непрозрачного материала (ситуация соответствует прямому освещению в комбинации с созданием тени на поверхности объекта).

Местоположение шторки было выбрано таким образом, чтобы тень от нее на поверхности зуба была наиболее четкой. Шторка перемещалась поперек светового потока с неким шагом, соответствующим ширине ее изображения на поверхности объекта. В результате затенялся некоторый участок коронки. После каждого такого перемещения посредством видеокамеры делался снимок объекта. Перемещение шторки проводилось до тех пор, пока ее тень не преодолевала всю поверхность зуба. После этого с использованием компьютерного редактора обработки изображений Adobe Photoshop из полученных фотографий «вырезался» затененный участок. Далее все затененные участки «собирались» вместе, в результате чего получалась сборная (т.е. состоящая из фрагментов) фотография объекта исследования (см. рис. 2). Затем вычислялось отношение интенсивности света в текущей точке изображения к средней интенсивности точек на интактной эмали. Полученные отношения рассчитывались для интактной и деминерализованных областей эмали при нормальных условиях освещения (прямое освещение, рис.2 а) и для изображения, полученного посредством применения нового методом (рис.2б).

Эксперимент показал, что если для прямого освещения отношение интенсивности света в кариозной области к интенсивности в области интактной эмали близко к единице, то при использовании предлагаемого нами метода это отношение достигает величины порядка 0.6. Таким образом, контраст при новом методе диагностики как минимум в 1.5 раза выше контраста, который достигим при обычных условиях прямого освещения.

### **Теплофизическая модель зуба человека**

Зуб человека анатомически состоит из коронки и корня. Коронка расположена над десневой линией и сверху покрыта слоем эмали. Основной же ее объем занимает дентин. На уровне десневой линии внутри дентина коронки и корня располагается пульпарная камера, где находятся нерв и питающие его сосуды. Любое воздействие на зуб, сопровождающееся его нагревом, ограничивается болевыми ощущениями, инициируемыми при нагреве пульпы до температуры, близкой к  $+42^{\circ}\text{C}$  [3]. Интенсивное тепловое воздействие на поверхность зуба может быть только кратковременным, что обусловлено этими болевыми ощущениями. При таком характере воздействий с использованием локальных источников нагрева наиболее существенные изменения температуры, которые и определяют технологии упрочнения эмали, происходят непосредственно в тонком поверхностном слое и слабо зависят от полной конфигурации зуба (если только зона воздействия не находится вблизи некоторых характерных точек, в которых происходит резкое изменение зубной формы).

Болевое восприятие теплового воздействия на зуб, которое лимитирует длительность такого воздействия и является принципиальным ограничением для любой технологии, происходит на расстоянии  $2\div 2.5$  мм от поверхности. Для его достоверного описания существенное значение имеет форма зуба. При этом ограничения на длительность и величину теплового воздействия могут быть получены для наиболее «критических» областей обрабатываемой поверхности, а затем распространены на весь зуб, что совершенно логично. К таким областям, например, может быть отнесена область шейки зуба, где расстояние до чувствительных к боли зон (пульпа, десна) является минимальным.

Таким образом, для описания теплового воздействия на зуб в равной степени могут быть использованы упрощенные геометрические формы – двумерная модель. Такая модель в координатах  $(r, z, \tau)$  представлена на рис. 3. Принятые здесь толщины эмали и дентина близки к реальным, а толщина «слоя пульпы» является достаточно формальным параметром и не оказывает влияния на количественные результаты. Используемые в расчетах теплофизические параметры структур зуба представлены в табл. 1.

На поверхности  $z=0$  в круге радиусом  $r$  задано значение температуры  $+1200^\circ\text{C}$  (это температура близка к температуре плавления гидроксилатапата, основного структурного элемента эмали), а за его пределами поверхность находится в теплообмене с окружающей средой. Положение боковой границы задается радиусом  $R$ , который определяется из условия отсутствия влияния этой величины на конечный результат. Для каждого из трех слоев записывается уравнение теплопроводности, а на границе слоев – условия сопряжения. На «свободной» границе пульпы задана температура тела человека. Задача решается в линейной постановке. Причиной такого упрощения (вероятно, существенного) является отсутствие достоверной информации о температурной зависимости свойств эмали и дентина. При их наличии не существует технических затруднений для решения задачи и в нелинейной постановке.

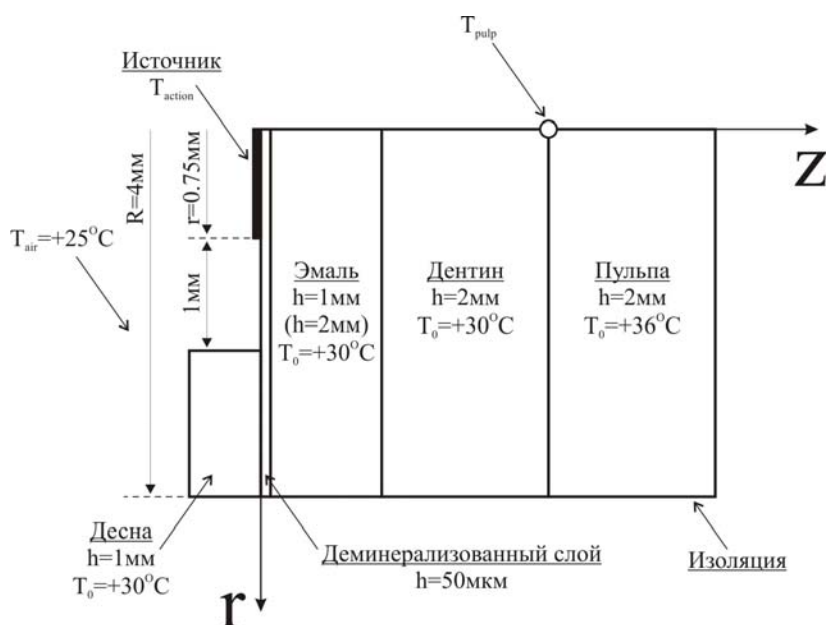


Рис. 3. Двумерная теплофизическая модель зуба человека

Наименование	Плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$	Теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{г}\times\text{К})$	Теплопроводность, $\text{Вт}/(\text{м}\times\text{К})$
Эмаль	2800	0.71	0.934
Дентин	1960	1.59	0.596
Пульпа	1050	3.77	0.419
Деминерализованный слой	1943	0.493	0.666 (вдоль оси z)
			0.252 (вдоль оси r)

Таблица 1. Теплофизические параметры структур зуба

Длительность воздействия определяется болевыми ощущениями. Будем считать «пределом» значение температуры  $+42^\circ\text{C}$  на границе дентина и пульпы. В расчетах в зоне за пределами области воздействия учтем конвективный теплообмен со средой с коэффициентом теплоотдачи  $\alpha=200 \text{ Вт}/(\text{м}^2\times\text{К})$ .

Как следует из расчетов, максимальное значение температуры на границе дентина и пульпы достигается через некоторое время. В соответствии с принятым критерием на него накладывается ограничение  $T_{\max,pulp} \leq +42^\circ\text{C}$ .

Величина  $T_{\max,pulp}$  зависит от температуры поверхности  $T_{action}$  и продолжительности ее воздействия на поверхность эмали  $t_{\max,action}$ . В численных экспериментах для различных длительностей воздействия  $t_{\max,action}$  была определена  $T_{\max,pulp}$ . Расчеты показали, что предельная длительность воздействия  $t_{\max,action}$  составляет 130–170 мс для температуры на поверхности эмали  $T_{action} = +1200^\circ\text{C}$  при толщине слоя дентина 1 мм. Для толщины же слоя дентина 2 мм получаем 400–500 мс, т.е. существует значительная зависимость от данного параметра.

Таким образом, длительность воздействия зависит от конкретной области на поверхности зуба и его конфигурации. Для унификации результатов исследований необходимо четко задать толщины эмали и дентина (вероятно, для наиболее неблагоприятной ситуации) и полученные допустимые длительности воздействий принять за основу для последующих исследований. Следует также отметить, что для большинства клинических случаев глубина локализации «мелового пятна» составляет величину порядка 50 мкм.

Предположим, что для модификации свойств деминерализованной эмали необходимо расплавить (т.е. нагреть до  $+1200^\circ\text{C}$ ) слой толщиной порядка 50 мкм. Для этого поверхность эмали должна быть перегрета до более высоких температур. На рис. 4 представлена рассчитанная в рамках нашей модели динамика поведения температуры в эмали на глубине 50 мкм по оси  $z$  при  $T_{action}$  порядка  $+1600^\circ\text{C}$  и  $t_{\max,action} = 100$  мс.

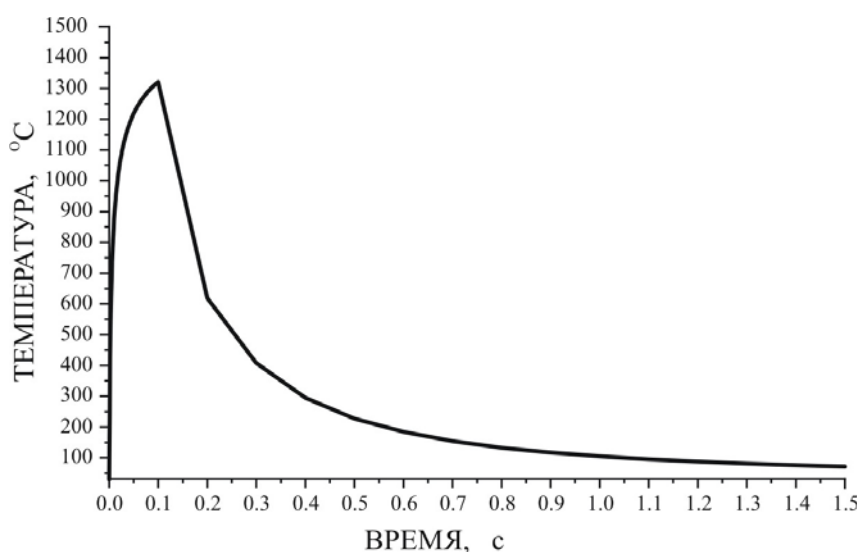


Рис. 4. Зависимость температуры на глубине 50 мкм в эмали от времени воздействия источника тепла с температурой  $+1600^\circ\text{C}$

Из расчета видно, что для плавления деминерализованного слоя эмали толщиной 50 мкм достаточно нагреть ее поверхность до  $T_{action}$  порядка  $+1600^\circ\text{C}$ , при этом полное расплавление деминерализованного слоя наступит через время порядка 100 мс. Такой уровень температур и времен достигим при лазерном нагреве с высоким поглощением. В качестве же источника лазерного излучения можно использовать, например,  $\text{CO}_2$  лазер с длиной волны генерации  $\lambda = 10.6$  мкм, излучение которого эффективно поглощается гидроксилapatитом эмали.

## Взаимодействие излучения CO<sub>2</sub> лазера с деминерализованной эмалью

В экспериментах *in vitro* были использованы зубы человека, свежеекстрагированные по ортодонтическим показаниям. Очаг деминерализации эмали был смоделирован воздействием водного раствора кислоты на поверхность интактной эмали. Глубина деминерализации составила величину порядка 100 мкм. Обработку производили излучением импульсного CO<sub>2</sub> лазера с длиной волны 10.6 мкм и средней мощностью порядка 1Вт. По поверхности эмали зуба, содержащей очаг деминерализации, перемещалось лазерное пятно диаметром 50±5 мкм. Длительность одного лазерного импульса была порядка 100 мкс. Обработанная лазерным излучением поверхность представляла собой квадрат со стороной 15 мм. Общее время обработки этого квадрата составило величину порядка 20 с. Фотография поверхности коронки одного из образцов *in vitro* представлена на рис. 5.

Изначально поверхность очага деминерализации (зона 1) – рыхлая, легко деформируемая. После обработки лазерным излучением (зона 2) наблюдается прочное сцепление белого образования с подлежащей основой. Белое образование имеет верхний прозрачный твердый слой. Таким образом, лазерная модификация позволяет получить из рыхлой деминерализованной эмали слой, по твердости близкий к интактной ткани (зона 3), а по белизне даже ее превосходящий.

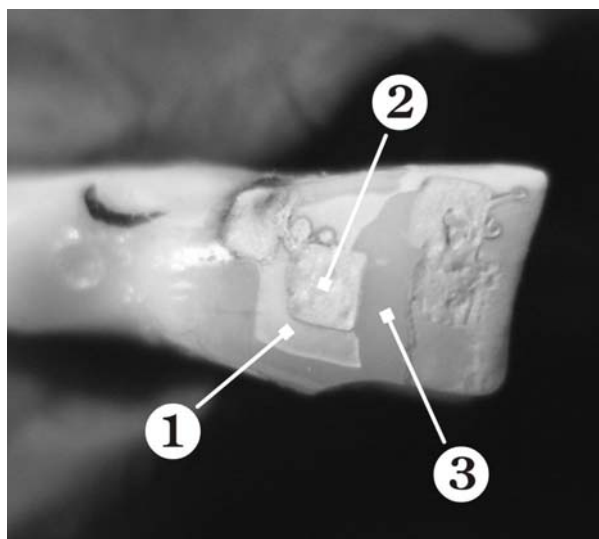


Рис. 5. Поверхность коронки зуба *in vitro* после обработки излучением CO<sub>2</sub> лазера: (1) – очаг деминерализации; (2) – поверхность, обработанная лазерным излучением; (3) – интактная эмаль

### Заключение

Предложен новый трансиллюминационный динамический метод диагностики раннего кариеса, позволяющий анализировать лишь вклад деминерализованной компоненты эмали в амплитудно–пространственную функцию регистрируемого изображения. Такой метод как минимум в 1.5 раза превосходит по контрасту все известные методы оптической диагностики состояния раннего кариеса.

Разработана теплофизическая двумерная модель зуба человека. Численное моделирование с использованием этой модели показало, что для термической модификации деминерализованной эмали необходимо на поверхности коронки зуба достичь значений температур, превосходящих +1600°C, за время, не превышающее 100 мс. Полученный алгоритм легко реализуется за счет светового нагрева эмали импульсным CO<sub>2</sub> лазером,



излучение которого интенсивно поглощается РО–группами гидроксилапатита эмали зуба человека.

Экспериментальное облучение искусственно деминерализованной эмали *in vitro* излучением импульсного СО<sub>2</sub> лазера показало, что при лазерной модификации рыхлый деминерализованный слой эмали преобразуется в твердый слой, по белизне превосходящий интактную ткань.

### Литература

1. Боровский Е.В., Леонтьев В.К. Биология полости рта. М.: Медицина, 1991.
2. Altshuler G.B., Belikov A.V., Chernavin I.I. A comparison of three methods for the diagnosis of sound, stained, and carious dentine: conventional, mechanico-acoustic, and laser-acoustic methods. // Journal of Clinical Laser Medicine and Surgery. 1999. Vol. 17. № 3. P. 115–119.
3. Altshuler G.B., Belikov A.V., Erofeev A.V., Egorov V.I. Simulation of laser destruction of hard tooth tissues. // Proc. of SPIE. Dental Applications of Lasers. 1993. Vol. 2080. P. 10–19.

# СКРУЧИВАНИЕ НАНОТРУБКИ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

И.В. Блинова, И.Ю. Попов, С.А. Чивилихин

Исследуется образование нанотрубки из слоистого материала. Для начальной стадии процесса использована модель молекулярной динамики. Дальнейшее формирование рассмотрено с учетом влияния вязкости среды.

## Введение

Синтез, изучение строения и свойств нанотубулярных структур – новое направление в науке о материалах [1]. Его активное развитие связано с необычными физико-химическими, электрофизическими, механическими и другими свойствами нанотрубок и композиционных материалов на их основе. Перспективными исходными веществами для получения нанотрубок являются соединения со слоистой структурой [2], например, некоторые гидросиликаты [3]. Важная роль слоистой структуры веществ проявляется, в частности, в том, что, как показано в работах [3, 4], независимо от строения исходных компонентов в реакционной системе, образование нанотрубок в гидротермальных условиях происходит только после того, как образовались промежуточные соединения со слоистой структурой, из которых и формируются нанотрубки на следующем этапе синтеза. Для понимания механизма образования таких нанотрубок большое значение имеет изучение условий и динамики скручивания слоев соединений со слоистой структурой и их последующей перекристаллизации с формированием нанотрубок определенной морфологии.

## Модель начальной стадии скручивания

На возможность образования нанотрубок путем самопроизвольного скручивания слоев под действием внутренних напряжений указывалось еще в 1930 г. в работе Полинга [5]. Механика формирования нанотрубок путем скручивания напряженных нанослоев рассматривалась в ряде работ (см., например, [6–8]). Скручивание слоя в рассматриваемом случае можно представить происходящим вследствие внутренних напряжений, возникающих из-за неполного структурного соответствия одной, например верхней, части слоя и другой – нижней части. Примером слоистых химических соединений с таким строением слоя является, в частности, группа соединений со структурой серпентина [2–5], в которых указанный двойной слой можно представить состоящим из слоя, имеющего структуру брусита  $Mg(OH)_2$ , и слоя кремнекислородных тетраэдров  $[Si_2O_5]$ , размерные параметры которых различаются. В частности, для данного случая характерно скручивание, при котором бруситовый слой, имеющий большее значение размерного параметра, при образовании нанотрубки оказывается с наружной части, а слой  $[Si_2O_5]$  – с внутренней. Отметим, что скручивание слоя, как правило, не заканчивается одним витком, а продолжается до тех пор, пока кривизна трубки обеспечивает энергетический выигрыш при реализации этого процесса. На первом этапе вязкость среды не является решающим фактором. Здесь приемлемой является модель молекулярной динамики. При этом она оказывается чрезвычайно чувствительной к параметрам межмолекулярного взаимодействия. Один из результатов моделирования показан на рис. 1. Наблюдается любопытный эффект появления волны в верхнем отрывающемся двойном слое, которая распространяется по нему со скоростью, несколько превышающей скорость точки отрыва слоя. Эта волна хорошо видна на рисунке. В указанной модели вязкость среды не учитывалась, однако после образования первого витка она начинает играть важную роль.

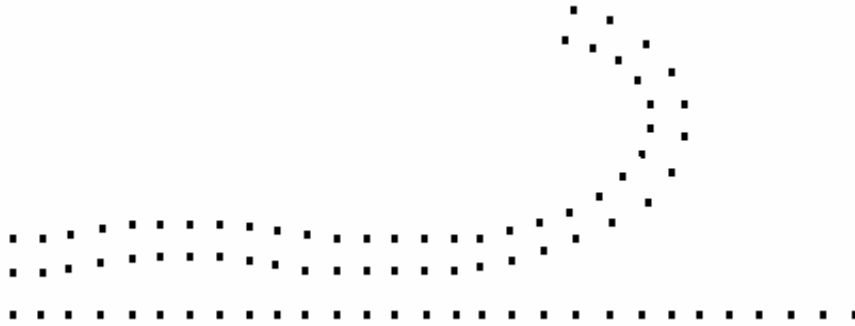


Рис. 1. Начальная стадия скручивания

### Модель скручивания в вязкой среде

Рассмотрим модель формирования такой нанотрубки в условиях ее нахождения в вязком флюиде. Пусть двойные слои, из которых построено слоистое соединение, состоят из слоев с различными значениями размерного параметра –  $a_1$  и  $a_2$ , рассогласование которых и приводит к возникновению внутренних напряжений. Предположим, что рассматриваемое вещество находится во флюиде (в частности, в воде – гидротермальные условия), находящемся в состоянии, близком к критическому. Двойной слой толщины  $\delta'$  в определенных условиях (при увеличении толщины межслоевого пространства  $\delta''$  вследствие интеркалирования в него воды или других компонентов окружающей среды) скручивается в круговой цилиндр – нанотрубку с начальным радиусом

$$R_0 = \frac{(a_1 + a_2)\delta}{2(a_1 - a_2)}$$

порядка нескольких нанометров, при этом толщина двойного слоя

$\delta = \delta' + \delta''$  практически не изменяется – см. рис. 1.

Угловая скорость вращения нанотрубки  $\omega$  (в начальный момент равная нулю) возрастает из-за разности двух моментов – момента внутренних сил  $M_E = E \frac{\delta^3}{R}$  и момента сил вязкого трения  $M_V = 2\pi\alpha R^2 \nu \rho \omega$ , где  $E$  и  $\rho_N$  – модуль Юнга и плотность вещества нанотрубки,  $\nu$  и  $\rho$  – кинематическая вязкость и плотность жидкости,  $\alpha$  – безразмерный параметр. Влияние сил инерции сказывается на начальном интервале времени  $\tau = \frac{\alpha \nu}{R \delta} \cdot \frac{\rho}{\rho_N}$ . При  $t \gg \tau$  угловая скорость нанотрубки приближается к своему

предельному значению  $\omega = \frac{\delta^3 E}{2\pi R^3 \rho \nu}$ . Число Рейнольдса вязкого течения вокруг скручи-

вающейся нанотрубки может быть оценено из выражения  $Re = \frac{\delta^3 E}{2\pi \alpha R \rho \nu^2}$ . Для оценки

положим  $\alpha = 1$ , а характерные значения физических параметров рассматриваемой системы примем равными  $R = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ ,  $\delta = 5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ ,  $E = 10^{11} \text{ Па}$ ,  $\rho_N = 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ ,

$\nu = 1.3 \cdot 10^4 \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ ,  $\rho = 320 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ . В этом случае получаем:  $\tau = 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$ ,  $\omega = 4 \cdot 10^3 \frac{\text{рад}}{\text{с}}$ ,

$Re = 7 \cdot 10^{-5}$ . На основании анализа рассчитанных оценочных значений параметров можно заключить, что продолжительность инерциального участка мала по сравнению с периодом вращения. Несмотря на большую скорость вращения нанотрубки, число Рей-

нольда течения вокруг нанотрубки оказывается малым, что позволяет использовать для описания течения квазистационарное приближение Стокса [9]:

$$\mu \Delta \mathbf{v} = \nabla p, \quad \nabla \mathbf{v} = 0, \quad \mathbf{r} \in G, \quad (1)$$

$$\mathbf{v}|_{\gamma} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}, \quad \mathbf{v}|_{y=0} = \mathbf{v}|_{r \rightarrow \infty} = 0, \quad (2)$$

где  $p$  и  $\mathbf{v}$  – давление и скорость жидкости в области  $G$ ,  $\mu$  – динамическая вязкость жидкости,  $\boldsymbol{\omega}$  – угловая скорость вращения нанотрубки,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор (начало координат выбрано в точке  $O$ , см. рис. 2),  $\gamma$  – поверхность нанотрубки. Рассчитанное согласно (1)–(2) поле скоростей позволяет определить момент  $\mathbf{M}_V$  вязких сил, приложенный к поверхности нанотрубки,  $\mathbf{M}_V = \int \mathbf{r} \times \boldsymbol{\tau} d\Gamma$ , где  $\boldsymbol{\tau}$  – касательное напряжение на поверхности нанотрубки,  $d\Gamma$  – элемент площади поверхности нанотрубки.

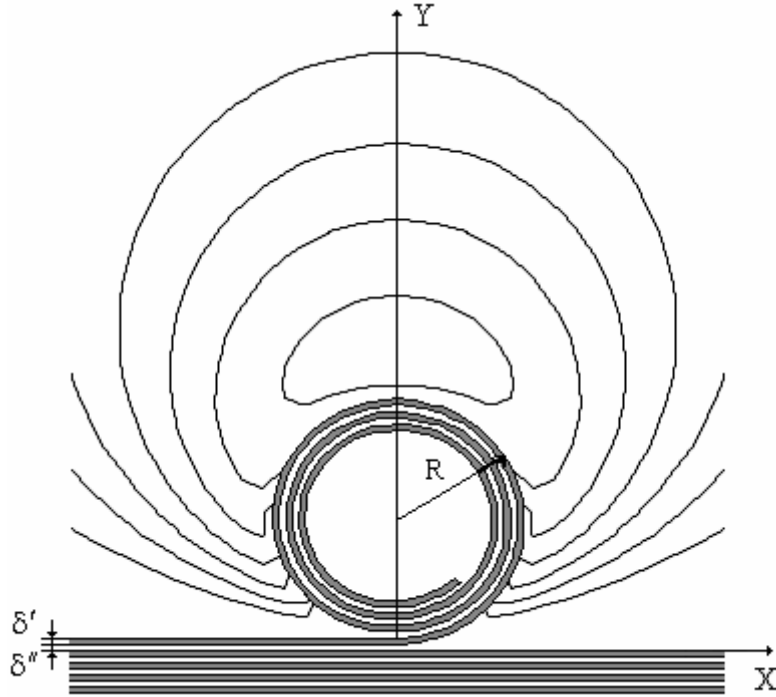


Рис. 2. Линии тока вокруг нанотрубки, скручивающейся на границе вязкой жидкости

Для решения краевой задачи (1)–(2) введем функцию тока  $\Psi$ :  $v_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$ ,

$v_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$ . Тогда соотношения (1), (2) принимают вид

$$\Delta^2 \Psi = 0, \quad \mathbf{r} \in G, \quad (4)$$

$$\nabla \Psi|_{\gamma} = -\boldsymbol{\omega} \mathbf{r}, \quad \Psi|_{y=0} = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial y}|_{y=0} = 0, \quad \Psi|_{r \rightarrow \infty} = 0. \quad (5)$$

Конформное отображение  $x + iy = -\frac{2R}{\xi + i\eta}$  переводит область  $G$  в полосу  $-\infty < \xi < \infty$ ,  $0 < \eta < 1$ , причем поверхность нанотрубки отображается на верхнюю границу полосы  $\eta = 1$ , а граница полупространства – на нижнюю границу полосы  $\eta = 0$ .

Решение задачи (4), (5) в переменных  $\xi, \eta$  имеет вид

$$\Psi = \frac{2R^2\omega}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ik\xi) \Psi_k(\eta) dk, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_k(\eta) &= A_k [sh(k\eta) - k\eta ch(k\eta)] + B_k \eta sh(k\eta), \\ A_k &= -\frac{(k+2)sh(k) + kch(k)}{sh^2(k) - k^2} \exp(-k), \\ B_k &= \frac{(k+1)(sh(k) - kch(k)) - k^2 sh(k)}{sh^2(k) - k^2} \exp(-k). \end{aligned} \quad (7)$$

Используя полученное решение, получаем момент вязких сил  $M_V = 2\pi\alpha R^2\nu\rho\omega$ , где безразмерный параметр  $\alpha = 1.2$ .

Первый виток нанотрубки имеет равновесный радиус  $R_0$ . В ходе скручивания внутренний радиус нанотрубки  $R_1$  принимает значения, меньшие исходного равновесного радиуса  $R_0$ , а ее внешний радиус  $R_2$  оказывается большим, чем  $R_0$ . Уменьшение внутреннего радиуса нанотрубки после образования более чем одного витка определяется уменьшением при этом механической энергии нанотрубки за счет проскальзывания скрученных слоев друг относительно друга и приводит к выдавливанию жидкости изнутри нанотрубки.

Давление  $P$  внутри нанотрубки, определяемое вязким трением жидкости внутри нанотрубки, может быть оценено как

$$P = -2\mu L_0^2 \frac{1}{R_1^3} \frac{dR_1}{dt}, \quad (8)$$

где  $L_0$  – длина и ширина исходного нанослоя (предполагается, что исходный слой имеет квадратную форму).

Считая, что во время скручивания радиус нанотрубки возрастает по закону

$$R = R_0 + \frac{\varphi}{2\pi} \delta,$$

запишем суммарную потенциальную энергию нанотрубки и еще не скрученной части двойного слоя в виде

$$U = \frac{E\delta'^3}{2R_0^2} (L_0 - l) + \frac{E\delta'^3}{2} \int_0^l \left( \frac{1}{R(\xi)} - \frac{1}{R_0} \right)^2 d\xi, \quad (9)$$

где  $l$  – длина части нанослоя, скрученного в нанотрубку,  $\xi$  – координата вдоль витков нанотрубки. Выражение для упругой энергии системы (9) позволяет рассчитать момент упругих сил, действующих на нанотрубку,

$$M_E = \frac{E\delta'^3 R_2^2}{2R_0^3} \left( 2 - \frac{R_2}{R_0} \right), \quad (10)$$

и нормальное напряжение на внутренней поверхности нанотрубки

$$\sigma = \frac{E\delta'^3}{2\delta R_1^2} \left( 1 - 2 \frac{R_2}{R_0} \right). \quad (11)$$

Приравнивая момент упругих сил и момент сил вязкого трения, действующие на нанотрубку, получаем уравнение для внешнего радиуса нанотрубки. В свою очередь, приравнивая нормальное напряжение внутри нанотрубки и давление жидкости внутри трубки, получаем уравнение для определения внутреннего радиуса нанотрубки. Решение этих уравнений имеет вид:

$$\frac{R_1}{R_0} = \left( 2 - \exp\left(-\frac{t}{t_1}\right) \right), \quad t_1 = \frac{4\mu L_0^2 \delta}{E\delta'^3}, \quad (12)$$

$$\frac{t}{t_2} = \frac{1}{3} \left( \frac{R_2^3}{R_0^3} - 1 \right) + \frac{1}{4} \left( \frac{R_2^2}{R_0^2} - 1 \right) + \frac{1}{4} \left( \frac{R_2}{R_0} - 1 \right) + \frac{1}{8} \ln \left( 2 \frac{R_2}{R_0} - 1 \right),$$

$$t_2 = \frac{4\pi^2 \mu R_0^4}{E\delta'^3 \delta}. \quad (13)$$

Зависимости от времени внешнего и внутреннего радиусов нанотрубки, а также числа витков нанотрубки  $n$  представлены на рис. 3, 4. При этом предполагается, что длина и ширина исходного нанослоя имеет порядок  $L_0 = 6 \cdot 10^{-7}$  м.

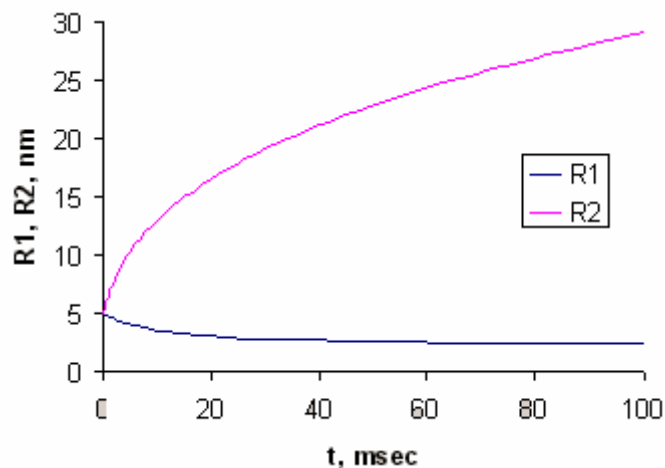


Рис. 3. Зависимость внешнего и внутреннего радиусов нанотрубки от времени

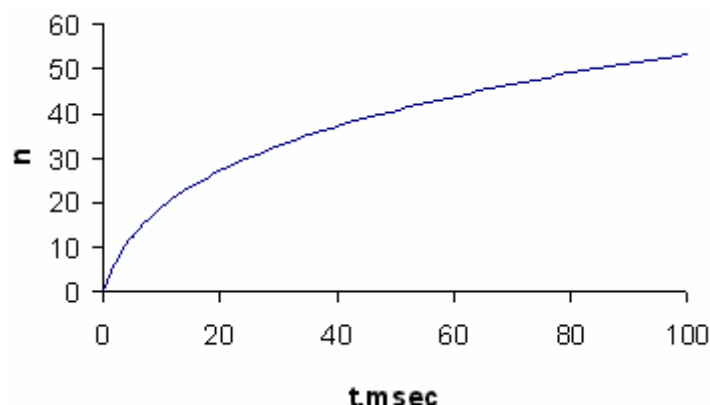


Рис. 4. Зависимость числа оборотов нанотрубки от времени

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-03-32576).

### Литература

1. Ивановский А.Л. // Успехи химии. 2002. Т. 71. № 3. С. 203–224.
2. Корыткова Э.Н., Маслов А.В., Гусаров В.В. // Сборник научных трудов «Химия поверхности и синтез низкоразмерных систем». СПб, 2002. С. 54–59.
3. Корыткова Э.Н., Маслов А.В., Пивоварова Л.Н., Дроздова И.А., Гусаров В.В. // Физика и химия стекла. 2004. Т 30. № 1. С. 72–78.

4. Корыткова Э.Н., Маслов А.В., Пивоварова Л.Н., Полеготченкова Ю.В., Повинич В.Ф., Гусаров В.В. // Неорган. матер. 2005. Т. 41. № 7. С. 849–855.
5. Pauling L. // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1930. V. 16. P. 578.
6. Schmidt O.G., Eberl K. // Nature. 2001. V. 410. P. 168.
7. Иванова Е.А., Кривцов А.М., Морозов Н.Ф. // ДАН 2002. Т. 385. № 4. С. 1–3.
8. Prinz V. Ya. // Microelectronic Engineering. 2003. Т. 69. С. 466–475.
9. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир, 1976.

# ВОЗМОЖНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ОПЕРАЦИЙ В ЭЛЕМЕНТАХ КВАНТОВОГО КОМПЬЮТЕРА НА КВАНТОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

М.А. Гаврилов, Л.В. Горгинская, А.А. Пестов, И.Ю. Попов, Е.С. Тесовская

## Введение

Только к середине 1990-х гг. теория квантовых компьютеров и квантовых вычислений утвердилась в качестве новой области науки. По мере развития классических компьютеров стало понятно, что практически невозможно напрямую рассчитать состояние системы, состоящей всего лишь из нескольких десятков взаимодействующих частиц, поскольку для полного описания сложной системы необходимо экспоненциально большое по числу частиц количество памяти. Русский математик Ю.И. Манин указал в 1980 г. на необходимость разработки теории квантовых вычислительных устройств. Дальнейшее внимание научной общественности к проблеме разработки квантовых компьютеров привлекла публикация в 1982 г. лауреата Нобелевской премии по физике Р. Фейнмана [1].

Важным направлением исследований в области квантовых вычислений является разработка алгоритмов, поскольку квантовый компьютер способен решать отдельные задачи успешнее классического [2, 3]. Известным примерами являются алгоритм Шора разложения натурального числа на множители [2] и алгоритм Гровера поиска в базе данных за  $O(\sqrt{N})$  операций [3]. Следует отметить, что все такие результаты являются уникальными, и не существует универсального способа ускорения классических алгоритмов [4].

Проблема квантовых вычислений тесно связана с физической реализацией соответствующих наноструктур. В настоящее время существует несколько возможных элементных баз для квантового компьютера: связанные ионы, ядерный магнитный резонанс в жидкости, квантовые точки и др. [5]. Каждая из них имеет свои преимущества и соответствующие недостатки. Идеальной для реализации базы пока не существует, поэтому актуальна проблема исследования и разработки наноструктур для квантовых вычислений.

## Квантовые вычисления в слабосвязанных волноводах

Весьма интересной физической базой для квантовых вычислений является система слабо связанных наноструктур, представляющие собой параллельно расположенные квантовые волноводы для баллистических электронов (электронов, длина свободного пробега которых превышает характерные размеры структуры), связанные в определенных местах между собой через отверстия в границе разделения. Физически это маленькие полоски очень чистого полупроводникового материала.

Движение электрона в подобных структурах имеет некоторые специфические особенности [6–9]. Например, явление резонансного эффекта приводит к сильному изменению коэффициента прохождения в зависимости от величины константы связи. Это явление можно использовать для квантовых вычислений.

Наличие резонансных эффектов и их зависимость от граничных условий, а также от ориентации спинов электронов позволяет предложить две возможные трактовки кубита в рассматриваемых структурах:

- «волноводная» интерпретация;
- «спиновая» интерпретация.

В подобных структурах может быть реализовано произвольное количество вычислительных кубитов с помощью добавления соответствующего числа параллельных связанных волноводов.



## Волноводная интерпретация

Кубит в данной интерпретации представляет собой состояние электрона в двух близко расположенных квантовых слоях. Нахождение электрона в одном из слоев в этом случае выбирается в качестве нулевого базисного состояния, а в другом – единичного. Когерентная суперпозиция состояний получается в случае, когда волновая функция электрона не сосредоточена в одном из слоев, а находится с некоторой вероятностью в каждом из них.

Для приготовления начального состояния  $|0_1, 0_2, 0_3 \dots 0_L\rangle$  достаточно ввести по одиночному электрону в нулевые каналы всех кубитов. В настоящее время это можно сделать с помощью электронного насоса [10]. Такие насосы располагаются возле нулевого слоя каждого кубита.

В конце вычислений нам необходимо определить наличие электрона в одном из двух слоев для каждого канала. Эту операцию можно осуществить с помощью подсоединенного к слою одноэлектронного транзистора (single electron transistor), который чувствителен к приходу единственного электрона. Основной недостаток такой схемы – очень большое время отклика одноэлектронного транзистора.

Рассмотрим однокубитовые операции. Пусть основное состояние поперечной компоненты системы – четная функция  $|\psi_e\rangle$  (с энергией  $\omega_e$ ), а первое возбужденное – нечетная  $|\psi_o\rangle$  (с энергией  $\omega_o$ ), им соответствуют четная и нечетная собственные функции. Сумма и разность этих функций представляют собой электрон, полностью локализованный в верхнем или нижнем слое, соответственно.

Пусть между слоями одного кубита есть соединяющее окно, в котором потенциал достаточно мал, и расстояние между слоями в окне связи существенно меньше ширины слоя. Тогда, в соответствии с [17], четная составляющая волновой функции начнет осциллировать между слоями с периодом  $2\pi/(\omega_o - \omega_e)$ . На границе окна эти осцилляции прекращаются, и волновая функция снова разделяется на верхнюю и нижнюю составляющую. Данный тип операции представляет собой, помимо общего сдвига фазы, не изменяющего состояния кубита, реализацию матрицы  $R_x(\theta)$  (вращение вокруг  $x$ ).

Рассмотрим другую однокубитовую операцию – фазовый сдвиг между двумя компонентами кубита, соответствующий матрице трансформации  $R_z(\theta)$  (вращение вокруг  $z$ ). Для ее осуществления необходимо создать в одном из слоев потенциальный барьер, высота которого не превышает энергии электрона. Чтобы не наблюдалось отражения волны, необходимо выбрать ширину барьера кратной половине длины волны электрона  $L = \frac{n}{2}\lambda$ ,  $n \in \mathbb{N}$  [17]. Тогда сдвиг фазы волновой функции будет иметь вид

$$\varphi_{step} = n\pi \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - V/E}} \right).$$

Рассмотрим теперь случай, когда два слоя, соответствующие различным кубитам, находятся на достаточно близком расстоянии друг от друга. Если в одном из них электрона нет, то волновая функция другого не будет испытывать никаких возмущений. Однако если в обоих слоях окажется по электрону, то они будут создавать друг для друга потенциальный барьер, причем, если электроны двигаются синхронно, то конфигурация этих барьеров будет идентична, и они получат одинаковый сдвиг фазы. Пусть достаточно близко друг от друга находятся единичные слои двух кубитов, тогда получившаяся матрица преобразования имеет вид

$$S(\gamma) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{i\gamma} \end{pmatrix},$$

где  $\gamma$  – величина, зависящая от геометрии системы: длины зоны взаимодействия и расстояния между слоями. Если подобрать габариты системы так, чтобы  $\gamma = \pi$ , то получившееся преобразование  $e^{i\pi}$  позволяет построить гейт *CNOT* путем применения к контролируемому кубиту операций Адамара до и после  $e^{i\pi}$ :

$$CNOT = (1 \otimes H) \cdot e^{i\pi} \cdot (1 \otimes H).$$

Для осуществления двухкубитовых операции необходимо, чтобы электроны в различных каналах перемещались синхронно и одновременно приходили в зону взаимодействия.

### Спиновая интерпретация

Кубит в данной интерпретации представляет собой состояние спина электрона:  $|0\rangle$  – спин электрона направлен вниз,  $|1\rangle$  – спин направлен вверх.

Перед началом вычислений нам надо перевести квантовый регистр в исходное состояние  $|0_1, 0_2, 0_3 \dots 0_L\rangle$ . Проще всего это сделать, пропустив пучок электронов через спин-фильтр. В настоящее время существует много вариантов реализации такого фильтра: пропускание электронов через специальные магнитные материалы [11]; фильтры, основанные на эффекте Рашба (Rashba) [12]; использование квантовых точек специальной структуры [13].

В качестве спинового фильтра можно использовать металлическую наноструктуру, рассмотренную в [14]. В структурах с перемежающимися магнитными и немагнитными слоями возможно, что волновая функция с одной ориентацией спина удовлетворяет краевому условию Дирихле, в то время как волновая функция электрона с другой ориентацией спина подчинена условию Неймана. Таким образом, при правильном выборе параметров структуры и энергии электронов мы можем получить существование резонанса для электрона с одной ориентацией спина и его отсутствие при противоположной ориентации. Тем самым создается поток поляризованных по спину отраженных электронов, при этом прошедший пучок будет, соответственно, тоже частично поляризован. Если в нашей системе использовать не одно отверстие связи, а несколько следующих друг за другом на достаточном расстоянии (чтобы предотвратить появление сложных интерференционных эффектов), то можно получить сколь угодно чистый по спину проходящий пучок электронов. Заметим также, что эта же структура может быть использована и для окончательного измерения состояния спина. При этом она осуществляет проектирование кубита-результата на нерезонирующее направление спина: если измерение обнаруживает у электрона такое направление спина, то на выходе можно будет наблюдать прошедший электрон, который, в свою очередь, можно обнаружить с помощью одноэлектронного транзистора.

Для осуществления однокубитовых операций можно предложить два подхода: управление с помощью электромагнитных полей и с помощью введения в полупроводниковую структуру участков с ферромагнитными свойствами.

Рассмотрим первый способ. На электрон,двигающийся со скоростью  $v$  в постоянном электрическом поле, действует эффективное магнитное поле  $B \sim [v \times E]$ , которое взаимодействует с его спином. При этом существуют две возможные архитектуры:

- электрон распространяется вдоль прямой, и разрешены как вертикальные электрические поля, так и боковые,
- электрон распространяется по изогнутому каналу, но разрешены только вертикальные поля.

Двухкубитовые операции осуществляются при взаимодействии двух синхронно пролетающих электронов в области низкого потенциального барьера между слоями проводниками. Гамильтониан обменного взаимодействия между спинами имеет вид [15]

$$H_{ex} = J(t)S_1 \cdot S_2,$$

где  $J(t)$  определяется степенью перекрытия волновых функций электронов. Пусть длительность взаимодействия  $T$  такая, что

$$\int_0^T \frac{J(t)}{\hbar} dt = \pi,$$

тогда над кубитами осуществится операция  $SWAP$  – они обменяются спинами. Однако операция  $SWAP$  не очень полезна сама по себе, так как с ее помощью нельзя осуществить произвольную двухкубитовую операцию. Но если сделать длительность взаимодействия равной  $T/2$ , то получившаяся операция

$$\sqrt{SWAP} = (2i)^{-1/2} \begin{pmatrix} (2i)^{1/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 1 & 0 \\ 0 & 1 & i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (2i)^{1/2} \end{pmatrix},$$

в совокупности с однокубитовой операцией  $R_x$ , позволяет реализовать гейт  $CNOT$  последовательностью операций

$$CNOT = (R_z^A(\pi/2) \otimes R_z^B(-\pi/2)) \cdot \sqrt{SWAP} \cdot (R_z^A(\pi/2) \otimes 1^B) \cdot \sqrt{SWAP}$$

и, таким образом, обеспечивает полноту системы операций.

Реализация двухкубитовых операций на основе обменного взаимодействия спинов открывает возможность для второго способа осуществления однокубитовых операций, который заключается в том, что на границе слоев в некоторых местах включаются участки ферромагнетика. Тогда спин пролетающего электрона за счет взаимодействия с магнитным моментом ферромагнетика изменит свое направление на угол, пропорциональный длине участка.

Аналогично «волноводной» интерпретации для осуществления двухкубитовых операций, возможно использовать эффект резонанса, при этом окна взаимодействия будут небольшими по размерам и хорошо управляемыми.

Работа поддержана грантом РФФИ № 05-03-32576

### Литература

1. Фейнман Р. Моделирование физики на компьютерах. // Квантовый компьютер и квантовые вычисления. Т. II. Ижевск: УРСС, 1999. С. 96.
2. Shor P.W. Algorithms for Quantum Computation: Discrete Logarithms and Factoring. / Proceedings of the 35th IEEE Symposium on Foundations of Computer Science, S. Goldwasser (Ed.), IEEE Computer, Society Press, 1994, pp. 124–134.
3. Grover Lov. K. Quantum Computers Can Search Arbitrarily Large Databases by a Single Query. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. p. 4709–4712.
4. Ozhegov Y. Quantum Computer Can Not Speed Up Iterated Applications of a Black Box. // quant-ph/9712051, 1997.

5. Валиев К.А., Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. М.: R&C Dynamics, 2001.
6. Exner P. and Vugalter S. // *Ann. Inst. Henri Poincare*. 1996. V. 65. №1. P.109.
7. Exner P. and Vugalter S. // *J. Phys. A: Math. Gen.* 1997. V. 30. P. 7863
8. Frolov S.V., Popov I.Yu. // *J. Math. Phys.* 2000. V. 41. №7. P.4391.
9. Frolov S.V., Popov I.Yu. // *J. Phys. A: Math. Gen.* 2003. V. 36. P.1655.
10. Likharev K.K. Single-Electron Devices and Their Applications. // *Proc. IEEE*. April 1999. V. 87. P. 606–632.
11. Taddei F., Sanvito S., Lambetr C. J. Material-specific spin filtering in ferromagnet/superconductor ballistic nanojunctions. // E-print: 2000, cond-mat/0012352, 4 p.
12. Marigliano Ramaglia V., Cataudella V., De Filippis G., Perroni C. A., Ventriglia F. Electron Double Refraction in Hybrid Systems with Rashba Spin-Orbit Coupling. // E-print: 2002, cond-mat/0203569, 16 p.
13. Recher P., Sukhorukov E.V., Loss D. Quantum Dot as Spin Filter and Spin Memory. // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 1962–1965.
14. Gortinskaya L.V., Popov I.Yu., Tesovskaya E.S. / *Proceedings of International Seminar «Day on Diffraction'2003»*. St.-Petersburg, 2003. P. 52.
15. Loss D., DiVincenzo D. P. Quantum computation with quantum dots. // *Phys. Rev.* 1998. V. A57. №1. P. 120–129.
16. Popov I.Yu., Gortinskaya L.V., Gavrilov M.I., Pestov A.A., Tesovskaya E.S. Weakly coupled quantum wires and layers as an element of quantum computer. // *Int. Conf. «Quantum Physics and Computation», QPC 2005, Dubna, 2005. Abstracts*. P. 8.
17. Bertoni A. Quantum Computation and Proposal for Solid-state quantum Gates // *INFM, Italy, ESSDERC 2002* (<http://www.imec.be/essderc/ESSDERC2002/>).

# АНАЛИЗ ИНВАРИАНТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В ИНФОРМАЦИОННЫХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ

И.А. Коняхин, А.Н. Тимофеев, Э.Д. Панков, Л.Ф. Порфирьев, К.Н. Чиков

На основе введенного понятия избирательного инварианта получены соотношения между параметрами оптико-электронных автоколлимационных систем измерения пространственного положения объектов, позволяющие уменьшить погрешность измерения вследствие взаимного влияния измерительных каналов.

## Общие инварианты оптико-электронной системы позиционирования

Одним из направлений совершенствования оптико-электронных систем является разработка новых методик проектирования, позволяющих в значительной степени учесть особенности используемых оптоэлектронных элементов и оптимизировать результирующие параметры.

Выполнение как аналитических, так и синтезирующих проектных процедур в значительной степени упрощается при использовании так называемых *инвариантов*. В математике инварианты – группа величин (параметров) объекта, значения которых не зависят от выбора базиса как совокупности линейно-независимых элементов некоторого пространства  $R$  [1]. При этом говорят, что такие параметры объекта обладают свойством инвариантности. Известны классические инварианты, используемые при анализе оптических систем, например, инвариант Лагранжа – Гельмгольца:

$$n_1 \cdot \alpha_1 \cdot y_1 = n_2 \cdot \alpha_2 \cdot y_2 = \dots = n_i \cdot \alpha_i \cdot y_i, \quad (1)$$

устанавливающий неизменность величины произведения показателя преломления  $n_i$  оптической среды, угла  $\alpha_i$  между лучом и оптической осью, размера изображения  $y_i$  при прохождении лучом нескольких оптических сред ( $i$  – номер среды). Выражение (1) определяет полный инвариант, справедливый для любого количества сред распространения луча.

Примером неполного (условного) инварианта является закон преломления ( $\beta_1, \beta_2$  – углы между лучом и нормалью к границе между средами) [2]:

$$n_1 \cdot \sin(\beta_1) = n_2 \cdot \sin(\beta_2), \quad (2)$$

справедливый только для двух смежных сред.

Введем понятие *избирательного* инварианта как соотношения, описывающего свойства некоторого объекта, в котором собственно инвариантна только некоторая часть. Например, выражение для яркости  $L$  светового пучка в сечении с геометрическим фактором  $G$  и световым потоком  $F$  может быть записано в виде:

$$L = \frac{F}{G} = \frac{F_0 \cdot \tau}{G_0} = L_0 \cdot \tau, \quad (3)$$

где  $L_0$ ,  $G_0$  и  $F_0$  – яркость, геометрический фактор и световой поток в некотором предыдущем сечении,  $\tau$  – коэффициент пропускания среды на участке между рассматриваемыми сечениями. В выражении (3) инвариантна только часть, относящаяся к геометрическому фактору:

$$G = \Omega \cdot S = \Omega_0 \cdot S_0 = G_0, \quad (4)$$

где  $\Omega$  – телесный угол, в котором распространяется пучок,  $S$  – площадь сечения.

Рассмотрим частные инварианты, которые могут использоваться при проектировании определенного класса приборов, например, оптико-электронных систем позиционирования.

Структура оптико-электронной системы (ОЭС) позиционирования включает оптико-электронный автоколлиматор 1, установленный на некотором базовом объекте, а также отражающую оптическую систему – контрольный элемент 2, связанный с объектом, пространственное положение которого контролируется (рис. 1) [3].

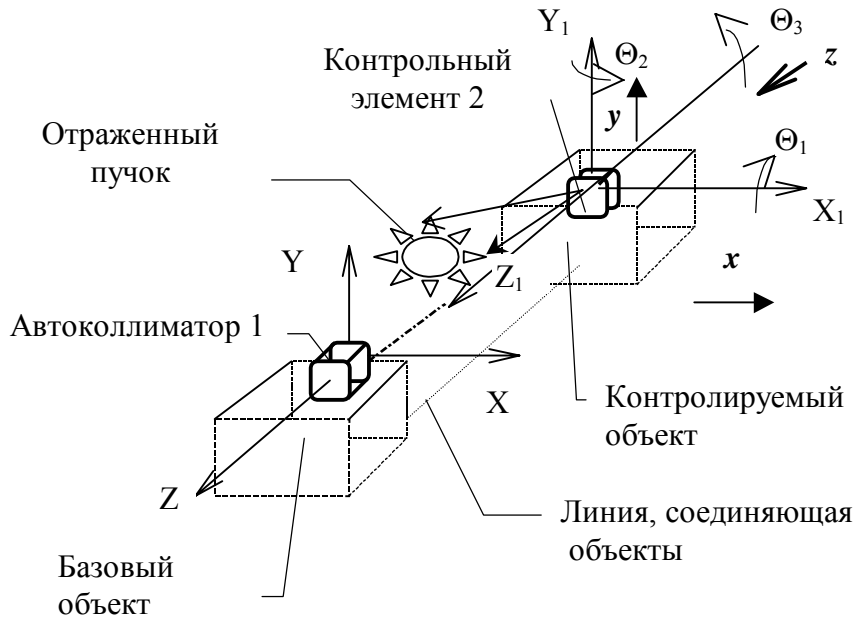


Рис. 1. Структура автоколлимационной ОЭС позиционирования

Автоколлиматор 1 функционально разделяется на излучающий канал, который служит для формирования пучка, падающего на контрольный элемент 2, и приемный канал, регистрирующий отраженный пучок.

Контрольный элемент (КЭ) 2 представляет собой отражающую оптическую систему, которая формирует отраженный пучок с требуемыми информативными параметрами (количество отраженных пучков, их интенсивность, углы расходимости, чувствительность к измеряемым параметрам позиционирования).

Если с базовым объектом связать неподвижную систему координат  $XYZ$ , а с контролируемым объектом – систему  $X_1Y_1Z_1$ , пространственное положение контролируемого объекта определяется шестью координатами: тремя линейными координатами – смещениями  $x, y, z$  начала  $O_1$  подвижной системы координат относительно центра  $O$  неподвижной – и тремя угловыми координатами – углами  $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3$  поворота системы координат  $X_1Y_1Z_1$  относительно осей системы координат  $XYZ$ .

Для построения эффективной ОЭС позиционирования, КЭ должен обладать избирательной инвариантностью и формировать пучок, отдельные параметры которого инвариантны к одним пространственным координатам объекта и неинвариантны (чувствительны) к другим. Пусть  $N = \{l_1, l_2, l_3, l_4, l_5, l_6\}$  – совокупность параметров отраженного пучка. Тогда для ОЭС полного пространственного позиционирования необходим синтез отражающей системы со следующей избирательной инвариантностью:

$$l_1 = \begin{cases} s_1(x) \\ \text{inv}(y, z, \Theta_1, \Theta_2, \Theta_3) \end{cases}, \quad (5)$$

$$l_2 = \begin{cases} s_2(y) \\ \text{inv}(x, z, \Theta_1, \Theta_2, \Theta_3) \end{cases}, \quad (6)$$

$$l_3 = \begin{cases} s_3(z) \\ \text{inv}(x, y, \Theta_1, \Theta_2, \Theta_3) \end{cases}, \quad (7)$$

$$l_4 = \begin{cases} s_4(\Theta_1) \\ \text{inv}(y, z, x, \Theta_2, \Theta_3) \end{cases}, \quad (8)$$

$$l_5 = \begin{cases} s_5(\Theta_2) \\ \text{inv}(y, z, x, \Theta_1, \Theta_3) \end{cases}, \quad (9)$$

$$l_6 = \begin{cases} s_6(\Theta_3) \\ \text{inv}(y, z, x, \Theta_1, \Theta_2) \end{cases}. \quad (10)$$

В этом случае по величине каждого параметра  $l_i$  пучка реализуется независимое измерение одной из пространственных координат объекта при нечувствительности к остальным. Теоретический анализ показывает, что в этом случае минимизируется погрешность измерения пространственного положения контролируемого объекта [4].

### Определение параметров контрольного элемента ОЭС позиционирования с избирательной инвариантностью по коллимационным угловым координатам

Рассмотрим отдельно задачу независимого измерения двух углов – так называемых коллимационных угловых координат  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$ . В соответствии с выражениями (8) и (9) КЭ должен формировать отраженный пучок, каждый из двух параметров  $l_4, l_5$ , которого был бы чувствителен к одной из коллимационных угловых координат  $\Theta_1, \Theta_2$  и нечувствителен к остальным пяти пространственным координатам.

Инвариантность к линейным смещениям при чувствительности к угловым поворотам реализуется при работе КЭ в параллельном пучке лучей, который формируется автоколлиматором. [5].

Алгоритм автоколлимационного измерения угловых координат имеет вид [3]

$$\mathbf{B} = \mathbf{M}_\Theta \cdot \mathbf{A} = \mathbf{M}_r \cdot \mathbf{M}_d \cdot \mathbf{M}_r^{-1} \cdot \mathbf{A}, \quad (11)$$

где  $\mathbf{B}$  – орт отраженного пучка;  $\mathbf{A}$  – орт падающего на КЭ пучка;  $\mathbf{M}_\Theta$  – матрица действия общего вида зеркально–призмной системы, образующей КЭ. Матрица действия  $\mathbf{M}_\Theta$  общего вида определяется произведением матрицы действия  $\mathbf{M}_{dk}$  зеркально–призмной системы, записанной для некоторого исходного положения КЭ, и матриц прямого  $\mathbf{M}_r$  и обратного  $-\mathbf{M}_r^{-1}$  преобразований координат, описывающих поворот КЭ из исходного в текущее положение.

Матрица  $\mathbf{M}_r$  выражается через углы трех последовательных поворотов системы  $X_1 Y_1 Z_1$  относительно своих координатных осей и может быть задана в виде произведения трех матриц, каждая из которых описывает поворот на угол  $\Theta_1, \Theta_2$  или  $\Theta_3$  относительно одной оси. Следовательно, матрица  $\mathbf{M}_r$  может быть задана шестью способами, соответствующими различной последовательности поворотов относительно трех координатных осей. Ориентация орта  $\mathbf{B}$  в пространстве инвариантна относительно последовательности поворотов, определяющих матрицу  $\mathbf{M}_r$ .

Последовательность поворотов относит. осей	Задаваемые угловые Координаты	Значения коэффициентов		
		p	v	W
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_1 - \Theta_2 - \Theta_3$	1	1	1
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_3 - \Theta_1 - \Theta_2$	0	0	1
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_2 - \Theta_3 - \Theta_1$	0	1	0
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_3 - \Theta_2 - \Theta_1$	0	0	0
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_2 - \Theta_1 - \Theta_3$	1	1	0
$OX_1 - OY_1 - OZ_1$	$\Theta_1 - \Theta_3 - \Theta_2$	1	0	1

Таблица. Коэффициенты матрицы преобразования координат

При малых величинах угловых координат матрица  $M_r$  определяется общим выражением (12), где значения параметров  $p$ ,  $v$  и  $w$ , соответствующие различной последовательности поворотов, определяются столбцами 3, 4, 5 – см. таблицу [3].

$$M_r = \begin{bmatrix} 1 - \frac{1}{2}(\Theta_3^2 + \Theta_2^2) & -\Theta_3 + (1-w)\Theta_1\Theta_2 & \Theta_2 + (1-p)\Theta_1\Theta_3 \\ \Theta_3 + w\Theta_1\Theta_2 & 1 - \frac{1}{2}(\Theta_3^2 + \Theta_1^2) & -\Theta_1 + (1-v)\Theta_2\Theta_3 \\ -\Theta_2 + p\Theta_1\Theta_3 & \Theta_1 + v\Theta_2\Theta_3 & 1 - \frac{1}{2}(\Theta_2^2 + \Theta_1^2) \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Для обеспечения инвариантности к поворотам на угол  $\Theta_3$  относительно оси  $OZ_1$  необходимо начальное ориентирование КЭ относительно осей системы  $X_1Y_1Z_1$ , при котором вектор его основного неизменного направления был бы коллинеарен  $OZ_1$  [5].

Матрица  $M_{dk}$  действия зеркально-призмной системы, определяющей такой КЭ, имеет вид:

$$M_{dkz} := \begin{bmatrix} \cos(\omega) & -\sin(\omega) & 0 \\ \sin(\omega) & \cos(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & (-1)^k \end{bmatrix} \quad (13)$$

где  $k$  – количество отражений пучка, четное при положительном корне характеристического уравнения и нечетное при отрицательном;  $\omega$  – угол поворота пучка относительно вектора основного неизменного направления ОНН при отражении.

Определим составляющие орта  $\mathbf{B}$  отраженного пучка, подставив в выражение (11) матрицы (12), (13) и полагая падающий пучок осевым:  $A = [0 \ 0 \ -1]^T$ ,  $k$  – нечетное.

$$x = (\cos \omega + 1)[\Theta_2 - (p-1)\Theta_1\Theta_3] + \sin \omega [\Theta_1 + (v-1)\Theta_2\Theta_3], \quad (14)$$

$$y = (\cos \omega + 1)[- \Theta_1 - (v-1)\Theta_2\Theta_3] + \sin \omega [\Theta_2 - (p-1)\Theta_1\Theta_3]. \quad (15)$$

Как следует из выражений (14), (15), инвариантность параметров  $x$ ,  $y$  отраженного пучка по отношению к неизмеряемому углу  $\Theta_3$  реализуется при значениях  $p = 1$  и  $v = 1$  матрицы преобразования координат  $M_r$ . Составляющая  $x$  орта  $\mathbf{B}$  инвариантна к углу поворота  $\Theta_2$ , а составляющая  $y$  инвариантна к углу  $\Theta_1$  при величине параметра матрицы  $M_{dkz}$  действия  $\omega = 0^\circ$ . Значениям  $k=1$  и  $\omega = 0^\circ$  соответствует типичный КЭ для автоколлимационных измерений – плоское зеркало [5].

Выполним синтез КЭ для автоколлимационных измерений, соответствующий значению  $k=3$  матрицы действия.

Пусть  $\omega = 180^\circ + \Delta$ , где  $\Delta$  – малый угол. Выражения (14), (15) принимают вид:

$$x = (-\Theta_2 \cdot \Delta) \cdot \frac{\Delta}{2} - \Theta_1 \cdot \Delta, \quad (16)$$

$$y = (-\Theta_1 \cdot \Delta) \cdot \frac{\Delta}{2} - \Theta_2 \cdot \Delta. \quad (17)$$

Введем в рассмотрение некоторый малый угол  $\phi = \Delta/2$  ( $\sin(\phi) \approx \Delta/2$ ,  $\cos(\phi) \approx 1$ ). Тогда выражения (16), (17) принимают вид:

$$x = y_\phi \sin \phi + x_\phi \cos \phi, \quad (18)$$

$$y = x_\phi \sin \phi + y_\phi \cos \phi, \quad (19)$$

где  $x_\phi$  и  $y_\phi$  – составляющие орта  $\mathbf{B}$  по осям системы координат  $X_\phi Y_\phi Z_\phi$ , повернутой на малый угол  $\phi = \Delta/2$  относительно оси  $OZ$  неподвижной системы координат  $XYZ$  (рис. 2).

Составляющие орта отраженного пучка в системе координат  $X_\phi Y_\phi Z_\phi$  определяются как



$$\begin{aligned} x_{\phi} &= -\Theta_1 \cdot \Delta \\ y_{\phi} &= -\Theta_2 \cdot \Delta \end{aligned} \quad (20)$$

что соответствует требуемой инвариантности параметра пучка  $x_{\phi}$  по углу  $\Theta_2$  и параметра  $y_{\phi}$  – по углу  $\Theta_1$ .

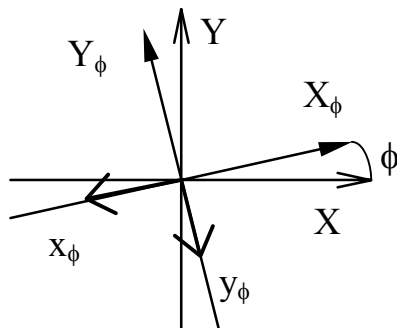


Рис. 2. Выбор системы координат

Значениям  $k=3$  и  $\omega=180^\circ \pm \Delta$ , где  $\Delta$  – малый угол, соответствует КЭ в виде тройного зеркала с некомпланарными нормальными, двугранные углы между которыми на малый угол отличаются от прямого.

Из выражений (20) следует, что рассматриваемый КЭ имеет коэффициент преобразования по измеряемому углу, значительно меньший, чем плоское зеркало ( $\Delta \ll 2$ ). Это позволяет значительно увеличить диапазон измеряемых углов по сравнению с традиционными автоколлимационными угломерами.

### Заключение

С использованием критерия избирательной инвариантности синтезирован контрольный элемент для автоколлимационной ОЭС позиционирования по коллимационным углам. При этом по отношению к углу скручивания  $\Theta_3$  обеспечивается полная инвариантность, а по взаимной инвариантности углов  $\Theta_1, \Theta_2$  – условная инвариантность, реализуемая при измерении параметров отраженного пучка в специально выбранной системе координат.

### Литература

1. Коняхин И.А., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Об инвариантности в оптико-электронных приборах и системах. // VI Международная конференция «Прикладная оптика», 18–21 октября 2004 г., Санкт-Петербург, Россия. Сборник трудов. Том. 1. Оптическое приборостроение. СПб, 2004. С. 46–48.
2. Теория оптических систем. Учебник для вузов / Б.Н. Бегунов, Н.П. Закаэнов, С.Н. Кирюшин, В.И. Кузичев. М. Машиностроение, 1981. 432 с., ил.
3. Джабиев А.Н., Коняхин И.А., Панков Э.Д. Автоколлимационные углоизмерительные средства мониторинга деформаций. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2000. 197 с.
4. Высокоточные угловые измерения. / Д.А. Аникст, К.М. Константинович, И.В. Меськин, Э.Д. Панков. Под ред. Ю.Г. Якушенкова, М.: Машиностроение, 1987. 480 с.
5. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1982. 128 с...

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ОБЪЕКТОВ ПРИ ИХ СПЕКТРОЗОНАЛЬНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ЛОКАЦИИ

О.П. Тимофеев, К.Г. Араканцев

В статье дано теоретическое обоснование метода расчета амплитудно-временной структуры сигналов, отраженных от крупногабаритных объектов, и представлены аналитические выражения, позволяющие определить импульсные характеристики крупногабаритных объектов, представленных совокупностью прямоугольных плоскостей.

При разработке и проектировании импульсных оптико-электронных систем (ИОЭС) обнаружения крупногабаритных объектов (КГО) возникает необходимость в знании амплитудно-временной структуры отраженных от КГО сигналов. Амплитудно-временная структура отраженных сигналов зависит от формы и длительности зондирующих импульсов, характеристик поля излучения, формы и габаритов КГО, а также от взаимного пространственного положения приемно-передающей ИОЭС и исследуемых КГО. Определение амплитудно-временной структуры КГО в общем случае представляет собой довольно сложную задачу, в основе решения которой лежит использование импульсных характеристик КГО, которые представляют собой отраженный от КГО сигнал при облучении  $\delta$ -импульсом излучения. При известных импульсных характеристиках отраженные сигналы можно определить по формуле [1]

$$\Phi_0(t) = k \int_0^t \Phi_n(x) g(t-x) dx, \quad (1)$$

где  $\Phi_n(t)$  – временная функция зондирующего импульса;  $g(t)$  – импульсная характеристика КГО;  $k$  – коэффициент, учитывающий условия облучения КГО, его отражающие характеристики, а также условия прохождения излучения в среде распространения и его приема.

Рассмотрим вопрос об определении импульсных характеристик КГО, которые для упрощения аналитических преобразований представим в виде совокупности прямоугольников (рис. 1, 2).

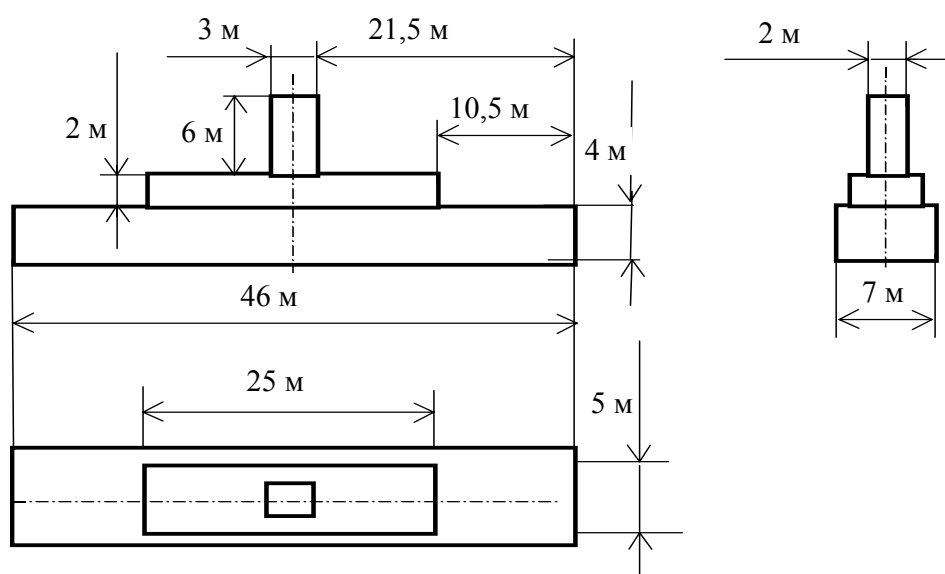


Рис. 1. Объект А

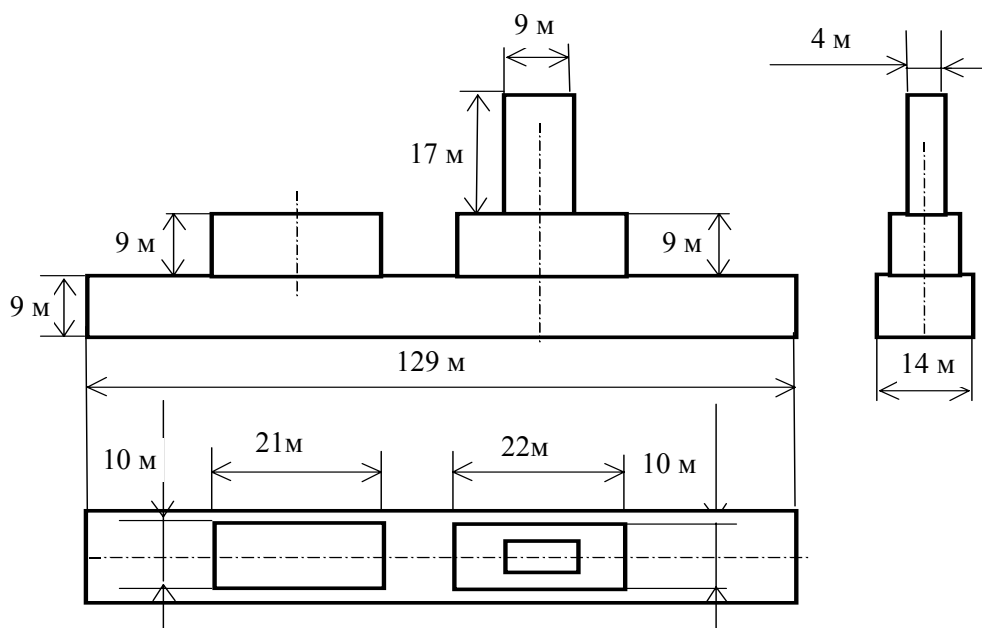


Рис. 2. Объект Б

Будем считать, что пятно излучения полностью перекрывает объект при любом ракурсе облучения, а фронт излучения плоский, что справедливо при достаточно большом удалении исследуемого КГО от ИОЭС. Кроме того, исключим из рассмотрения ситуацию, когда излучение падает на КГО под некоторым углом сверху вниз.

На рис. 3 представлены расположения фронтов  $\delta$ -импульса при облучении КГО А и Б под углом  $\alpha$  к их главным осям  $OO'$ . Буквами Е, F, G, H обозначены основные элементы КГО, а цифрами 1–8 – поверхности этих элементов. Использование рис. 3 позволяет проиллюстрировать определение импульсных характеристик КГО А и Б.

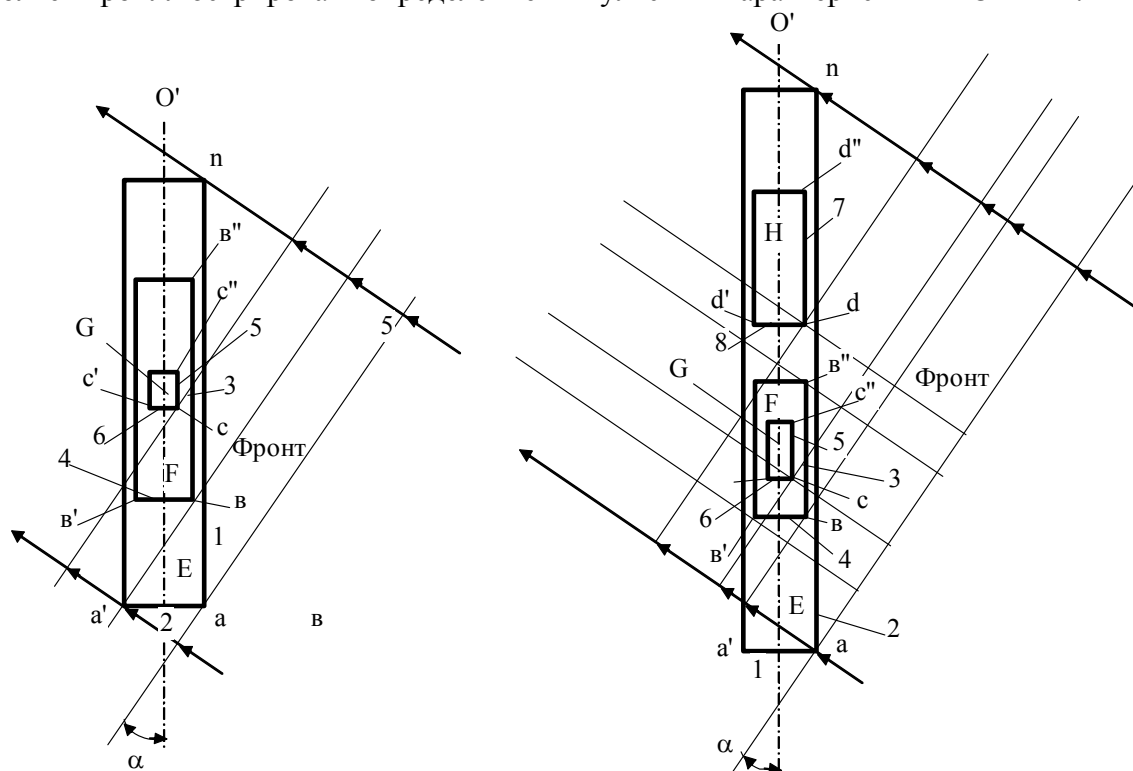


Рис. 3. Расположения фронтов  $\delta$  – импульса при облучении КГО А и Б под углом  $\alpha$  к их главным осям

Поскольку отдельные элементы объектов представлены в виде прямоугольников, то импульсные характеристики плоскостей, ограничивающих эти прямоугольники, будут иметь вид импульсов прямоугольной формы с длительностью  $\tau_i$  и амплитудой  $S_i$ , которые аналитически можно представить в виде [2]

$$g_i(t) = \begin{cases} \frac{S_i \cos \beta_i}{\tau_i}, & \tau_{zi} < t < \tau_{zi} + \tau_i, \\ 0, & t < \tau_{zi}, t > \tau_{zi} + \tau_i \end{cases}, \quad (2)$$

$$S_i = h_i L_i, \quad (3)$$

где  $S_i$  – площадь  $i$ -ой плоскости, ограничивающей какой-либо из элементов КГО,  $h_i$  – высота плоскости,  $L_i$  – длина плоскости,  $\beta_i$  – угол между нормалью к плоскости и направлением на ИОЭС,  $\tau_{zi}$  – время начала задержки импульсной характеристики  $i$ -ой плоскости.

Для плоскостей, расположенных параллельно главным осям  $OO'$  КГО и обозначенных на рис. 3 нечетными цифрами 1, 3, 5, 7, угол  $\beta = \alpha$ , следовательно,

$$g_{i \text{ неч}}(t) = \frac{S_i \cos \alpha}{\tau_i}, \text{ при } \tau_{zi} < t < \tau_{zi} + \tau_i. \quad (4)$$

Для плоскостей, расположенных перпендикулярно  $OO'$  и обозначенных четными цифрами 2, 4, 6, 8, угол  $\beta = 90^\circ - \alpha$ , тогда

$$g_{i \text{ чет}}(t) = \frac{S_i \cos(90^\circ - \alpha)}{\tau_i} = \frac{S_i \sin \alpha}{\tau_i}, \text{ при } \tau_{zi} < t < \tau_{zi} + \tau_i. \quad (5)$$

Длительность  $\tau_i$  импульсной характеристики нечетных плоскостей может быть вычислена по формуле:

$$\tau_{i \text{ неч}} = \frac{2L_i \sin \alpha}{C}, \quad (6)$$

а для четных

$$\tau_{i \text{ чет}} = \frac{2L_i \cos \alpha}{C}, \quad (7)$$

где  $C$  – скорость распространения излучения ( $C = 3 \cdot 10^8$  м/с). Наличие в (6) и (7) коэффициента, равного 2, обусловлено тем, что  $g_i(t)$  определяется с учетом запаздывания отраженных от дальних по отношению к ИОЭС участков плоскостей, обозначенных  $a', b', c', d', a'', b'', c'', d'', n$ , сигналов по сравнению с сигналами от ближайших к ИОЭС участков плоскостей, обозначенных  $a, b, c, d$ . Такой учет позволяет построить импульсные характеристики в масштабе отраженных сигналов, что упрощает использование выражения (1) для определения отраженных сигналов при облучении КГО импульсами, отличными от  $\delta$ -импульсов. После подстановки выражений (3), (6), (7) в формулы (4) и (5), соответственно, получим:

$$g_{i \text{ неч}}(t) = \frac{h_i \cos \alpha \cdot C}{2 \sin \alpha} = \frac{h_i}{2} \operatorname{ctg} \alpha \cdot C, \quad (8)$$

$$g_{i \text{ чет}}(t) = \frac{h_i \sin \alpha \cdot C}{2 \cos \alpha} = \frac{h_i}{2} \operatorname{tg} \alpha \cdot C. \quad (9)$$

Для элементов КГО Е, F, G, H импульсные характеристики будут определяться совокупностью импульсных характеристик плоскостей 1 и 2, 3 и 4, 5 и 6, 7 и 8, соответственно. Импульсная характеристика  $k$ -го элемента может быть записана в виде

$$q_k(t) = \frac{h_i C}{2} (\operatorname{ctg} \alpha + \operatorname{tg} \alpha) = \frac{h_i C}{\sin 2\alpha}. \quad (10)$$

Для упрощения дальнейшего определения амплитудно-временной структуры сигналов целесообразно начало отсчета импульсной характеристики КГО совместить с моментом прихода в точку приема сигнала от ближайшей к ИОЭС точки  $a$  элемента Е КГО. Для последующих элементов F, G, H начало импульсных характеристик будет отставать на величину  $\tau_{zi}$ , которая в соответствии с рис. 3 может быть определена по формуле

$$\tau_{zi} = \frac{1}{C} [(L_2 - L_{i\text{чет}}) \cos \alpha + 2\Delta_{i-2} \sin \alpha], \quad (11)$$

где  $L_2$  – длина плоскости 2,  $L_{i\text{чет}}$  – длина  $i$ -ой четной плоскости,  $\Delta_{i-2}$  – расстояние между  $i$ -ой четной плоскостью и плоскостью 2.

Остановимся на некоторых частных случаях. Пусть  $\alpha=0^\circ$ . Тогда в соответствии с (5) и (6) импульсные характеристики КГО представляют собой последовательность  $\delta$ -импульсов, которые определяют импульсные характеристики нечетных плоскостей, т.е.

$$g_{i\text{неч}}(t) = S_{i\text{неч}} \delta(t - \tau_{zi}), \quad (12)$$

где в соответствии с (11)

$$\tau_{zi} = \frac{L_2 - L_{i\text{чет}}}{C}. \quad (13)$$

При  $\alpha=90^\circ$  импульсные характеристики КГО представляют собой также последовательность  $\delta$ -функций, которые определяют импульсные характеристики четных плоскостей

$$g_{i\text{чет}}(t) = S_{i\text{чет}} \delta(t - \tau_{zi}), \quad (14)$$

где

$$\tau_{zi} = \frac{2\Delta_{i-2}}{C}, \quad (15)$$

что следует из (11).

На основании изложенных теоретических положений можно сделать следующие выводы:

1. Представление реальных объектов в виде совокупности прямоугольников значительно упрощает получение аналитических выражений для определения импульсных характеристик рассматриваемых объектов; кроме того, эти характеристики имеют достаточно простой вид.

2. Полученные выражения для импульсных характеристик плоских поверхностей позволяют рассчитать импульсные характеристики КГО в целом при различных ракурсах облучения.

3. По полученным импульсным характеристикам с использованием выражения (1) можно определить амплитудно-временную структуру сигналов, отраженных от КГО при облучении импульсами различной формы и длительности.

## Литература

1. Лебедько Е.Г. и др. Теория и расчет импульсных и цифровых ОЭС: Учебн. пособие. Л: Машиностроение, 1984. 191 с., ил.
2. Захаров А.В. и др. К расчету импульсных характеристик отражения тел в оптическом диапазоне / В кн.: Импульсная фотометрия. Вып. 5. Л: Машиностроение, 1978. С. 31–34.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЛАМБЕРТОВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Нгуен Ву Тунг, Е.Г. Лебедев

Рассматриваются импульсные характеристики элементарных ламбертовых поверхностей, которые являются первичными информационными параметрами для их идентификации.

При автоматной посадке космических аппаратов и платформ с транспортными средствами на планеты и астероиды для исключения возможности их опрокидывания может возникать необходимость анализа рельефа посадочной поверхности. Анализ должен проводиться на высотах порядка десятков километров от поверхности такими устройствами, которые, наряду с малыми весами и габаритами, обладают минимально возможным энергопотреблением. Создание таких устройств может основываться на трансформации пространственных признаков облучаемой поверхности во временные при ее моноимпульсной лазерной локации. При этом информационными параметрами, характеризующими рельеф поверхности, могут являться форма и длительность отраженных импульсных сигналов.

Для нахождения отраженных сигналов, прежде всего, необходимо владеть информацией об отражательных свойствах облучаемой поверхности.

Важной величиной, характеризующей отражательные свойства, является эффективная отражающая поверхность, которая определяется как [1]

$$Q_3 = \frac{\pi I}{E}, \quad (1)$$

где  $I$  – сила отраженного излучения в направлении приемного устройства,  $E$  – облученность в картинной плоскости облучаемого объекта.

В условия нестационарного облучения, когда дистанция распространения излучения за время его длительности становится сопоставимой с радиальной протяженностью облучаемой поверхности, наиболее полно отражающие свойства облучаемой поверхности описываются ее передаточной функцией [2]:

$$Q_3(j, \omega) = \frac{\pi I(j, \omega)}{E(j, \omega)}, \quad (2)$$

где  $I(j, \omega)$  и  $E(j, \omega)$  – Фурье-преобразование от временных функций  $I$  и  $E$ , соответственно.

Следует отметить, что значение передаточной функции поверхности при  $\omega = 0$  является эффективной отражающей поверхностью.

По аналогии с электрическими цепями, наряду с передаточной функцией поверхности, удобно рассматривать импульсные характеристики поверхностей, зная которые, можно посредством интеграла Дюамеля определять временные функции отраженных сигналов. Импульсные характеристики поверхностей представляют собой обратное Фурье-преобразование от передаточных функций поверхностей и являются отраженными сигналами от этих поверхностей при их облучении сигналом в виде дельта-функции.

Для оптически изотропной поверхности аналитическое выражение для импульсной характеристики поверхности определяется соотношением

$$g_s(t) = \iint_S r(\gamma) \cdot \cos^2(\gamma) \cdot \delta\left(t - \frac{2 \cdot z}{c}\right) ds, \quad (3)$$

где  $r(\gamma)$  – коэффициент яркости элемента поверхности,  $S$  – видимая облученная поверхность,  $\gamma$  – угол между направлением облучения и нормалью к элементу поверхно-

сти  $ds$ ,  $\delta(x)$  – дельта-функция,  $c$  – скорость света. Так как посадочные площадки имеют ограниченные размеры, то в первом приближении они могут аппроксимироваться элементарными ламбертовыми поверхностями.

Определим импульсные характеристики от таких элементарных поверхностей, как наклонная плоскость, ломаная плоскость, усеченный конус, усеченная выпуклая полусфера, вогнутая сфера.

Для наклонной плоскости, перекрывающей поле излучения, уравнение облучаемой поверхности можно представить соотношением:

$$\begin{cases} x^2 + (y - R)^2 \leq R^2 \\ z = y \cdot \operatorname{tg} \gamma \\ 0 \leq z \leq h \end{cases}, \quad (4)$$

где  $R$  – радиус пятна излучения,  $h$  – радиальная протяженность облучаемой поверхности (вдоль оси  $z$ ).

Для ламбертовых поверхностей выражение (3) принимает вид

$$g_s(t) = \iint_D \rho \cdot \cos \gamma \cdot \delta \left[ t - \frac{2 \cdot z(x, y)}{c} \right] dx \cdot dy, \quad (5)$$

где  $\rho$  – коэффициент диффузного отражения поверхности,  $D$  – проекция облучаемой поверхности  $s$  на плоскость  $xOy$ .

Решение зависимости (5) с учетом (4) приводит к формуле

$$g_s(t) = \rho \cdot A \cdot \sqrt{t \cdot \tau_1 - t^2}; \quad 0 \leq t \leq \tau_1 \quad (6)$$

где  $A = \cos \gamma \cdot \frac{(c \cdot \operatorname{ctg} \gamma)^2}{2}$ ,  $\tau_1 = \frac{2 \cdot h}{c}$ .

Нормированная по величине импульсная характеристика приведена на рис. 1а.

Определим импульсную характеристику ломаной плоскости, состоящей из трех участков. Средний участок ориентирован нормально к направлению излучения, а для двух остальных участков углы между направлением излучения и нормалью к поверхности составляют, соответственно,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . По аналогии с наклонной плоскостью импульсная характеристика для рассматриваемой ломаной плоскости будет определяться зависимостью

$$g_s(t) = \begin{cases} \rho \cdot A_1 \cdot \sqrt{t \cdot \tau_4 - t^2} & 0 \leq t < \tau_1 \\ \rho \cdot S_0 \cdot \delta(t - \tau_1) & \text{при } t = \tau_1 \\ \rho \cdot A_2 \cdot \sqrt{(t + \tau_2)(\tau_3 - t)} & \tau_1 < t \leq \tau_3 \end{cases}, \quad (7)$$

где  $A_i = \cos \gamma_i \cdot (c \cdot \operatorname{ctg} \gamma_i)^2 \cdot 2^{-1}$ , ( $i = 1, 2$ ),  $S_0$  – площадь поверхности, ориентированной нормально к направлению излучения,  $\tau_1 = \frac{2 \cdot h_1}{c}$ ,  $\tau_2 = \frac{2 \cdot (2 \cdot R \cdot \operatorname{tg} \gamma_2 - h)}{c}$ ,  $\tau_3 = \frac{2 \cdot h}{c}$ ,

$\tau_4 = \frac{4 \cdot R}{c \cdot \operatorname{ctg} \gamma_1}$ ,  $h_1$  – протяженность ближнего к падающему излучению наклонного участка поверхности,  $h$  – радиальная протяженность всей облучаемой поверхности.

На рис. 1б приведена сформированная импульсная характеристика ломаной плоскости для случая  $\gamma_1 = \gamma_2$

Уравнение поверхности усеченного конуса, ось вращения которого совпадает с направлением излучения, будет определяться соотношением

$$\begin{cases} x^2 + y^2 = (z + r \cdot ctg\alpha)^2 \cdot tg^2\alpha, \\ 0 \leq z \leq h. \end{cases}$$

В этом случае импульсная характеристика принимает вид:

$$g_y(t) = \rho \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \delta(t) + \rho \cdot \int_{y_H(t)}^{y_B(t)} \frac{\frac{dx}{dt}}{\sqrt{1+p^2+q^2}} \cdot dy = \quad ; \quad 0 \leq t \leq \tau_1, \quad (8)$$

$$= \rho \cdot \left[ B_0 \cdot \delta(t) + B_1 \left( t + \frac{2 \cdot r \cdot ctg\alpha}{c} \right) \right]$$

где  $B_0 = \pi \cdot r^2$ ,  $B_1 = \frac{\pi \cdot c^2 \cdot tg^2\alpha}{4 \cdot \sqrt{1+ctg^2\alpha}}$ ,  $\tau_1 = \frac{2 \cdot h}{c}$ ,  $r$  – радиус усеченной части,  $h$  – высота

усеченного конуса (радиальная протяженность облучаемой поверхности),  $2 \cdot \alpha$  – угол вершины конуса. На рис.1в приведена нормированная по величине импульсная характеристика усеченного конуса.

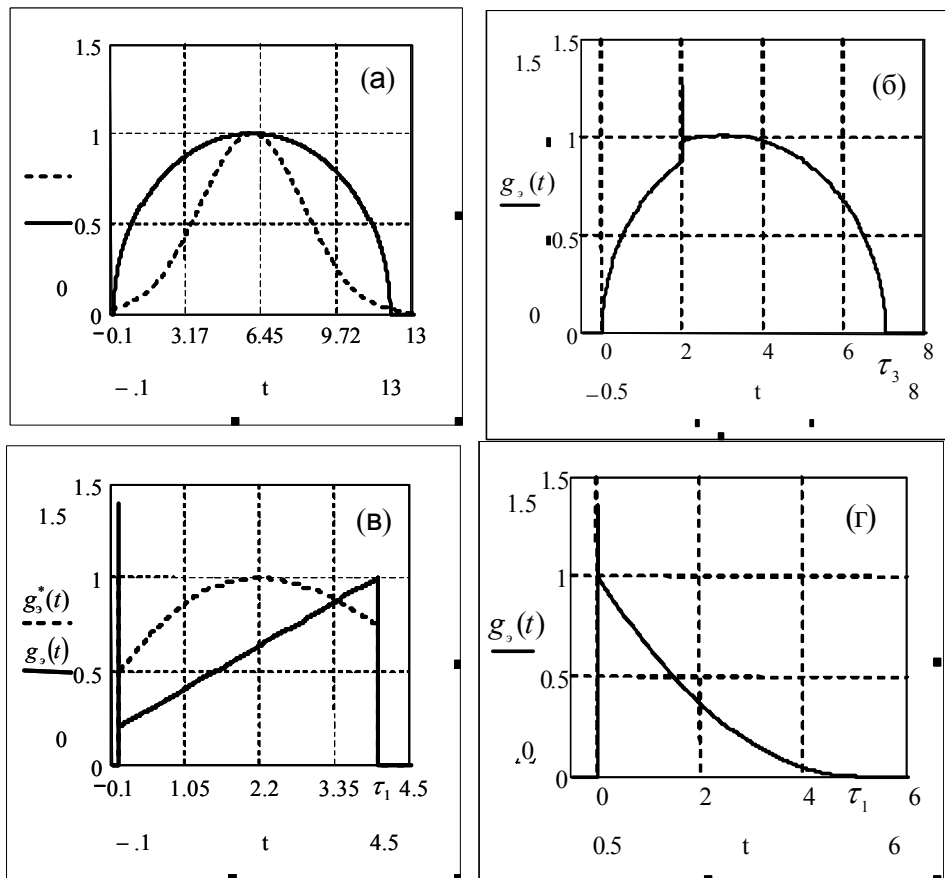


Рис.1.: Импульсные характеристики поверхностей: (а) – наклонная плоскость, (б) – логанная плоскость, (в) – усеченный конус, (г) – усеченная полусфера

Для усеченной выпуклой полусферы импульсная характеристика будет определяться зависимостью

$$g_y(t) = \rho \cdot \left[ B_2 \cdot \delta(t) + B_3 \cdot (\tau_1 - t)^2 \right], \quad 0 \leq t \leq \tau_1, \quad (9)$$

где  $B_2 = \pi \cdot (R^2 - h^2)$ ,  $B_3 = \frac{\pi \cdot c^3}{4 \cdot R}$ ,  $\tau_1 = \frac{2 \cdot h}{c}$ ,  $h$  – радиальная протяженность облучаемой поверхности. Следует отметить, что радиус пятна излучения совпадает с радиусом сферы.



На рис.1г представлена нормированная импульсная характеристика усеченной выпуклой полусферы.

Для вогнутой полусферы импульсная характеристика определяется зависимостью:

$$g_3(t) = \rho \cdot B_4 \cdot t^2; \quad 0 \leq t \leq \tau_1 \quad (10)$$

где  $B_4 = \frac{\pi \cdot c^3}{4 \cdot R}$ .

Временная функция для этой поверхности является зеркальным отображением импульсной характеристики выпуклой полусферы.

Следует отметить, что длительность импульсных характеристик зависит от радиальной протяженности облучаемой поверхности.

Импульсные характеристики поверхностей удобны при определении отраженных сигналов, когда для вычислений используется интеграл Дюамеля. Однако вследствие того, что импульсные характеристики являются финитными функциями, для нахождения отраженных сигналов  $f_2(t)$  при известных зондирующих сигналах  $f_1(t)$  необходимо раздельное вычисление интеграла

$$f_2(t) = \int_{t_1}^{t_2} f_1(\tau) \cdot g_3(t - \tau) \cdot d\tau$$

для временных значений  $t_1$  и  $t_2$ , зависящих от соотношения между длительностью излучаемого импульса  $\tau_0$  и временной протяженностью облучаемой поверхности  $\tau_i$ .

Например, при облучении усеченного конуса прямоугольным импульсом временные функции отраженных сигналов будут определяться соотношениями:

- для случая, когда длительность импульса излучения  $\tau_0$  меньше или равна временной протяженности облучаемой поверхности  $\tau_1$  ( $\tau_0 \leq \tau_1$ )

$$f_2(t) = a_0 \cdot \rho \cdot \begin{cases} B_1 \cdot \left( \frac{t^2}{2} + \frac{2 \cdot r \cdot \text{ctg} \alpha}{c} \cdot t \right) + B_0 & 0 \leq t \leq \tau_0 \\ B_1 \cdot \left[ \left( t + \frac{2 \cdot r \cdot \text{ctg} \alpha}{c} \right) \cdot \tau_0 - \frac{\tau_0^2}{2} \right] & \text{при } \tau_0 \leq t \leq \tau_1 \\ B_1 \cdot (\tau_0 + \tau_1 - t) \cdot \left( \frac{2 \cdot \text{ctg} \alpha}{c} + \frac{t - \tau_0 + \tau_1}{2} \right) & \tau_1 \leq t \leq \tau_0 + \tau_1 \end{cases} \quad ; \quad (11)$$

- для  $\tau_0 \geq \tau_1$

$$f_2(t) = a_0 \cdot \rho \cdot \begin{cases} B_1 \cdot \left( \frac{t^2}{2} + \frac{2 \cdot r \cdot \text{ctg} \alpha}{c} \cdot t \right) + B_0 & 0 \leq t \leq \tau_1 \\ B_1 \cdot \left( \frac{2 \cdot r \cdot \text{ctg} \alpha}{c} \cdot \tau_1 - \frac{\tau_1^2}{2} \right) + B_0 & \text{при } \tau_1 \leq t \leq \tau_0 \\ B_1 \cdot (\tau_0 + \tau_1 - t) \cdot \left( \frac{2 \cdot \text{ctg} \alpha}{c} + \frac{t - \tau_0 + \tau_1}{2} \right) & \tau_0 \leq t \leq \tau_0 + \tau_1 \end{cases} \quad . \quad (12)$$

На рис. 2а и 2б приведены нормированные по величине временные функции сигналов, отраженных от усеченного конуса, рассчитанные соответственно по формулам (11) и (12).

Расчет отражательных сигналов по импульсным характеристикам поверхностей предусматривает равномерность поля излучения и приема в рабочей зоне. Для учета параметров диаграмм направленности излучения  $\psi_1(\beta_x, \beta_y)$  и приема  $\psi_2(\beta_x, \beta_y)$  могут

быть использованы системные импульсные характеристики поверхностей, определенные соотношением

$$g_3^*(t) = \iint_S \psi_1(\beta_x, \beta_y) \psi_1(\beta_x, \beta_y) r(\gamma) \cdot \cos^2(\gamma) \delta\left(t - \frac{2z}{c}\right) ds .$$

Например, системные импульсные характеристики наклонной плоскости и усеченного конуса при гауссовых диаграммах направленности определяются следующими зависимостями:

- для наклонной плоскости

$$g_3^*(t) = \rho \cdot \frac{c \cdot \cos(\gamma) \cdot L_0 \cdot \theta_1}{2 \cdot \operatorname{tg}(\gamma) \cdot \sqrt{1 + \frac{\theta_1^2}{\theta_2^2}}} \cdot \exp\left(-\pi \cdot \frac{t^2}{\tau_3^2}\right), \quad (13)$$

где  $\tau_3 = \frac{2 \cdot \operatorname{tg}(\gamma) \cdot L_0 \cdot \theta_1}{c \cdot \sqrt{1 + \frac{\theta_1^2}{\theta_2^2}}}$ ;

- для усеченного конуса

$$g_3^*(t) = \rho \cdot \left[ B_0 \cdot \delta(t) + B_1 \cdot \left(1 + \frac{2z \cdot \operatorname{ctg}(\alpha)}{c}\right) \right] \cdot \exp\left[-\frac{\pi^2 \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha)}{L_0^2 \cdot \theta_1^2} \cdot \left(1 + \frac{\theta_1^2}{\theta_2^2}\right) \cdot \left(\frac{c \cdot t}{2} + h_1\right)\right]. \quad (14)$$

В формулах (13) и (14) обозначено:  $L_0$  – расстояние от источника излучения до поверхности,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  – ширина поля излучения и приема на уровне 0,5 от максимального значения.

Нормированные по величине временные функции системных импульсных характеристик, рассчитанные по формулам (13) и (14), приведены на рис. 1а и 1в пунктирными линиями.

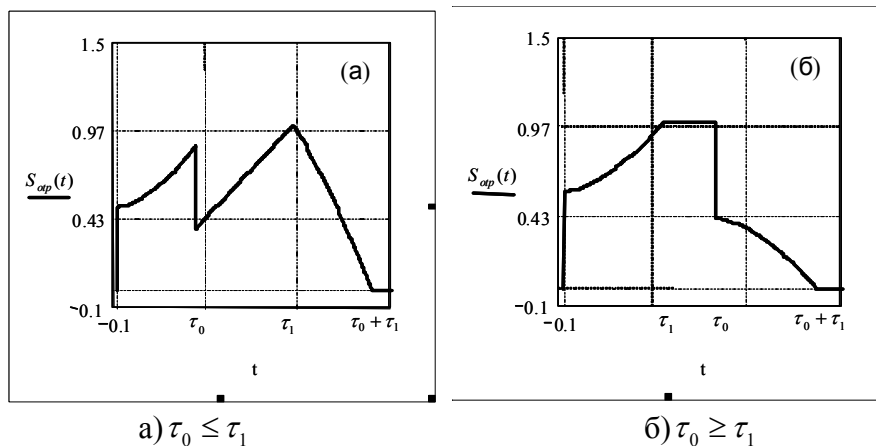


Рис. 2. Сигналы, отраженные от усеченного конуса

Как видно из приведенных примеров, форма и длительность импульсной характеристики поверхности являются первичными информационными параметрами, позволяющими идентифицировать поверхность при моноимпульсном ее облучении. Эти информационные параметры искажаются неравномерностью полей излучения и приема, а также зондирующим сигналом. Ввиду этого для проведения идентификации по отраженным сигналам необходимо не только облучать поверхность сверхкороткими импульсами, но и по возможности формировать равномерные поля излучения и приема. Тем не менее, использование временной протяженности импульсной характеристики

поверхности позволяет за один зондирующий импульс оценивать крутизну наклона посадочной поверхности с достаточно больших высот.

### **Литература**

1. Криксунов Л.З., Усольцев И.Ф. Инфракрасные системы М.: Сов. радио, 1968. 320 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.

# ИНВАРИАНТНОСТЬ В ОПТИЧЕСКИХ СХЕМАХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ КОНТРОЛЯ ПРОГИБА

А.А. Горбачев

В статье рассмотрены принципиальные особенности построения оптических схем двухканальной оптико-электронной измерительной системы контроля прогибов.

Важным фактором, позволяющим оценить состояние объектов, является определение угловых и линейных деформаций нагруженных элементов: плавающих доков, судов, летательных аппаратов, фундаментов реакторов, пролетов мостов, опор дамб, стенок доков и резервуаров [1, 2].

Для решения задач контроля деформаций широко используются оптико-электронные средства с кадровым анализом [3], позволяющие реализовать оперативные и высокоточные измерения, автоматизировать процесс снятия отсчетов и повысить достоверность получаемой информации. В большинстве случаев контроль прогиба является определяющим, и в этом случае измерения заключаются в регистрации смещений по вертикали, в то время как горизонтальные смещения не несут информативного смысла. Поэтому при создании оптико-электронных систем (ОЭС) целесообразно применять инвариантные оптические схемы, позволяющие исключить влияние возможных разворотов и нерегистрируемых смещений.

Цель работы заключается в рассмотрении принципиальных особенностей построения оптических схем двухканальной оптико-электронной измерительной системы контроля прогибов плавающего дока с кадровым анализом, инвариантных к нерегистрируемому смещению.

Кроме того, при измерении деформаций плавающих доков существенное влияние оказывает непостоянство характеристик воздушного тракта, обусловленное изменениями температуры и влажности воздуха. Частичное решение этой проблемы достигается уменьшением дистанции распространения оптического излучения. В этом случае ОЭС устанавливается между контрольными точками А и В в точку С (рис. 1).

Такие системы могут быть построены по коллимационной (рис. 1а) и автоколлимационной (рис. 1б) схемам. В коллимационных схемах используют контрольные элементы (КЭ) А и В активного типа (полупроводниковые излучающие диоды, лазеры). В автоколлимационных схемах КЭ А и В пассивные (зеркально-линзовые отражатели, призмы).

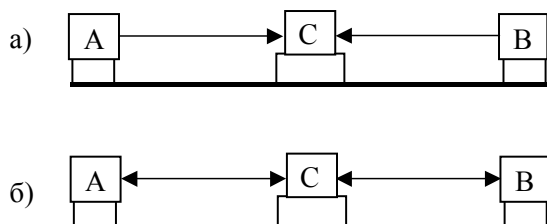


Рис. 1. Схемы двухканальной оптико-электронной системы контроля прогибов (а – коллимационная схема, б – автоколлимационная схема):

А – контрольный элемент 1, В – контрольный элемент 2, С – базовый блок

Базовый блок С двухканальной ОЭС можно построить либо на одном приемнике оптического излучения (ПОИ), либо на двух ПОИ. Система с одним ПОИ включает в себя оптическую схему отклонения лучей. Система с двумя ПОИ представляет из себя два телевизионных канала, один из которых направлен в сторону КЭ А, второй к КЭ В.

В системе с двумя ПОИ нет жесткой привязки к единой системе координат, приемники установлены друг относительно друга уже с некоторой погрешностью. Поэтому

в такой системе следует ожидать больших погрешностей измерения прогибов по сравнению с системой, использующей один ПОИ и отклоняющую оптическую систему.

В условиях тумана коэффициент пропускания атмосферы автоколлимационной схемы меньше коэффициента пропускания атмосферы коллимационной схемы за счет удвоения дистанции, пройденной оптическим излучением (при условии равенства коэффициентов пропускания оптической системы). Поэтому использование коллимационной схемы в двухканальной ОЭС с одним ПОИ и системой отклонения оптического излучения является предпочтительной в условиях изменяющейся влажности воздуха.

Отклоняющие оптическое излучение системы могут быть построены с помощью зеркально-призменных систем [4]. Плоские зеркала и зеркальные системы обычно применяются в тех случаях, когда велики поперечные габаритные размеры хода лучей в месте расположения отражающих элементов, требуется малая масса оптической системы, отсутствие хроматизма и малые светопотери в широкой области спектра. Когда же необходима наименьшая расстраиваемость отражательных элементов, расположенных в узком сечении световых лучей, целесообразно применение призм и призменных систем [5].

Зеркальные системы удобны в плане математического описания, поэтому рассматривать принципиальные особенности построения оптических схем двухканальной оптико-электронной измерительной системы контроля прогибов плавающего дока с кадровым анализом будем на основе таких систем.

Все существующие зеркальные системы можно представить в виде комбинации трех элементарных зеркальных систем: одиночного зеркала, углового зеркала, зеркального ромба. Зеркальный ромб приводит лишь к смещению оптической оси системы на двойной линейный базис (двойное расстояние между его зеркалами по направлению орта нормали первого по ходу лучей зеркала) [5], поэтому будем рассматривать только одиночное и угловое зеркало. В результате для создания двухканальной оптической схемы получается три варианта: два одиночных зеркала (рис. 2 а), одиночное и угловое зеркало (рис. 2 б), два угловых зеркала (рис. 2 в). Одиночные зеркала 1 и 2 (рис. 2) перпендикулярны друг другу, одиночные зеркала 1 и 3 расположены под углом  $45^\circ$  к оси  $x$  неподвижной системы координат (СК)  $x, y, z$ .

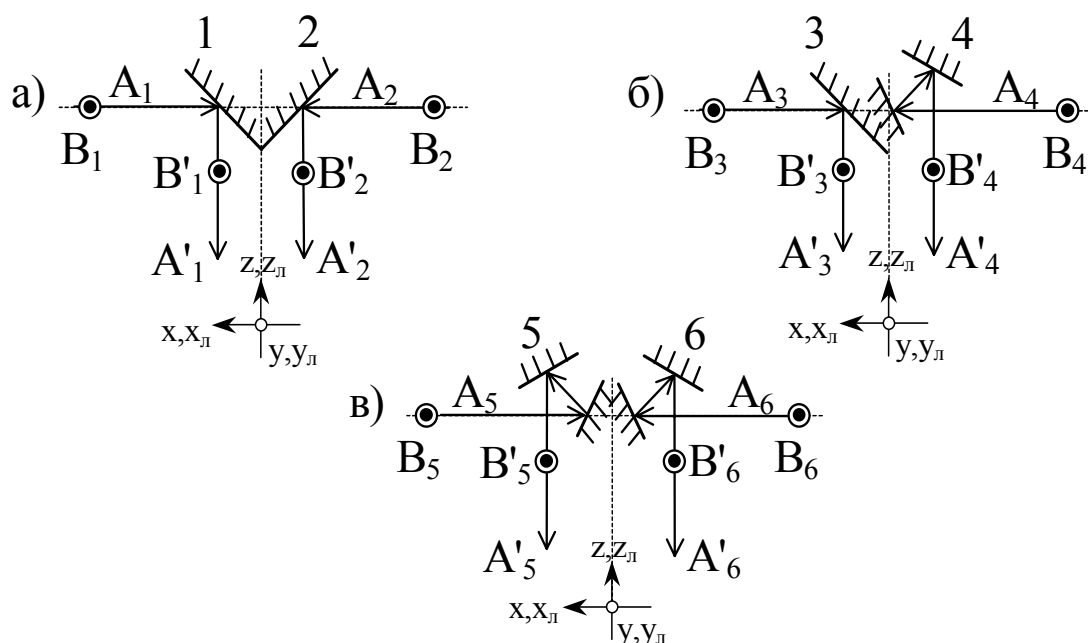


Рис. 2. Двухканальная оптическая схема с использованием двух одиночных зеркал (а), одного одиночного и одного углового зеркала (б), двух угловых зеркал (в)

Рассмотрим, как будут вести себя орты отраженных лучей  $A'$  и  $B'$  (орт  $A'$  характеризует направление отраженного излучения, орт  $B'$  – вертикальное смещение изображения КЭ) после разворотов зеркальных систем (рис. 2) относительно координатных осей  $x, y, z$ . Следует учесть, что плоскость изображения  $x_{л}y_{л}$  жестко связана с зеркальными системами, поэтому в процессе разворотов плоскость  $x_{л}y_{л}$  разворачивается вместе с зеркальными системами.

Орты направления отраженных лучей  $A'_1–A'_6$  и орты вертикальных смещений изображения КЭ  $B'_1–B'_6$  после поворота лучевой системы координат  $x_{л}y_{л}z_{л}$  (рис. 3) относительно осей  $x, y, z$  в неподвижной СК  $xuz$  определяются по формуле [6]:

$$X'_i = S_i^{-1}MS_i X, \quad (1)$$

где  $M$  – матрица действия системы плоских зеркал,  $S_i$  и  $S_i^{-1}$  – матрица перехода (поворота относительно оси  $i$  – оси  $x, y, z$ ) от исходной неподвижной СК  $xuz$  к лучевым осям системы и транспонированная матрица обратного перехода от осей  $x_{л}y_{л}z_{л}$  к исходным осям  $xuz$ ,  $X$  – орт луча  $A$  (орт направления падающего луча) или  $B$  (орт вертикального смещения КЭ),  $X'_i$  – орт луча  $A'_i$  (орт направления отраженного луча) или  $B'_i$  (орт вертикального смещения изображения КЭ) после поворота зеркальной системы вокруг оси  $i$  (оси  $x, y, z$ ).

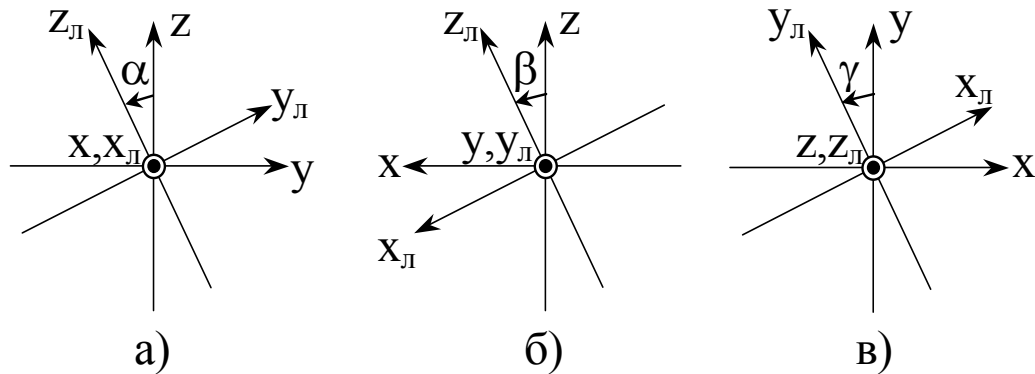


Рис. 3. Варианты поворотов лучевой системы координат  $x_{л}y_{л}z_{л}$  относительно неподвижной системы координат  $xuz$ : а) вокруг оси  $x$  на угол  $\alpha$ , б) вокруг оси  $y$  на угол  $\beta$ , в) вокруг оси  $z$  на угол  $\gamma$

Для неподвижной СК  $xuz$ , представленной на рис. 2, орты направления лучей  $A_1–A_6$  и орты вертикальных смещений  $B_1–B_6$  имеют следующий вид:

$$A_1 = A_3 = A_5 = \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad A_2 = A_4 = A_6 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad B_1 = B_2 = \dots = B_6 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Матрицы действия зеркальных систем в неподвижной СК  $xuz$  выглядят следующим образом:

$$M_1 = M_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_4 = M_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$M_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Для решения пространственных задач поворота так называемой лучевой системы  $x_{л}y_{л}z_{л}$  относительно неподвижных осей  $x, y, z$  (рис. 3) используют матрицы поворотов [4]:

$$S_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}, S_y = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix}, S_z = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Рассмотрим, как ведут себя орты направления отклонения лучей  $A'_1$ – $A'_6$  и орты вертикальных смещений  $B'_1$ – $B'_6$  после поворота зеркальной системы в неподвижной СК  $xuz$ . Подставляя известные значения в формулу (1), после преобразований получим:

$$A'_{x1} = A'_{x2} = \dots = A'_{x6} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \alpha \\ -\cos \alpha \end{pmatrix};$$

$$A'_{y1} = A'_{y2} = A'_{y3} = \begin{pmatrix} -\sin 2\beta \\ 0 \\ -\cos 2\beta \end{pmatrix}, A'_{y4} = A'_{y5} = A'_{y6} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix};$$

$$A'_{z1} = A'_{z3} = A'_{z5} = \begin{pmatrix} -\sin^2 \gamma \\ \sin \gamma \cdot \cos \gamma \\ -\cos \gamma \end{pmatrix}, A'_{z2} = A'_{z4} = A'_{z6} = \begin{pmatrix} \sin^2 \gamma \\ -\sin \gamma \cdot \cos \gamma \\ -\cos \gamma \end{pmatrix};$$

$$B'_{x1} = B'_{x3} = B'_{x4} = B'_{x6} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos^2 \alpha \\ \sin \alpha \cdot \cos \alpha \end{pmatrix}, B'_{x2} = B'_{x5} = \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos^2 \alpha \\ \sin \alpha \cdot \cos \alpha \end{pmatrix};$$

$$B'_{y1} = B'_{y2} = \dots = B'_{y6} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$B'_{z1} = B'_{z3} = B'_{z5} = \begin{pmatrix} -\sin \gamma \cdot \cos \gamma \\ \cos^2 \gamma \\ \sin \gamma \end{pmatrix}, B'_{z2} = B'_{z4} = B'_{z6} = \begin{pmatrix} -\sin \gamma \cdot \cos \gamma \\ \cos^2 \gamma \\ -\sin \gamma \end{pmatrix}.$$

В процессе вращения вокруг любой оси плоскость изображения  $x_ly_l$  вращается вместе с зеркальной системой, поэтому следует перейти к плоскости, ортогональной орту направления выходящего луча  $A'$ , с учетом поворота плоскости изображения  $x_ly_l$ . Для этого необходимо умножить орты  $A'$  и  $B'$  на матрицу поворота осей против часовой стрелки:

$$X''_i = S_i X'_i, \quad (2)$$

где  $X''_i$  – орт луча  $A''_i$  (орт направления отраженного луча  $A'_i$  с учетом поворота плоскости изображений) или  $B''_i$  (орт вертикального смещения изображения КЭ  $B'_i$  с учетом поворота плоскости изображений).

Тогда получим

$$A''_{x1} = A''_{x2} = \dots = A''_{x6} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix};$$

$$A''_{y1} = A''_{y2} = A''_{y3} = \begin{pmatrix} -\sin \beta \\ 0 \\ -\cos \beta \end{pmatrix}, A''_{y4} = A''_{y5} = A''_{y6} = \begin{pmatrix} \sin \beta \\ 0 \\ -\cos \beta \end{pmatrix};$$

$$A''_{z1} = A''_{z3} = A''_{z5} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \gamma \\ -\cos \gamma \end{pmatrix}, \quad A''_{z2} = A''_{z4} = A''_{z6} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \gamma \\ -\cos \gamma \end{pmatrix};$$

$$B''_{x1} = B''_{x3} = B''_{x4} = B''_{x6} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix}, \quad B''_{x2} = B''_{x5} = \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$B''_{y1} = B''_{y2} = \dots = B''_{y6} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$B''_{z1} = B''_{z3} = B''_{z5} = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \gamma \\ \sin \gamma \end{pmatrix}, \quad B''_{z2} = B''_{z4} = B''_{z6} = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \gamma \\ -\sin \gamma \end{pmatrix}.$$

Из полученных выражений можно сделать следующие выводы:

- 1) при опрокидывании зеркальных систем вокруг оси  $x$  на угол  $\alpha$  против часовой стрелки орты  $A'_{x1}$ – $A'_{x6}$  вращаются в плоскости  $xu$  вместе и синхронно (рис. 4 а), орты  $B'_{x2}$  и  $B'_{x5}$  (рис. 4 б) вращаются в направлении движения часовой стрелки, а орты  $B'_{x1}$ ,  $B'_{x3}$ ,  $B'_{x4}$  и  $B'_{x6}$  – против часовой стрелки на угол  $\alpha$ ;
- 2) при опрокидывании зеркальных систем вокруг оси  $y$  на угол  $\beta$  против часовой стрелки орты  $A'_{y1}$ – $A'_{y3}$  вращаются в плоскости  $xz$  вместе и синхронно (рис. 5 а), орты  $A'_{y4}$ – $A'_{y6}$  вращаются в направлении движения часовой стрелки на угол  $\beta$ , орты  $B'_{y1}$ – $B'_{y6}$  остаются без изменения;
- 3) при опрокидывании зеркальных систем вокруг оси  $z$  на угол  $\gamma$  против часовой стрелки орты  $A'_{z1}$ ,  $A'_{y3}$ ,  $A'_{z5}$ ,  $B'_{z1}$ ,  $B'_{y3}$  и  $B'_{z5}$  вращаются в плоскости  $yz$  в направлении, противоположном движению часовой стрелки (рис. 5 б), а орты  $A'_{z2}$ ,  $A'_{y4}$ ,  $A'_{z6}$ ,  $B'_{z2}$ ,  $B'_{y4}$  и  $B'_{z6}$  – по часовой стрелке на угол  $\gamma$ .

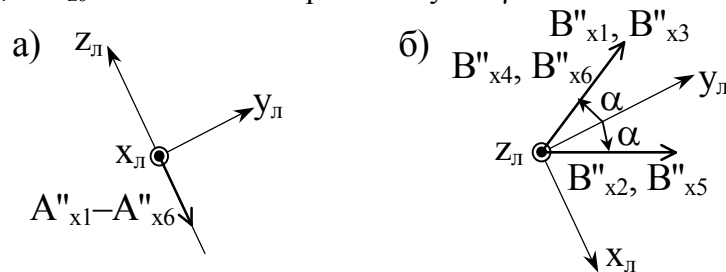


Рис. 4. Схема, поясняющая вращение выходящего луча и изображения в плоскости анализа при опрокидывании зеркальных систем вокруг оси  $x$  на угол  $\alpha$  против часовой стрелки

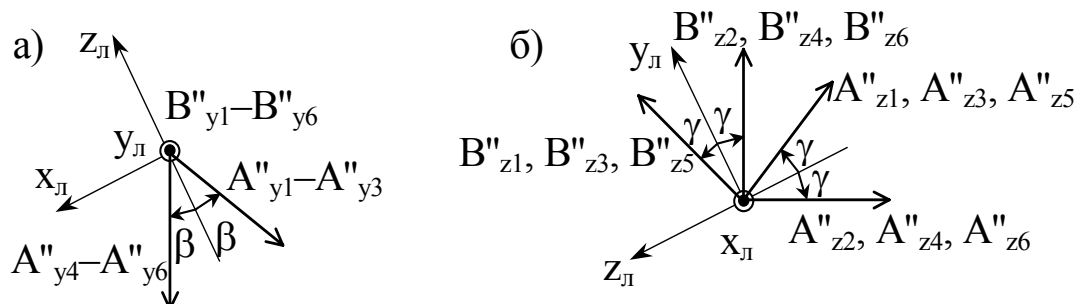


Рис. 5. Схема, поясняющая вращение выходящего осевого луча и изображения при опрокидывании зеркальных систем вокруг оси  $y$  на угол  $\beta$  (а) и оси  $z$  на угол  $\gamma$  (б) против часовой стрелки



Таким образом, для построения двухканальных оптико-электронных измерительных систем контроля прогибов плавающего дока с кадровым анализом целесообразно применять зеркальную систему с одним одинарным и одним угловым зеркалом (угол между зеркалами  $45^\circ$ ) или призмennую систему (призма AP- $90^\circ$  и пентапризма). Такие системы инвариантны к разворотам относительно оси  $y$ , а опрокидывание системы относительно осей  $x$  и  $z$  может быть скомпенсировано.

### Литература

1. Карасев В.И., Монэс Д.С. Методы оптических измерений при монтаже турбоагрегатов. М.: Энергия, 1973. 168 с.
2. Коротаев В.В., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Дистанционный автоматический контроль предельных деформаций экологически опасных крупногабаритных объектов. / В кн.: Экология и мониторинг окружающей среды, 1996.
3. Горбачев А.А., Коротаев В.В., Краснящих А.В., Тимофеев А.Н. Особенности обработки измерительной информации в распределенной оптико-электронной системе с двумя управляемыми источниками. / Современные технологии: Сборник научных статей /Под ред. С.А. Козлова, В.Л. Ткалич. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. 248 с.: ил. С. 43–50.
4. Грейм И.А. Зеркально-призмennые системы. М.: Машиностроение, 1981. 125с., ил.
5. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. 2-е изд., перераб. и доп. Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1982. 237 с., ил.
6. Погарев Г.В., Киселев Н.Г. Оптические юстировочные задачи: Справочник. Л.: Машиностроение, 1989.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Е.М. Буяновская, С.А. Козлов

Выведены уравнения эволюции поля встречных световых импульсов из малого числа колебаний в диэлектрических средах с нерезонансной дисперсией и безынерционной электронной нелинейностью. Проиллюстрированы изменения структуры поля и спектра низкоинтенсивного импульса при его взаимодействии с высокоинтенсивным встречным импульсом.

## Введение

Оптика импульсов из малого числа колебаний светового поля интересна как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Для таких импульсов перестает иметь физическое содержание понятие огибающей, поэтому при теоретическом изучении особенностей их распространения в различных оптических средах обычно анализируют динамику непосредственно поля излучения [1, 2]. К настоящему времени изучены многие явления нелинейной оптики импульсов из малого числа колебаний: их временное и спектральное уширение или сжатие, самофокусировка и др. [3–5]. В настоящей работе, по-видимому, впервые теоретически рассмотрено взаимодействие двух встречных предельно коротких (по числу колебаний) импульсов в прозрачной нелинейной среде.

## Уравнения динамики поля встречных импульсов при их взаимодействии в нелинейной среде

Эволюция поля световых импульсов из малого числа колебаний, спектр которых хотя и широк, но лежит в диапазоне прозрачности линейной диэлектрической среды, может быть описана уравнением [1, 2]

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{N_0}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 E}{\partial t^4} - \frac{2N_0}{c} bE - g \frac{\partial^2 E^3}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля излучения,  $c$  – скорость света в среде,  $z$  – направление его распространения,  $t$  – время,  $N_0, a, b$  – параметры, характеризующие нерезонансную зависимость показателя преломления

$$n = N_0 + ca\omega^2 - c \frac{b}{\omega^2} \quad (2)$$

от частоты  $\omega$ ,  $g = \frac{4\pi\chi}{c^2}$ ,  $\chi$  – нелинейная восприимчивость среды.

Уравнения динамики поля встречных волн будем искать в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E_+ dt' + F_+(E_+, E_-) = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E_- dt' - F_-(E_-, E_+) = 0, \end{cases} \quad (3)$$

причем эти выражения в линеаризованном виде следуют из линеаризованного уравнения (1) [1, 2] и описывают эволюцию поля  $E_+$  волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $z$ , и поля  $E_-$  волны, распространяющейся ей навстречу. Неизвестные функционалы  $F_+(E_+, E_-)$  и  $F_-(E_-, E_+)$  характеризуют взаимодействие встречных волн в нелинейной среде.

Продифференцировав уравнения (3) по  $z$ , получим:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_+}{\partial z^2} + \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_+}{\partial t^2} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial F_+}{\partial t} + \frac{\partial F_+}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial^2 E_-}{\partial z^2} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_-}{\partial t^2} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial F_-}{\partial t} - \frac{\partial F_-}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

Суммируя уравнения системы (4) и требуя, чтобы результирующее уравнение для  $E = E_+ + E_-$  приняло вид (1), для искомым функций  $F_+$  и  $F_-$  можно получить:

$$\begin{aligned} F_+ &= a_1 E_+^2 \frac{\partial E_+}{\partial t} + a_2 E_+^2 \frac{\partial E_-}{\partial t} + a_3 E_+ E_- \frac{\partial E_+}{\partial t} + a_4 E_+ E_- \frac{\partial E_-}{\partial t} + a_5 E_-^2 \frac{\partial E_+}{\partial t} + a_6 E_-^2 \frac{\partial E_-}{\partial t} \\ F_- &= b_1 E_-^2 \frac{\partial E_-}{\partial t} + b_2 E_-^2 \frac{\partial E_+}{\partial t} + b_3 E_- E_+ \frac{\partial E_-}{\partial t} + b_4 E_- E_+ \frac{\partial E_+}{\partial t} + b_5 E_+^2 \frac{\partial E_-}{\partial t} + b_6 E_+^2 \frac{\partial E_+}{\partial t}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $a_1 = a_2 = a_5 = b_1 = b_2 = b_5 = \frac{3gc}{2N_0}$ ,  $a_3 = a_4 = b_3 = b_4 = \frac{3gc}{N_0}$ .

Таким образом, уравнения, описывающие динамику поля встречных световых импульсов, решения которых являются и решениями полного уравнения (1), могут быть записаны в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E_+ dt' + \frac{3gc}{2N_0} \left[ (E_+ + E_-)^2 \frac{\partial E_+}{\partial t} + E_+ \frac{\partial E_-}{\partial t} (E_+ + 2E_-) \right] = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E_- dt' - \frac{3gc}{2N_0} \left[ (E_+ + E_-)^2 \frac{\partial E_-}{\partial t} + E_- \frac{\partial E_+}{\partial t} (E_- + 2E_+) \right] = 0. \end{cases} \quad (6)$$

### Аналитическое решение уравнений для случая взаимодействия встречных низко- и высокоинтенсивного импульсов

Рассмотрим случай взаимодействия полей низко- ( $E_+$ ) и высокоинтенсивного ( $E_-$ ) импульсов, для которых уравнения (6) упрощаются и принимают вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E_+ dt' + \frac{3gc}{2N_0} \left[ E_-^2 \frac{\partial E_+}{\partial t} + 2E_+ E_- \frac{\partial E_-}{\partial t} \right] = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E_- dt' - \frac{3gc}{2N_0} \left[ E_-^2 \frac{\partial E_-}{\partial t} \right] = 0. \end{cases} \quad (7a)$$

Как видно из системы (7), мы предполагаем, что низкоинтенсивная волна не влияет на распространение высокоинтенсивной, но для нее самой нелинейный характер распространения определяется только сильным полем встречной волны [6, 7]. Таким образом, уравнение (7a) для слабого поля  $E_+$  проанализируем в приближении заданного сильного поля встречной волны  $E_-$ .

Решение (7a) будем искать методом итераций в виде  $E_+ = \varepsilon_1 + \mu \varepsilon_2$ , где  $\mu$  – малый параметр, характеризующий нелинейность среды. При этом дисперсионные слагаемые в (7a) в настоящей работе будем полагать более высокого порядка малости. Тогда в первом приближении для  $\varepsilon_1$  получим уравнение

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} = 0, \quad (8)$$

которое при переходе в сопровождающую систему координат  $\tau = t - \frac{N_0}{c} z$ ,  $z' = z$  сводится к тривиальному уравнению

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z'} = 0. \quad (9)$$

Его решение  $\varepsilon_1(z') = const$ .

Во втором приближении имеем уравнение для  $\varepsilon_2$ :

$$\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} + \frac{\partial(E_-^2 \varepsilon_1)}{\partial t} = 0, \quad (10)$$

которое после аналогичного перехода в сопровождающую систему координат принимает вид:

$$\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial z'} + \frac{\partial(E_-^2 \varepsilon_1)}{\partial \tau} = 0. \quad (11)$$

Решение (11) имеет вид:

$$\varepsilon_2 = \int_{z_0}^{z'} \frac{\partial(E_-^2 \varepsilon_1)}{\partial \tau} dz''. \quad (12)$$

Таким образом, общее решение для поля низкоинтенсивного импульса в приближении заданного сильного поля встречного импульса может быть записано в квадратурах:

$$E_+ = \varepsilon_1 + \frac{3gc}{2N_0} \int_{z_0}^{z'} \frac{\partial(E_-^2 \varepsilon_1)}{\partial \tau} dz''. \quad (13)$$

Будем полагать поле высокоинтенсивного импульса имеющим вид  $E_- = E_{-0} q(\tau + 2z) \sin(\tau + 2z)$ , где  $q(\tau + 2z)$  – функция прямоугольника, ограничивающая синусоиду на некотором промежутке. Нулевое приближение поля слабого импульса зададим в виде  $\varepsilon_1 = E_{+0} f(\tau) \sin(\tau)$ , где  $f(\tau)$  – также функция прямоугольника. Тогда представляется возможным проинтегрировать (13) и получить простое аналитическое выражение для поля импульса низкой интенсивности после взаимодействия:

$$E_+ = E_{+0} \sin(t-z) f(t-z) + GE_{+0} f(t-z) q^2(t+z) [-3(\sin(3t+z'') - \sin(3t+z_0)) + 3(\sin(t+3z'') - \sin(t+3z_0)) - 2(\sin(t-z'') - \sin(t-z_0))], \quad (14)$$

где  $G = \frac{2\Delta n_{nl}}{4N_0}$ ,  $\Delta n_{nl} = gcE_{-0}^2$  характеризует нелинейное изменение показателя преломления

### Изменение поля и спектра низкоинтенсивного импульса при его взаимодействии со встречным высокоинтенсивным импульсом

На рис. 1–3 представлены иллюстрации решения (14). На рис. 1 приведены нормированные временные зависимости полей  $E_-$  высокоинтенсивного импульса и  $E_+$  - низкоинтенсивного импульса (при  $\frac{E_{+0}}{E_{-0}} = 0.2$ ).

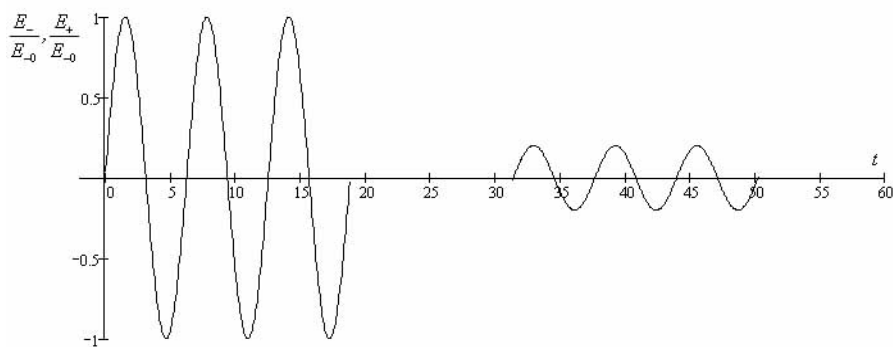


Рис. 1. Электрическое поле встречных импульсов до начала взаимодействия

На рис. 2 представлено изменение поля слабого импульса после взаимодействия ( $G = 0,25 \cdot 10^{-3}$ ).

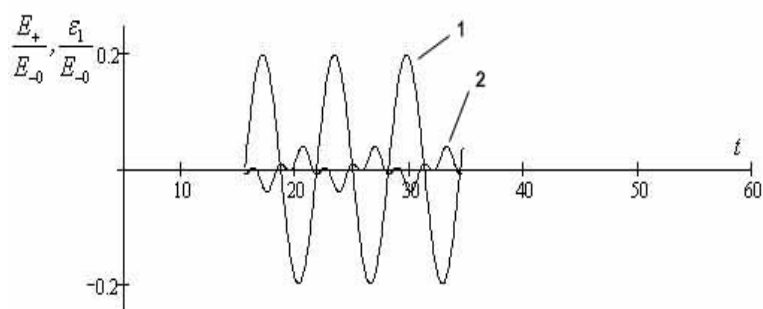


Рис. 2. Исходное распределение поля (1) и добавка (2) к нему, полученная за счет взаимодействия

На рис. 3 приведено результирующее поле низкоинтенсивного импульса после взаимодействия. Как видно из рисунка, происходит обострение структуры электрического поля излучения, характерное при формировании ударной волны.

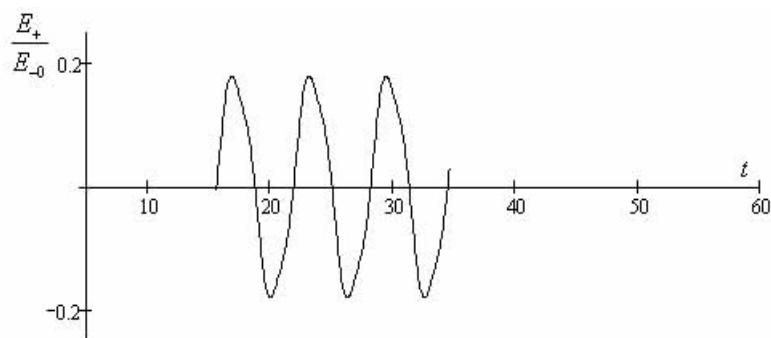


Рис. 3. Суммарное поле импульса, провзаимодействовавшего с полем встречного импульса

На рис. 4–5 проиллюстрированы исходный спектр низкоинтенсивного импульса и его изменение после взаимодействия с высокоинтенсивным импульсом в нелинейной среде.

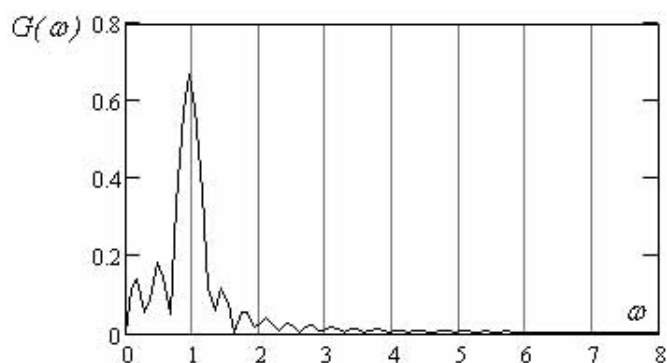


Рис. 4. Нормированный спектр поля импульса до взаимодействия

Из рис. 5 видно, что в спектре провзаимодействовавшего импульса появляется излучение на утроенной частоте, которое по максимальной амплитуде составляет примерно 8 % от амплитуды спектра исходного излучения на основной частоте.

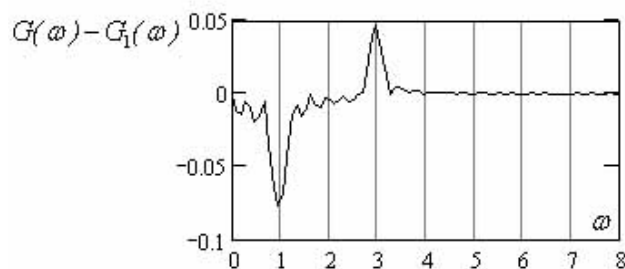


Рис. 5. Разница между спектрами взаимодействовавшего  $G$  и исходного  $G_1$  импульсов

### Заключение

В работе выведены уравнения эволюции поля встречных световых импульсов из малого числа колебаний в диэлектрических нелинейных средах. Показано, что в результате взаимодействия в нелинейной среде импульсов высокой и низкой интенсивностей происходит укрупнение формы электрического поля низкоинтенсивного импульса и появление в нем излучения на утроенной частоте.

Работа поддержана программой «Развитие научного потенциала высшей школы», грант РПН.2.1.1.6877

### Литература

1. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. В. 2. С. 404–418.
2. Козлов С.А. Нелинейная оптика импульсов предельно коротких длительностей. / В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики, СПб, 2000. С.12–34.
3. Shpolyanskiy Y.A., Belov D.L., Bakhtin M.A., Kozlov S.A. Analytic study of continuum spectrum pulse dynamics in optical waveguides. // Applied Physics B. 2003. V.77. №2–3. P. 349–356.
4. Белов Д.Л., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. О самосжатии спектрального суперконтинуума. // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т.69. №8. С.1128–1130.
5. Berkovsky A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Y.A. Self-focusing of few cycle light pulses in dielectric media. // Physical. Review. A72. 2005. 043821 (9 pages).
6. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 324 с.
7. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
8. Островский Л.А., Потапов А.И. Введение в теорию модулированных волн. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 400 с.

# ДИНАМИКА СРЕДНЕКВАДРАТИЧЕСКОЙ ШИРИНЫ СПЕКТРА СИММЕТРИЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ПОЛЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Ю.А. Шполянский, С.А. Козлов

Обобщена аналитическая зависимость среднеквадратической ширины спектра излучения от пройденного световым импульсом расстояния в оптическом волноводе, которая по входным параметрам излучения и характеристикам среды позволяет определять сценарии начальной эволюции спектра: его уширение, сохранение среднеквадратической ширины по мере распространения или сжатие. Рассчитаны количественные характеристики начальной динамики ширины спектра симметричного импульса из двух колебаний поля в полном капилляре, заполненном аргоном. Показано, что ширина спектра симметричных импульсов всегда увеличивается при учете обогащения спектра за счет генерации кратных гармоник. При этом для импульсов со спектром в области аномальной групповой дисперсии ширина фундаментального спектрального пика вблизи центральной длины волны может уменьшаться.

## Введение

Важнейшим направлением развития лазерной техники является освоение все более коротких временных диапазонов. К настоящему времени в лабораториях стали привычными фемтосекундные лазеры, ведутся эксперименты по генерации аттосекундных импульсов [1].

С прорывом в новый временной диапазон меняет облик и физика взаимодействия лазерного излучения с веществом. Так, распространение фемтосекундных импульсов в оптической среде без ее разрушения (по крайней мере, за длительность импульса) оказалось возможным при существенно больших интенсивностях излучения, чем для пикосекундных импульсов. Это привело к возможности свободно наблюдать нелинейные явления, которые в поле более длинных импульсов наблюдаются редко. Например, редкое для пикосекундного излучения явление генерации спектрального суперконтинуума [2] в фемтосекундной нелинейной оптике становится фундаментальным и наблюдается практически в любых средах [3].

В настоящей работе получено решение уравнения динамики континуумного спектра излучения в однородной изотропной среде с произвольной дисперсией линейной части ее показателя преломления и нерезонансной электронной нелинейностью. На основе приведенного решения выведены формулы, описывающие изменение среднеквадратической ширины спектра излучения в зависимости от расстояния, которое проходит импульс в нелинейной оптической среде. Эти формулы по входным параметрам излучения и характеристикам среды позволяют получать экспрессные предсказания сценариев начальной эволюции спектра: его уширение, неизменение с расстоянием или сжатие.

При анализе нелинейной динамики спектров фемтосекундных импульсов обычно рассматривается их сверхуширение. В настоящей работе мы обращаем внимание на возможность самосжатия континуумных спектров. Этот процесс проиллюстрирован численными расчетами на примере фемтосекундных импульсов в полых капиллярах, заполненных аргоном.

## Изменение спектра интенсивных световых импульсов в диэлектрических средах

Эволюция спектра  $G(z, \omega) = F(E(z, t))$ , где

$$F(E(z, t)) = \int_{-\infty}^{\infty} E(z, t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (1)$$

есть преобразование Фурье  $F$  от напряженности электрического поля  $E$  световых импульсов в диэлектрических средах, с зависимостями линейного показателя преломления  $n$  от частоты  $\omega$  произвольного вида  $n(\omega)$  и нелинейной части поляризационного отклика  $P_{нл}$  вида  $P_{нл} = \chi E^3$ , характерного для нерезонансного взаимодействия, описывается уравнением [4]

$$\frac{\partial G}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} G + i \frac{\omega^2 \chi}{\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(\omega - \alpha) G(\alpha - \beta) G(\beta)}{A(\omega, \alpha, \beta)} d\alpha d\beta = 0, \quad (2)$$

где  $z$  – направление распространения излучения,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\chi$  – кубичная нелинейная восприимчивость,  $A(\omega, \alpha, \beta) = \omega n(\omega) + (\omega - \alpha)n(\omega - \alpha) + (\alpha - \beta)n(\alpha - \beta) + \beta n(\beta)$ .

При переходе к новой переменной  $g$ , такой, что

$$G(\omega, z) = g(\omega, z) \exp[-iz\omega n(\omega)/c], \quad (3)$$

уравнение (1) преобразуется к виду

$$\frac{\partial g}{\partial z} = -i \frac{\omega^2 \chi}{\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega - \alpha) g(\alpha - \beta) g(\beta) \frac{\exp[iz\{2\omega n(\omega) - A(\omega, \alpha, \beta)\}/c]}{A(\omega, \alpha, \beta)} d\alpha d\beta. \quad (4)$$

Изменение  $g$  определяется обычно малой для диэлектриков нелинейностью среды, поэтому можно ожидать быстрой сходимости итерационной процедуры получения решения (3), например, методом последовательных приближений Пикара [5]. Как было показано в [6], в первой итерации это решение имеет вид

$$g^{[1]}(z, \omega) = g_0(\omega) + g_1(z, \omega),$$

где  $g_0(\omega) = g(0, \omega) = G(0, \omega)$  – спектр излучения на входе в среду (при  $z = 0$ ) и

$$g_1(z, \omega) = -i \frac{\omega^2 \chi}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_0(\omega - \alpha) g_0(\alpha - \beta) g_0(\beta) \frac{\exp[iz\{2\omega n(\omega) - A(\omega, \alpha, \beta)\}/c] - 1}{i\{2\omega n(\omega) - A(\omega, \alpha, \beta)\} A(\omega, \alpha, \beta)} d\alpha d\beta. \quad (4)$$

Продолжая согласно методу Пикара итерационную процедуру, для второго приближения имеем:

$$\frac{\partial}{\partial z} g^{[2]}(z, \omega) = -i \frac{\omega^2 \chi}{\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g^{[1]}(z, \omega - \alpha) g^{[1]}(z, \alpha - \beta) g^{[1]}(z, \beta) \frac{\exp[iz\{2\omega n(\omega) - A(\omega, \alpha, \beta)\}/c]}{A(\omega, \alpha, \beta)} d\alpha d\beta.$$

Интегрируя это уравнение от 0 до  $z$  и оставляя в правой части слагаемые, содержащие степени  $\chi$  не выше второй, получаем

$$g^{[2]}(z, \omega) = g^{[1]}(z, \omega) + g_2(z, \omega) = g_0(\omega) + g_1(z, \omega) + g_2(z, \omega), \quad (5)$$

где

$$g_2(z, \omega) = -3 \frac{\omega^2 \chi^2}{\pi^2 c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_0(\omega - \alpha) g_0(\alpha - \beta) g_0(\beta - \gamma) g_0(\gamma - \delta) g_0(\delta) \beta^2 \psi(\omega, \alpha, \beta, \gamma, \delta) d\alpha d\beta d\gamma d\delta, \\ \psi(\omega, \alpha, \beta, \gamma, \delta) = \frac{\exp[iz\{2\omega n(\omega) - B(\omega, \alpha, \beta, \gamma, \delta)\}/c] - 1}{i\{2\omega n(\omega) - B(\omega, \alpha, \beta, \gamma, \delta)\}/c} \frac{\exp[iz\{2\omega n(\omega) - A(\omega, \alpha, \beta)\}/c] - 1}{i\{2\omega n(\omega) - A(\omega, \alpha, \beta)\}/c}, \\ B(\omega, \alpha, \beta, \gamma, \delta) = \omega n(\omega) + (\omega - \alpha)n(\omega - \alpha) + (\alpha - \beta)n(\alpha - \beta) + (\beta - \gamma)n(\beta - \gamma) + (\gamma - \delta)n(\gamma - \delta) + \delta n(\delta). \quad (6)$$

Полагая дисперсию линейного показателя преломления  $n(\omega) = N_0 + \Delta n(\omega)$  слабой, т.е. считая  $\Delta n(\omega) \ll N_0 = \text{const}(\omega)$ , что характерно для прозрачных диэлектрических сред, а также ограничиваясь анализом лишь начальных тенденций развития спектра, разложим экспоненциальные функции в (4), (6) в ряд до слагаемых порядка  $z^2$  включительно. Тогда

$$g_1(z, \omega) \approx -i \frac{\omega \chi z}{2\pi c N_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_0(\omega - \alpha) g_0(\alpha - \beta) g_0(\beta) d\alpha d\beta +$$



$$+ \frac{3\omega\chi z^2}{4\pi c^2 N_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_0(\omega - \alpha) g_0(\alpha - \beta) g_0(\beta) \cdot \beta \cdot \{\Delta n(\omega) - \Delta n(\beta)\} d\alpha d\beta, \quad (7)$$

$$g_2(z, \omega) \approx - \frac{9\omega^2 \chi^2 z^2}{40\pi^2 c N_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_0(\omega - \alpha) g_0(\alpha - \beta) g_0(\beta - \gamma) g_0(\gamma - \delta) g_0(\delta) d\alpha d\beta d\gamma d\delta. \quad (8)$$

Многочисленные интегральные свертки в правых частях (7), (8) через преобразование Фурье могут быть переписаны в более компактной и удобной для дальнейшего анализа форме. Осуществляя такую процедуру и подставляя результат в (5), а также в соответствии с (3) возвращаясь к исходной переменной  $G$ , получаем:

$$G^{[2]}(\omega, z) \approx (G_0(\omega) + zI_0(\omega) + z^2J_0(\omega)) \exp[-i\omega n(\omega)z/c], \quad (9)$$

где

$$I_0(\omega) = - \frac{2\pi\chi}{cN_0} i\omega F(E_0^3), \quad (10)$$

$$J_0(\omega) = \left\{ \frac{3\pi\chi}{cN_0} i\omega F(E_0^2 E_D) - \frac{\pi\chi}{c^2 N_0} (i\omega)^2 n(\omega) F(E_0^3) \right\} + \frac{18\pi^2 \chi^2}{5c^2 N_0^2} (i\omega)^2 F(E_0^5), \quad (11)$$

и  $E_D(t) = F^{-1}\left(\frac{i\omega n(\omega)}{c} G_0(\omega)\right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i\omega n(\omega)}{c} G_0(\omega) \exp(i\omega t) d\omega$ . Нелинейные функционалы

от исходного спектра импульса  $I_0, J_0$  определяются параметрами импульса при  $z = 0$  ( $E_0(t) = E(0, t)$  – поле импульса при  $z = 0$ ) и характеристиками нелинейной дисперсионной среды. Правая часть (10) и первые два слагаемых в правой части (11), сгруппированные в фигурные скобки, соответствуют первой итерации метода последовательных приближений Пикара (7), третье слагаемое правой части (11) соответствует второй итерации и совпадает с правой частью (8). Слагаемые в фигурных скобках характеризуют изменение спектра импульса в результате совместного воздействия дисперсии и нелинейности среды. Правая часть (10) и третье слагаемое в правой части (11) связаны только с нелинейным воздействием среды на импульс.

### Изменение ширины спектра интенсивных световых импульсов в диэлектрических средах

Формула (9) может быть использована для вывода выражений, характеризующих начальную динамику ширины спектра импульса. Мы будем рассматривать изменение с расстоянием величины

$$\Delta\omega(z, \omega_{\min}, \omega_{\max})^2 = \frac{1}{W(z, \omega_{\min}, \omega_{\max})} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} [\omega - \langle \omega \rangle(z, \omega_{\min}, \omega_{\max})]^2 |G(\omega, z)|^2 d\omega =$$

$$= \langle \omega^2 \rangle(z, \omega_{\min}, \omega_{\max}) - \langle \omega \rangle(z, \omega_{\min}, \omega_{\max})^2 \approx \Delta\omega(0, \omega_{\min}, \omega_{\max})^2 + \sum_{i=1}^2 P_i(\omega_{\min}, \omega_{\max}) z^i, \quad (12)$$

которая представляет собой квадрат среднеквадратической ширины спектральной плотности импульса  $G(\omega z)$  в полосе частот  $\omega \in [\omega_{\min}, \omega_{\max}]$ ,  $0 \leq \omega_{\min} < \omega_{\max} \leq \infty$ ;  $P_i(\omega_{\min}, \omega_{\max})$ ,  $i = 1, 2$  – коэффициенты разложения  $\Delta\omega$  по степеням  $z^i$ . В (12) введена величина

$$W(z, \omega_{\min}, \omega_{\max}) = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} |G(\omega, z)|^2 d\omega \approx W(0, \omega_{\min}, \omega_{\max}) + \sum_{i=1}^2 M_{0,i}(\omega_{\min}, \omega_{\max}) z^i, \quad (13)$$

характеризующая энергию спектральных компонент импульса в полосе частот  $\omega \in [\omega_{\min}, \omega_{\max}]$ , и моменты спектральной плотности 1-го и 2-го порядков в этой же полосе частот:

$$\begin{aligned} \langle \omega^j \rangle (z, \omega_{\min}, \omega_{\max}) &= \frac{1}{W(z, \omega_{\min}, \omega_{\max})} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \omega^j |G(\omega, z)|^2 d\omega \approx \\ &\approx \langle \omega^j \rangle (0, \omega_{\min}, \omega_{\max}) + \sum_{i=1}^2 M_{j,i}(\omega_{\min}, \omega_{\max}) z^i, \quad j=1,2. \end{aligned} \quad (14)$$

В (13), (14)  $M_{j,i}(\omega_{\min}, \omega_{\max})$ ,  $j=0..2$ ,  $i=1,2$  – коэффициенты разложения соответствующих функций по степеням  $z^i$ . При  $\omega_{\min} = 0$ ,  $\omega_{\max} = \infty$  выражения (12)–(14) характеризуют динамику всего спектра импульса.

Из формулы (9) следует, что квадрат модуля спектральной плотности импульса, фигурирующий в (12)–(14), с точностью до слагаемых, содержащих степени  $z$  не выше второй, представляется в виде суммы

$$|G(\omega, z)|^2 \approx |G_0(\omega)|^2 + \sum_{i=1}^2 K_i(\omega) z^i, \quad (15)$$

где

$$K_1(\omega) = 2 \cdot [\operatorname{Re}(G_0(\omega)) \operatorname{Re}(I_0(\omega)) + \operatorname{Im}(G_0(\omega)) \operatorname{Im}(I_0(\omega))], \quad (16)$$

$$K_2(\omega) = |I_0(\omega)|^2 + 2 \cdot [\operatorname{Re}(G_0(\omega)) \operatorname{Re}(J_0(\omega)) + \operatorname{Im}(G_0(\omega)) \operatorname{Im}(J_0(\omega))]. \quad (17)$$

Очевидно, что коэффициенты  $M_{0,i}(\omega_{\min}, \omega_{\max})$ ,  $i=1,2$  в (13) выражаются через  $K_i(\omega)$  как

$$M_{0,i}(\omega_{\min}, \omega_{\max}) = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} K_i(\omega) d\omega. \quad (18)$$

С учетом (13), (18) коэффициенты  $M_{j,i}(\omega_{\min}, \omega_{\max})$ ,  $j=1,2$ ,  $i=1,2$  в (14) имеют вид:

$$M_{j,1}(\omega_{\min}, \omega_{\max}) = \frac{\int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} K_1(\omega) [\omega^j - \langle \omega^j \rangle (0, \omega_{\min}, \omega_{\max})] d\omega}{W(0, \omega_{\min}, \omega_{\max})}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} M_{j,2}(\omega_{\min}, \omega_{\max}) &= \\ &= \frac{\int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} [W(0, \omega_{\min}, \omega_{\max}) K_2(\omega) - M_{0,1}(\omega_{\min}, \omega_{\max}) K_1(\omega)] [\omega^j - \langle \omega^j \rangle (0, \omega_{\min}, \omega_{\max})] d\omega}{W(0, \omega_{\min}, \omega_{\max})^2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Коэффициенты  $P_i(\omega_{\min}, \omega_{\max})$ ,  $i=1,2$  в (12) связаны с  $M_{j,i}(\omega_{\min}, \omega_{\max})$  по формулам:

$$P_1(\omega_{\min}, \omega_{\max}) = M_{2,1}(\omega_{\min}, \omega_{\max}) - 2 \langle \omega \rangle (0, \omega_{\min}, \omega_{\max}) \cdot M_{1,1}(\omega_{\min}, \omega_{\max}), \quad (21)$$

$$P_2(\omega_{\min}, \omega_{\max}) = M_{2,2}(\omega_{\min}, \omega_{\max}) - M_{1,1}(\omega_{\min}, \omega_{\max}) - 2 \langle \omega \rangle (0, \omega_{\min}, \omega_{\max}) \cdot M_{1,2}(\omega_{\min}, \omega_{\max}). \quad (22)$$

Эти коэффициенты по параметрам импульса при  $z=0$  и характеристикам среды позволяют экспрессно, без решения нелинейного интегро-дифференциального уравнения (2), предсказывать начальную динамику среднеквадратической ширины спектра в полосе частот  $\omega \in [\omega_{\min}, \omega_{\max}]$  и делать выводы о том, какой из режимов начального уширения, сжатия или распространения с неизменяющейся шириной спектра будет иметь место.

### Динамика среднеквадратической ширины спектра симметричных импульсов в полых капиллярах

В настоящей работе применение полученных выше выражений проиллюстрируем на примере симметричных спектрально ограниченных гауссовых импульсов вида

$$E(t) = E_a \exp(-t^2 / \tau_p^2) \sin(\omega_0 t), \quad (23)$$

где  $E_a$  – «амплитуда» электрического поля,  $\omega_0$  – центральная частота,  $\tau_p$  – длительность входного импульса, распространяющихся в волноводе с полой сердцевиной радиуса 100  $\mu\text{м}$ , заполненном аргоном при нормальных условиях. В работе [7] показано, что для такой системы зависимость эффективной константы распространения от частоты излучения с учетом дисперсии волновода в первом приближении имеет вид

$$n(\omega) = N_0 + a\omega^2 - \frac{bc}{\omega^2}, \quad (24)$$

где  $N_0 = 1 + 27.92 \cdot 10^{-5}$ ,  $a = 1.47 \cdot 10^{-47} \text{ c}^3 \text{ см}^{-1}$ ,  $b = 8.67 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1} \text{ см}^{-1}$  [7,8]

Константа нелинейной кубической восприимчивости аргона при нормальных условиях в соответствии с [7, 9] оценивается как  $\chi = 1.05 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2 \text{ Вм}^{-1}$ . Важной характеристикой дисперсионной зависимости (24) является длина волны нулевой групповой дисперсии  $\lambda_D = 2\pi c^4 \sqrt{3a/b} \approx 895 \text{ нм}$ .

Несложно показать, что в случае нечетного относительно центра импульса распределения светового поля, в частности вида (23), выполняется  $K_1(\omega) \equiv 0$  и, следовательно,  $P_1 = 0$ . В работе [6] уравнение (1) было решено только в первой итерации метода последовательных приближений Пикара, поэтому анализировалась динамика несимметричных импульсов с начальной частотной модуляцией, для которых  $P_1 \neq 0$ . Полученные в настоящей работе выражения для второго приближения Пикара позволяют изучать, в том числе, и динамику симметричных импульсов.

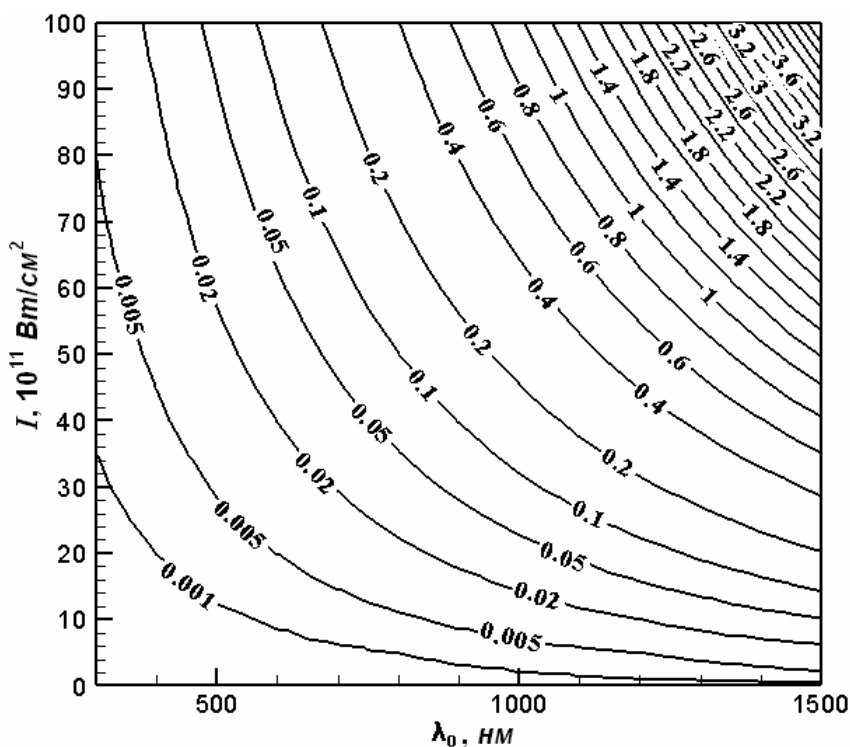


Рис.1. Зависимость коэффициента изменения спектра  $\tilde{P}_2(0, \infty)$  от центральной длины волны  $\lambda_0$  и интенсивности  $I$  для гауссовых импульсов с начальной длительностью в два периода колебаний светового поля в полном волноводе, заполненном аргоном

На рис. 1, 2 приведены карты уровней зависимостей нормированных коэффициентов  $\tilde{P}_2(0, \infty) = \frac{P_2(0, \infty)}{(a\omega_0^4)^2}$  и  $\tilde{P}_2(0, 2\omega_0) = \frac{P_2(0, 2\omega_0)}{(a\omega_0^4)^2}$  от входных параметров импульса с

начальной длительностью  $\tau_p = \frac{4\pi}{\omega_0}$  – центральной длины волны излучения  $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$  и

интенсивности  $I[\text{кВт}/\text{см}^2] = (3N_0/8\pi)E_a^2[\text{ГСЭ}]$ . Рис. 1 соответствует рассмотрению динамики спектра импульса в бесконечной полосе частот  $\omega \geq 0$  с учетом генерации кратных третьей и пятой гармоник, присутствующих в нелинейных функционалах  $I_0(\omega)$ ,  $J_0(\omega)$  – формулы (10), (11). Рис. 2 характеризует динамику ширины начального спектрального пика, центрированного на частоте  $\omega_0$  в полосе  $\omega \in [0, 2\omega_0]$ , т.е. без учета кратных гармоник. Сопоставление рис. 1, 2 показывает, что начальное уширение ( $\tilde{P}_2(0, \infty) > 0$ ) спектра симметричного спектрально ограниченного импульса, содержащего на входе в волновод лишь две полные осцилляции светового поля, при рассмотрении полного набора спектральных компонент реализуется для всего поля значений длины волны и интенсивности, однако начальная динамика ширины спектрального пика в полосе частот  $\omega \in [0, 2\omega_0]$  может характеризоваться как его уширением ( $\tilde{P}_2(0, 2\omega_0) > 0$ ) в области нормальной групповой дисперсии ( $\lambda < \lambda_D$ ), так и его самокомпрессией ( $\tilde{P}_2(0, 2\omega_0) < 0$ ) в области аномальной групповой дисперсии ( $\lambda > \lambda_D$ ) в определенном интервале значений интенсивности излучения при фиксированной длине волны.

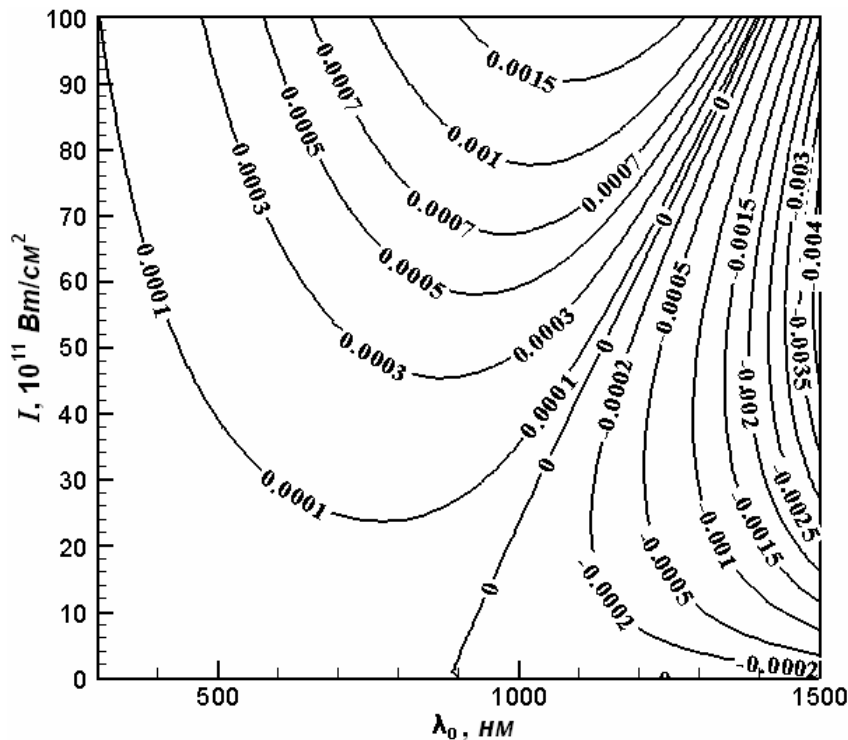


Рис. 2. Зависимость коэффициента изменения спектра  $\tilde{P}_2(0, 2\omega_0)$  от центральной длины волны  $\lambda_0$  и интенсивности  $I$  для гауссовых импульсов с начальной длительностью в два периода колебаний светового поля в полном волноводе, заполненном аргонем

Рис. 1, 2 позволяют определять режимы, при которых искомое начальное изменение ширины спектра реализуется, например, при заданной центральной длине волны, интенсивности или некоторых ограничениях на диапазон их изменения. Существует возможность определять различные экстремальные режимы. Например, рис. 2 позволяет выявить области параметров, при которых реализуется максимальное уширение или сжатие основного спектрального пика или, наоборот, его ширина не претерпевает существенных изменений.

Отметим, что благодаря использованию алгоритма быстрого преобразования Фурье при получении  $I_0(\omega)$ ,  $J_0(\omega)$ , численный расчет каждого из полей значений, представленных на рис. 1, 2, занимает менее 5 минут на персональном компьютере Pentium III с тактовой частотой 1 ГГц.

### Заключение

В настоящей работе уравнение динамики континуумного спектра излучения в однородной изотропной среде с произвольной дисперсией и нерезонансной электронной нелинейностью решено с точностью до второго приближения Пикара. На основе этого решения получена аналитическая зависимость среднеквадратической ширины спектра излучения от пройденного световым импульсом расстояния в оптическом волноводе, которая по входным параметрам излучения и характеристикам среды позволяет получать экспрессные предсказания сценариев начальной эволюции спектра: уширение, сохранение ширины спектра с расстоянием или сжатие. Рассчитаны количественные характеристики начального изменения ширины спектра симметричного импульса из двух колебаний поля в полном капилляре, заполненном аргоном, для диапазона значений центральной длины волны импульса 300–1500 нм и его интенсивности вплоть до  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Показано, что ширина спектра симметричных импульсов всегда увеличивается при учете обогащения спектра за счет генерации кратных гармоник. При этом для импульсов со спектром в области аномальной групповой дисперсии ширина исходного спектрального пика вблизи центральной длины волны может уменьшаться.

Настоящая работа частично поддержана грантами РФФИ N05-02-16556-а, ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» на 2002–2006 годы №02.442.11.7568 и ЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» РНП.2.1.1.6877. Научная деятельность Ю.А. Шполянского поддержана фондом некоммерческих программ Д. Зимина «Династия».

### Литература

1. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V.72. № 2. P.545–591.
2. Alfano R.R. The supercontinuum laser source. Berlin, Springer, 1989.
3. Brodeur A., Chin S.L. Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media. // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1999. V.16. №4. P. 637–650.
4. Bespalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A., Walmsley I.A. Simplified field wave equations for the nonlinear propagation of extremely short light pulses. // *Physical Review A.* 2002. V.66. P. 013811(1–10).
5. Корн Г., Корн. Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1977.832 с.
6. Белов Д.Л., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. О самосжатии спектрального суперконтинуума. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2005. Т. 69. №8. С. 1128–1130.
7. Беспалов В.Г., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Метод анализа динамики распространения фемтосекундных импульсов с континуумным спектром в прозрачной оптической среде. // *Оптический журнал.* 2000. Т.67. №4. С.5–14.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
9. Nisoli M. et al. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs. // *Opt. Lett.* 1997. V.22. № 8. P.522–524.

# ДИНАМИКА СИЛЬНОГО ПОЛЯ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов

В работе дан теоретический анализ условий доминирования различных физических факторов в самовоздействии поля световых импульсов из малого числа колебаний в диэлектриках в зависимости от интенсивности, длительности и спектрального состава излучения. Показано, что влияние плазменной нелинейности тем сильнее, чем больше длительность импульса и меньше центральная частота излучения, и для кварцевого стекла в поле импульсов длительностью 10 фс и центральной длиной волны 750 нм оно становится основным при интенсивностях, больших  $3 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>.

## Введение

Интерес к теоретическим исследованиям поведения вещества в поле высокоинтенсивных импульсов из малого числа колебаний светового поля связан с появлением в целом ряде научных лабораторий лазеров, генерирующих такие предельно короткие импульсы (ПКИ) [1].

При теоретическом изучении распространения ПКИ применение традиционного для нелинейной оптики метода медленно меняющейся огибающей светового импульса становится непродуктивным, так как понятие огибающей для них теряет свое физическое содержание. К настоящему времени в значительном числе работ самовоздействие ПКИ рассматривается на основе новых уравнений динамики непосредственно поля излучения [2–4].

Для ПКИ оптического диапазона интенсивность поля излучения, при которой за время прохождения импульса еще не происходит оптической пробой вещества, может превышать  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [5]. В этой ситуации необходим анализ новых механизмов нелинейности вещества, не наблюдавшихся в поле длинных импульсов такой интенсивности из-за его разрушения.

В работе [4] нами выведено уравнение динамики сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которое учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в свободном состоянии. Показано, что оно в пределе переходит в известное уравнение для огибающих фемтосекундных импульсов, которое описывает плазменную нелинейность диэлектриков в квазимонохроматическом приближении [6]. В настоящей работе проведена нормировка выведенного в [4] полевого уравнения дан анализ условий доминирования различных физических факторов, влияющих на динамику сильного поля ПКИ в диэлектрических средах. Приведены иллюстрации полей доминирования плазменной нелинейности в кварцевом стекле в зависимости от интенсивности, длительности и спектрального состава излучения.

## Уравнение динамики поля и его нормировка

Вывод уравнения динамики сильного поля в диэлектрической среде в [4] потребовал детального обсуждения природы и инерционности нелинейного отклика диэлектрика, которое было проведено на основе формализма матрицы плотности в приближении трехуровневой модели среды [7, 8]. Первый эффективный энергетический уровень этой модели соответствует основному состоянию оптических электронов (в твердом теле – валентной зоне), второй и третий отвечают группам их возбужденных состояний с одинаковой четностью (подзонам зоны проводимости). Для описания плазменной нелинейности, наблюдаемой в экспериментах с интенсивными фемтосекундными импульсами, третье энергетическое состояние рассматривается как зона квазисвободного движения электронов. Такое расширение не противоречит трехуровневому приближе-

нию, используемому при описании кубичной нелинейности поляризованности диэлектрических сред в работах [7, 8], так как они не делают предположений относительно структуры третьего уровня.

Как показано в [1], в приближении однонаправленного распространения волновое уравнение для самовоздействия ПКИ в изотропной диэлектрической среде, которое учитывает дисперсию линейного показателя преломления, безынерционную кубическую нелинейность, инерционность электронной нелинейности, обусловленную изменением населенностей и движением свободных электронов, имеет в сопровождающей системе координат вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g_3 \frac{\partial E^3}{\partial \tau} + \tilde{g}_3^{(1)} \frac{\partial(N_2^{\text{нн}} E)}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} \left( g_3^{(2)} E \left( \frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 + g_3^{(3)} E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \right) + \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\partial P^{\text{пл}}}{\partial \tau} = 0 \\ \frac{\partial N_2^{\text{нн}}}{\partial \tau} + \tau_{12}^{-1} N_2^{\text{нн}} = 2\alpha T_{21}^{-1} E^2 \\ \frac{\partial^2 P^{\text{пл}}}{\partial \tau^2} + \sigma \frac{\partial P^{\text{пл}}}{\partial \tau} = \varphi N_2^{\text{нн}} E^3 \end{cases} \quad (1)$$

где  $E$  – электрическое поле ПКИ,  $N_2^{\text{нн}}$  – медленно меняющаяся компонента населенности второго эффективного уровня,  $P^{\text{пл}}$  – поляризационный отклик подсистемы свободных электронов в поле ПКИ,  $\tau = t - \frac{n_0}{c} z$  – время,  $z$  – пространственная координата в сопровождающей системе,  $n_0$  – линейный показатель преломления вещества,  $c$  – скорость света в вакууме,  $g_3 = \frac{2n_2^{(0)}}{3c}$ ,  $\tilde{g}_3^{(1)} = \frac{\pi}{cn_0} \frac{\chi_3^{(1)}}{\alpha}$ ,  $g_3^{(2)} = \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\chi_3^{(2)}}{\omega_{21}^2}$ ,  $g_3^{(3)} = \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\chi_3^{(3)}}{\omega_{21}^2}$ ,

$\alpha = \frac{n_0^2 - 1}{8\pi\hbar\omega_{21}}$ ,  $\sigma = \frac{2}{\tau_c}$ . Здесь  $n_2^{(0)}$  – нелинейный показатель преломления в низкочастотном пределе при невысоких интенсивностях,  $E_g = \hbar\omega_{21}$  соответствует ширине запрещенной зоны диэлектрика,  $e$  – заряд,  $m_e$  – масса электрона,  $\tau_c$  – среднее время столкновительной релаксации свободных электронов, которое в диэлектриках имеет порядок десятков фемтосекунд.

$$\varphi = \frac{e^2}{m_e} \frac{|\bar{p}_{23}|^2}{(\hbar\omega_{32})^2}, \quad \chi_3^{(1)} = 4 \frac{|\bar{p}_{12}|^2}{(\hbar\omega_{21})^2} N_1^0 \left( \frac{|\bar{p}_{23}|^2}{\hbar\omega_{32}} - 2 \frac{|\bar{p}_{12}|^2}{\hbar\omega_{21}} \right), \quad \chi_3^{(2)} = \frac{2|\bar{p}_{12}|^2}{(\hbar\omega_{21})^2} N_1^0 \left\{ \frac{10|\bar{p}_{12}|^2}{\omega_{21}} + \frac{|\bar{p}_{23}|^2}{\omega_{32}} \cdot \left[ \left( 8 - \frac{2\omega_{21}^3}{\omega_{31}^2\omega_{32}} + \frac{4\omega_{21}^2}{\omega_{31}^2} + \frac{\omega_{21}}{\omega_{31}} + \frac{8\omega_{21}}{\omega_{32}} \right) \right] \right\},$$

$N_1^0$  – населенность основного состояния в отсутствие поля (концентрация поляризуемых частиц);  $\bar{p}_{ij}$  и  $\omega_{ij}$  – дипольные моменты и частоты, соответствующие переходам между уровнями  $i \rightarrow j$ ;  $T_{21}$ ,  $\tau_{12}$  – времена поперечной релаксации и релаксации населенностей в паре уровней (1, 2);  $|\bar{p}_{12}|^2 = \frac{(n_0^2 - 1)\hbar\omega_{21}}{8\pi N_1^0}$ ,

$|\bar{p}_{23}|^2 = \frac{2n_0 n_2^{(0)} \hbar\omega_{21} \hbar\omega_{31}}{3(n_0^2 - 1)} + \frac{(n_0^2 - 1)\hbar\omega_{21}}{8\pi N_1^0}$ , что дает оценки, хорошо соответствующие приведенным в [9]:  $|\bar{p}_{12}|^2 = 2.6 \cdot 10^{-18}$  ед. СГСЭ,  $|\bar{p}_{23}|^2 = 7.5 \cdot 10^{-18}$  ед. СГСЭ.

В первом уравнении системы (1) второе слагаемое описывает дисперсию линейного показателя преломления, третье – кубичную по полю безынерционную поляризацию, четвертое – вклад в поляризацию возрастания населенности возбужденного состояния, пятое – дисперсию нелинейного показателя преломления, шестое – плазменную нелинейность. Второе уравнение системы (1) описывает динамику населенности возбужденного состояния, третье – поляризационный отклик подсистемы свободных электронов.

Пренебрегая релаксационными процессами с характерными временами в десятки и сотни фемтосекунд, что допустимо при рассмотрении ПКИ длительностью в несколько фемтосекунд, мы приводим систему (1) к виду волнового уравнения, описывающего самовоздействие ПКИ в диэлектрической среде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g_3 \frac{\partial E^3}{\partial \tau} + g_3^{(1)} E^3 + g_3^{(1)} \frac{\partial E}{\partial \tau} \int_{\tau_0}^{\tau} E^2 d\tau' + \frac{\partial}{\partial \tau} \left( g_3^{(2)} E \left( \frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 + g_3^{(3)} E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \right) + \\ + g_5 \int_{\tau_0}^{\tau} E^3 d\tau' \int_{\tau_0}^{\tau'} E^2 d\tau'' = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

где  $g_3^{(1)} = \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\chi_3^{(1)}}{T_{21}}$ ,  $g_5 = \frac{4\pi}{cn_0} \frac{\alpha\varphi}{T_{21}}$ ,  $\tau_0$  – момент начала взаимодействия импульса со сре-

дой. Из уравнения (2) видно, что плазменная нелинейность является эффектом пятого порядка по полю. Однако последний член является существенно инерционным, т.е. «отслеживает» историю изменения поля на сравнительно большом временном промежутке, а не мгновенную динамику поля. Поэтому описываемый им процесс можно интерпретировать как кубичную по полю динамику мгновенной поляризации, наложенную на процесс медленного изменения параметров среды – населенностей эффективных энергетических уровней. Те же соображения можно применить для пятого слагаемого уравнения (2), которое описывает динамику линейной поляризации, сопровождаемую медленным изменением условий взаимодействия поля и вещества.

Уравнение (2) описывает взаимодействие линейно поляризованной плоской волны с широкозонными изотропными диэлектрическими средами, когда спектр излучения полностью лежит в диапазоне прозрачности среды. Интенсивность излучения лежит в пределах  $I = 1 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{14} \text{ Bm/cm}^2$ . Временная продолжительность ПКИ составляет несколько фемтосекунд, что позволяет рассматривать только электронную нелинейность вещества, пренебрегая прочими механизмами нелинейности оптических сред из-за их инерционности.

Обозначим максимальную амплитуду электрического поля импульса на входе в среду  $E_0$  и определим центральную частоту спектра импульса как

$$\langle \omega \rangle = \int_0^{\infty} \omega G(\omega) d\omega \Big/ \int_0^{\infty} G(\omega) d\omega, \text{ где } G(\omega) - \text{ начальная спектральная плотность импульса,}$$

нормированную амплитуду  $\tilde{E} = E / E_0$ , временную  $\tilde{\tau} = \langle \omega \rangle \tau$  и пространственную  $\tilde{z} = a \langle \omega \rangle^3 z$  координаты, длительность импульса  $\tilde{T} = \tilde{\tau}_1 - \tilde{\tau}_0$ , где  $\tilde{\tau}_0$  – время начала, а  $\tilde{\tau}_1$  – окончания импульса. Подставляя введенные обозначения в (2), получим нормированное уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial^3 \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}^3} + \tilde{g}_3 \frac{\partial \tilde{E}^3}{\partial \tilde{\tau}} + \tilde{g}_3^{(1)} \left( \tilde{E}^3 + \tilde{T} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}} \int_{\tau_0/\tilde{T}}^{\tau/\tilde{T}} \tilde{E}^2(\tilde{T}\tau') d\tau' \right) + \frac{\partial}{\partial \tilde{\tau}} \left( \tilde{g}_3^{(2)} \tilde{E} \left( \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}} \right)^2 + \tilde{g}_3^{(3)} \tilde{E}^2 \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}^2} \right) + \\ + \tilde{g}_5 \int_{\tau_0/\tilde{T}}^{\tau/\tilde{T}} \tilde{E}^3(\tilde{T}\tau') d\tau' \int_{\tau_0/\tilde{T}}^{\tau'} \tilde{E}^2(\tilde{T}\tau'') d\tau'' = 0 \end{aligned} \quad (3)$$



$$\text{где } \tilde{g}_3 = \frac{2\pi}{cn_0} \chi_3 \frac{E_0^2}{a \langle \omega \rangle^2}, \quad \tilde{g}_3^{(1)} = \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\chi_3^{(1)}}{T_{21}} \frac{E_0^2}{a \langle \omega \rangle^3}, \quad \tilde{g}_3^{(2)} = \frac{A}{c\omega_{21}^2} (1-3\zeta) \frac{E_0^2}{a}, \quad \tilde{g}_3^{(3)} = \zeta \tilde{g}_3^{(2)},$$

$$\tilde{g}_5 = \frac{4\pi}{cn_0} \frac{\alpha}{T_{21}} \varphi \frac{\tilde{T}^2 E_0^4}{a \langle \omega \rangle^5}, \quad \zeta = \frac{\chi_3^{(2)}}{\chi_3^{(3)}}, \text{ выражение } n_2(\omega) = n_2^{(0)} + A\omega^2 \text{ аппроксимирует экспери-}$$

ментальную зависимость нелинейного показателя преломления от частоты (см. [10]), выражения  $\tilde{E}$ ,  $\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}}$ ,  $\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}^2}$  и т.п. имеют порядок единицы, коэффициент при слагаемом, описывающем линейную дисперсию, равен 1, интегрирование производится по единичному промежутку.

### Анализ влияния характеристик импульса на его самовоздействие в кварцевом стекле

Нормированное уравнение (3) позволяет оценить соотношение слагаемых, описывающих линейную и нелинейную поляризацию, в зависимости от свойств среды и импульса: линейного и нелинейного показателя преломления среды, спектра и интенсивности импульса на входе в среду. Данное соотношение диктует необходимость учета вклада определенного эффекта в конкретной физической ситуации или позволяет обоснованно пренебречь им.

Определим значения коэффициентов уравнения (3) для случая распространения в кварцевом стекле импульса с интенсивностью  $I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ , центральной длиной волны  $\lambda = 390 \text{ нм}$  и временной длительностью  $T = 100 \text{ фс}$  (соответствующей приблизительно 8 колебаниям). Для параметров линейной и нелинейной дисперсии кварцевого стекла используем экспериментальные и теоретически обоснованные значения, приведенные в работах [9–14]. В этой ситуации значения коэффициентов составят: для кубичной безынерционной нелинейности  $\tilde{g}_3 = 1.3 \cdot 10^{-1}$ ; для динамики населенности возбужденного состояния:  $\tilde{g}_3^{(1)} = 0.19 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{T}g_3^{(1)} = 0.14 \cdot 10^{-1}$ ; для дисперсии нелинейного показателя преломления:  $\tilde{g}_3^{(2)} = 0.67 \cdot 10^{-1}$ ,  $\tilde{g}_3^{(3)} = -0.23 \cdot 10^{-1}$ ; для плазменного компонента  $\tilde{g}_5 = 0.13 \cdot 10^{-1}$ . В рассмотренной ситуации эффект изменения нелинейного показателя преломления с ростом частоты значителен, что подтверждается экспериментальными данными [10].

Рис. 1 иллюстрирует зависимость компонент нелинейного показателя преломления от центральной длины волны импульса  $\lambda = 2\pi \langle \omega \rangle^{-1}$  при указанной интенсивности.

Интерес представляет также картина соотношения между коэффициентом безынерционной кубичной нелинейности и коэффициентом плазменной нелинейности в зависимости от длительности импульса, частоты и интенсивности излучения. Рис. 2 иллюстрирует изменение соотношения указанных коэффициентов при интенсивности  $I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  в оптическом диапазоне при изменении длительности от 5 до 25 фс.

Рис. 3 и 4 отражают картину соотношения коэффициентов в конце импульса фиксированной длительности (10 и 40 фс соответственно) также в оптическом диапазоне при изменении интенсивности в пределах  $I = 10^{13} - 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  в первом случае и  $I = 10^{12} - 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  во втором. Но следует отметить, что степень участия плазменных явлений в самовоздействии импульса во многом определяет его пространственно-временной профиль, в особенности, если характерный масштаб его изменения сопоставим с размерами импульса в целом.

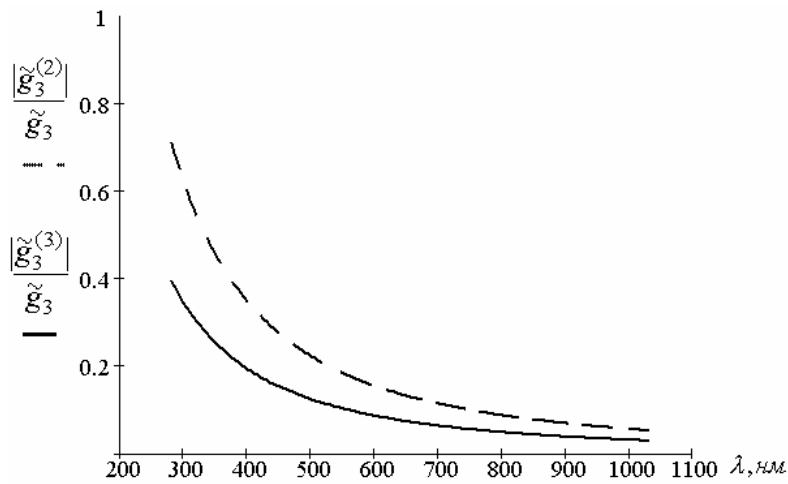


Рис. 1. Зависимость компонент нелинейного показателя преломления от центральной длины волны импульса

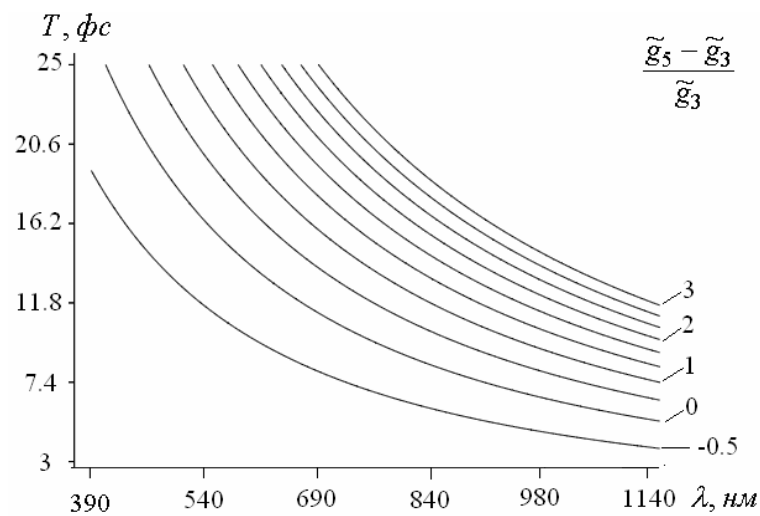


Рис. 2. Соотношение коэффициентов безынерционной кубичной и плазменной нелинейности в зависимости от длины волны и длительности импульса ( $I = 1 \cdot 10^{13} \text{ Вм/см}^2$ )

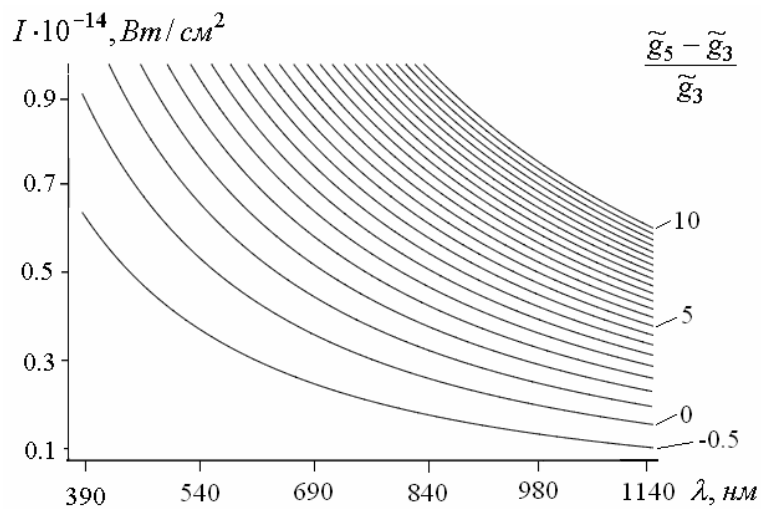


Рис. 3. Соотношение коэффициентов безынерционной кубичной плазменной нелинейности в зависимости от интенсивности и длины волны излучения ( $T=10 \text{ фс}$ )

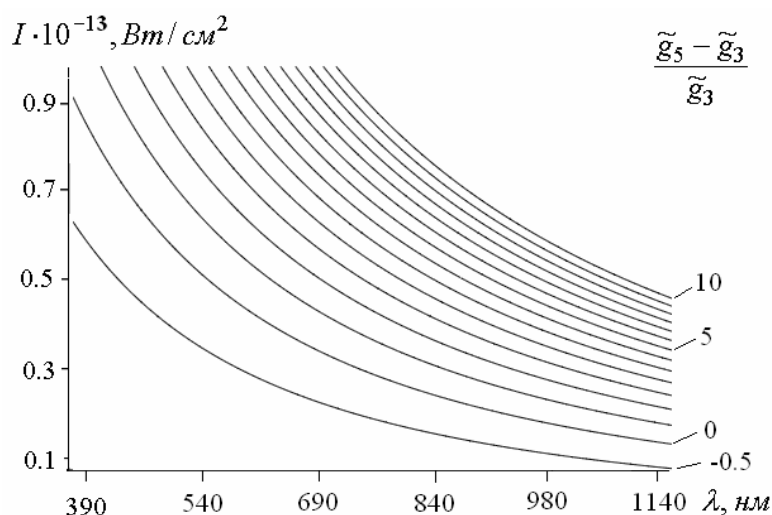


Рис. 4. Соотношение коэффициентов безынерционной кубической и плазменной нелинейности в зависимости от интенсивности и длины волны излучения ( $T=40$  фс)

Таким образом, при распространении в изотропной диэлектрической среде ПКИ с интенсивностью  $I = 10^{12} - 10^{14} \text{ Вм/см}^2$  и центральной частотой, лежащей в оптическом диапазоне, вклад ионизационных и плазменных механизмов нелинейности может оказаться значительным по сравнению с безынерционной кубической нелинейностью, что обуславливает необходимость его учета при моделировании самовоздействия излучения. Нормированное волновое уравнение (3) позволяет ранжировать компоненты нелинейной поляризации и сделать заключение о необходимости их учета в каждой конкретной ситуации, а также упрощает численное моделирование распространения импульса в среде.

Работа поддержана грантом РФФИ № 05-02-16556.

### Литература

1. Brabec Th., Krausz F. // Rev. Mod. Phys. 2000. **72**. №2. 545–591
2. Беспалов В.Г., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. // Опт. журн. 2000. **67**. №4. 5–11.
3. Bepalov V.G., Kozlov S.A., et al. // Phys. Rev. A. 2002. **66**. 0138111.
4. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. // Известия РАН. 2006. **70**. №1. 124–130.
5. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М.: Наука, 2004. 657 с.
6. Sudrie L., Couairon A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. №18. 186601.
7. Orr B.J., Ward J.F. // Mol. Phys. 1971. **20**. №3. 513–518.
8. Bloembergen N., Lotem H., Lynch R. T. // Ind. J. of Pure & Appl. Phys. 1978. **16**. 151–158.
9. Kozlov S.A., Sazonov S.V. // JETP. 1997. **111**. 404–418.
10. Santran S., Canioni L., Sarger L., Cardinal T., Fargin E. // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. **21**.
11. Agrawal G. // Nonlinear fiber optics. М.: Мир, 1996. 324 с.
12. Boling N.L., Glass J.A., Owyong A. // IEEE J. Quant. Electron. 1978.
13. Ross I.N., Toner W.T., Hooker C.J., Barr J.R.M., Coffiy I. // J. Modern. Opt. 1990. **37**. 555–573.
14. Adair L., Chase L.L., Payne S.A. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. **4**. 875–881.

# ФУРЬЕ-ГОЛОГРАФИЯ В ПАРАДИГМЕ КОГНИТИВНОЙ (ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ) СИСТЕМЫ

В.Н. Васильев, А.В. Павлов

Показано, что классическая 4-f схема Фурье-голографии с плоским опорным пучком и обращением волнового фронта в корреляционной плоскости может быть использована в рамках парадигмы функциональной системы для реализации механизмов восприятия, основанных на модели предсказания и, в частности, феномена познавательного дрейфа. Приведены экспериментальные результаты.

## Введение

Фундаментальная проблема искусственного интеллекта (ИИ) рассматривается многими исследователями как одна из перспективных областей применения оптической голографии в силу наличия глубоких аналогий между механизмами и свойствами голографии и работой мозга. Признание актуальности этих аналогий привело к формированию в рамках ИИ голографической парадигмы [1–7].

Предпосылки для формирования голографической парадигмы в когнитивной психологии были заложены еще в 1906 г. Д. Гольдшейдером [7], предложившим описание процессов восприятия и памяти как резонансных взаимодействий между волновыми фронтами, формирующимися при поступлении сенсорных потоков в кортикальные области человеческого мозга. Напомним, что голография – метод, основанный на регистрации интерференционной картины. После появления голографии американский психолог Карл Прибрам выдвинул гипотезу о голографическом устройстве мозга, в которой попытался объединить логическое и психическое начала интеллекта. Согласно голографической метафоре, актуально переживаемую психическую реальность можно рассматривать как стоячую волну, возникающую в результате функционирования организма как целостной системы, объединяющей сенсоры, процессоры и исполнительные органы.

К сожалению, в последнее время в околонучных изданиях и Интернете прокатился настоящий вал псевдонаучных рассуждений о «голографическом мозге», «голографической вселенной» и т.п., скомпрометировавших в глазах многих серьезных специалистов по ИИ сам термин «голографический». Большинство этих публикаций, претендующих на всеохватность, основано лишь на поверхностном знакомстве авторов с внешними эффектами изобразительной голографии. В то же время сам Прибрам подчеркивал: «... должно, однако, учитываться предостережение о том, что речь идет о математике голографии и функции мозга, по которой она должна сравниваться и проверяться, а не об оптических голограммах или компьютерной реализации голографии» [7]. Вместе с тем, следуя принципу физической обоснованности математических моделей, должно признать, что аналогии на уровне математики могут иметь под собой аналогии и на уровне протекающих в описываемых устройствах или системах процессов. Эти аналогии могут быть достаточно общими, абстрагирующимися от природы конкретных физических или химических процессов. Например, предложенный Д. Гольдшейдером [7] подход к описанию процессов мышления, основанный на рассмотрении взаимодействия волновых фронтов, может трактоваться как аналогия используемому в голографии фундаментальному физическому явлению интерференции.

На сегодня наиболее детально разработана голографическая реализация такого атрибута интеллекта, как ассоциативность мышления в форме автоассоциативной памяти (ААП), восстанавливающей эталон по его искаженной версии [8–9]. Вместе с тем очевидно, что принцип ассоциативности мышления отнюдь не исчерпывается моделью ААП, реализующей восстановление эталона при предъявлении его дефектной или искаженной версии, и для задачи создания ИИ актуальна реализация более сложных ви-

дов ассоциативной обработки – нечетких ассоциаций [10], регрессионных моделей [11], в том числе моделей предсказания.

В настоящее время среди специалистов по ИИ получила признание новая парадигма – парадигма когнитивной системы (КС) [12]. Необходимо отметить, что еще в середине XX века отечественной школой академика П.К.Анохина была разработана концепция «функциональной системы» (ФС) [13,14], которая, по мнению многих исследователей, шире и глубже проработана, нежели парадигма КС.

### **Функциональная система П.К. Анохина**

Любая наука об искусственном, к числу которых относится и ИИ, в своем развитии опирается на достижения наук, изучающих естественные прототипы. Для ИИ такой наукой о естественном прототипе, среди прочих, является нейрофизиология. В нейрофизиологии долгие годы господствовал «рефлекторный подход», согласно которому при поступлении из внешнего мира стимула (раздражителя) возбуждение последовательно распространяется по нервным путям и заканчивается выработкой команды для исполнительных органов. Наибольший вклад в развитие рефлекторного подхода внес И.П. Павлов. Первый шаг на пути к созданию концепции ФС был сделан группой П.К. Анохина, ученика И.П. Павлова, в 1932–33 гг., в ходе нейрофизиологических исследований, результаты которых оказалось невозможно объяснить в рамках традиционного рефлекторного подхода. Для объяснения экспериментальных результатов группе П.К.Анохина пришлось дополнить традиционную рефлекторную дугу обратной связью, обеспечивающей систему информацией о полученном результате (обратная афферентация). Обратим внимание, что понятие обратной связи было введено для живых систем за 12 лет до появления кибернетики.

Дальнейшее развитие этого подхода привело к пониманию живого организма как системы и, соответственно, к поиску системообразующего фактора. В качестве такого фактора П.К. Анохин предложил рассматривать полезный результат, на достижение которого направлена деятельность системы. Признание полезного результата системообразующим фактором определило принципиальную схему системы (рис. 1) и позволило сформулировать ряд вопросов, до того не удостоивавшихся внимания исследователей.

Один из ключевых признаков, отличающих ФС Анохина от традиционного рефлекторного подхода, – способность к предсказанию. Действительно, организм, не способный предвидеть ближайшее будущее, предсказать результаты своих действий, спланировать свою активность для достижения цели, обречен. Интересно, что еще И.П. Павлов в одной из своих работ обращал внимание на то, что условный рефлекс имеет «предупредительный» характер, т.е. основывается на предсказании, но дальнейшего развития в его работах эта тема не получила.

Рассмотрение в совокупности процессов принятия решения, формулировки цели и предсказания позволило Анохину и его школе сформулировать концепцию функциональной системы как логической модели ИИ. Согласно концепции ФС, принятию решения предшествует сложный процесс одновременной обработки различной информации, поступающей в центральную нервную систему из внешнего и внутреннего мира, названный «афферентным синтезом». «На каждом нейроне коры головного мозга одновременно обрабатываются возбуждения от трех источников: внутреннее, связанное с формированием той или иной доминирующей мотивации, внешние возбуждения и возбуждения памяти, извлеченные как мотивацией, так и данной обстановочной афферентацией» [13]. Решение принимается в результате одновременной обработки этих трех возбуждений и сопоставления с прошлым опытом. На этой стадии ищется ответ на вопрос о возможности получения в данной ситуации полезного результата.

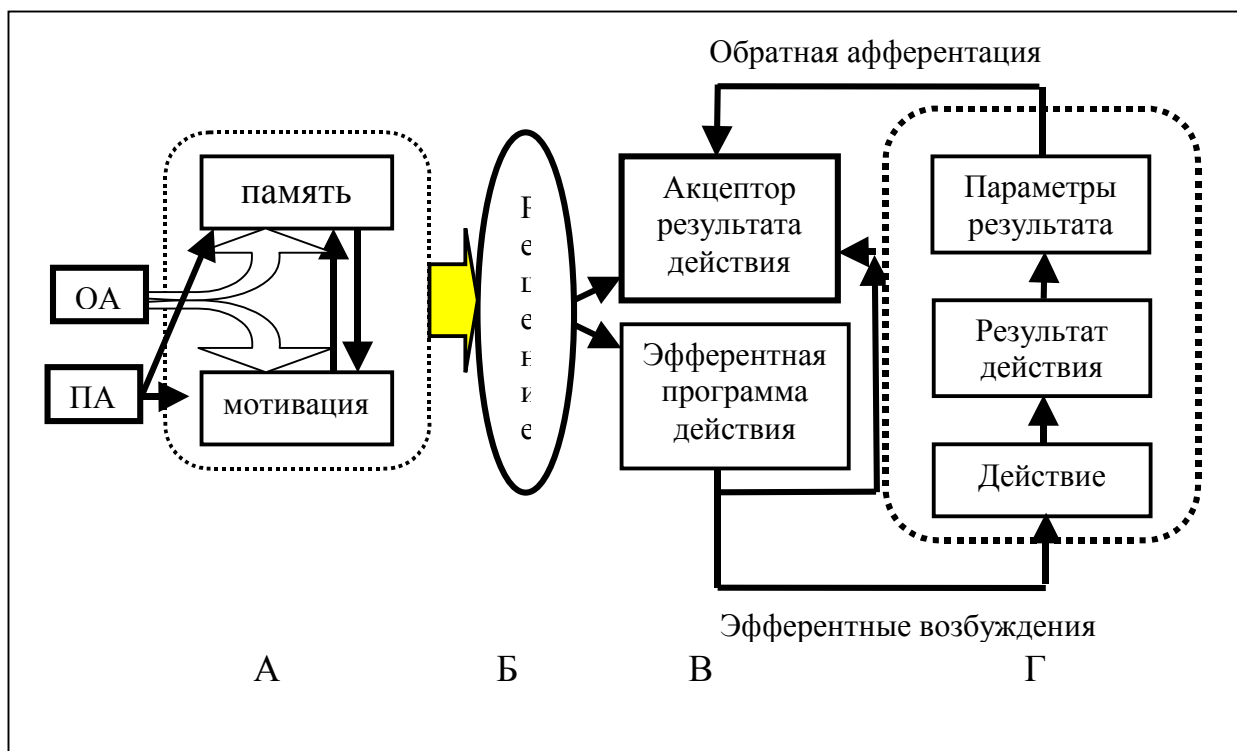


Рис. 1. Принципиальная схема функциональной системы П.К. Анохина: А - стадия афферентного синтеза; ОА – обстановочная афферентация; ПА – пусковая афферентация; Б – стадия принятия решения; В – стадия формирования акцептора результатов действия и эфферентной программы самого действия; Г - Д – получение результатов действия и формирование обратной афферентации для сравнения полученных результатов с ожидаемыми

Другой важнейший компонент ФС – акцептор результата действия, в котором производится сличение ожидаемого (предсказанного) и реального результатов. Если результаты совпадают, то цель достигнута и действие прекращается, а результаты воспринимаются как положительные, полезные в дальнейшей жизнедеятельности. Если результаты не совпадают, то происходит поиск необходимых корректировок как поведения, так и внутренней модели мира. Именно предсказание лежит в основе механизма восприятия [15]. В частности, в когнитивной психологии хорошо известен феномен «познавательного дрейфа», заключающийся в том, что при восприятии внимание акцентируется именно на новых, не предсказанных фрагментах информации.

Таким образом, с точки зрения реализации ФС «в железе» важно наличие в системе петель обработки, реализующих восприятие как процесс динамического взаимодействия входной информации и выдвигаемых гипотез [13, 14]. В голографии аналогом таких петель обработки может служить схема с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости (рис. 2), широко используемая для реализации модели автоассоциативной памяти [8]. В работах [11, 16] было показано, что в случае, если в схеме рис.2. используется тонкая по критерию угловой инвариантности голограмма, согласованная на этапе прямого прохождения и инверсной передаточной характеристикой на этапе обратного прохождения, то эта схема реализует модель линейного предсказателя. В настоящей статье в развитие этих работ показана возможность реализации в 4f-схеме фурье-голографии с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости частного случая феномена «познавательного дрейфа».

#### Оптическая схема

Обсуждаемая оптическая схема приведена на рис. 2. Во входной плоскости In эталонное изображение  $Im_A$  освещается плоским волновым фронтом U. Входная плоскость In есть передняя фокальная плоскость первой фурье-преобразующей линзы  $L_1$ . При записи голограммы в заднюю фокальную плоскость линзы  $L_1$  помещается фоточувствительная среда H, регистрирующая картину интерференции фурье-образа  $F(Im_A)$  и плоского опорного пучка R. Передаточная характеристика проявленной голограммы для +1 порядка дифракции  $\eta(F(Im_A))$ , где  $\eta$  – оператор регистрирующей среды. При помещении в In объектного изображения  $Im_B$  в задней фокальной плоскости C второй фурье-преобразующей линзы  $L_2$  формируется функция взаимной корреляции  $Im_B \otimes Im_A^\eta$ , где  $\otimes$  – символ корреляции, а  $Im_A^\eta$  – результат фильтрации  $Im_A$  оператором  $\eta$ . На этом этапе схема работает как коррелятор Ван дер-Люгта [8].

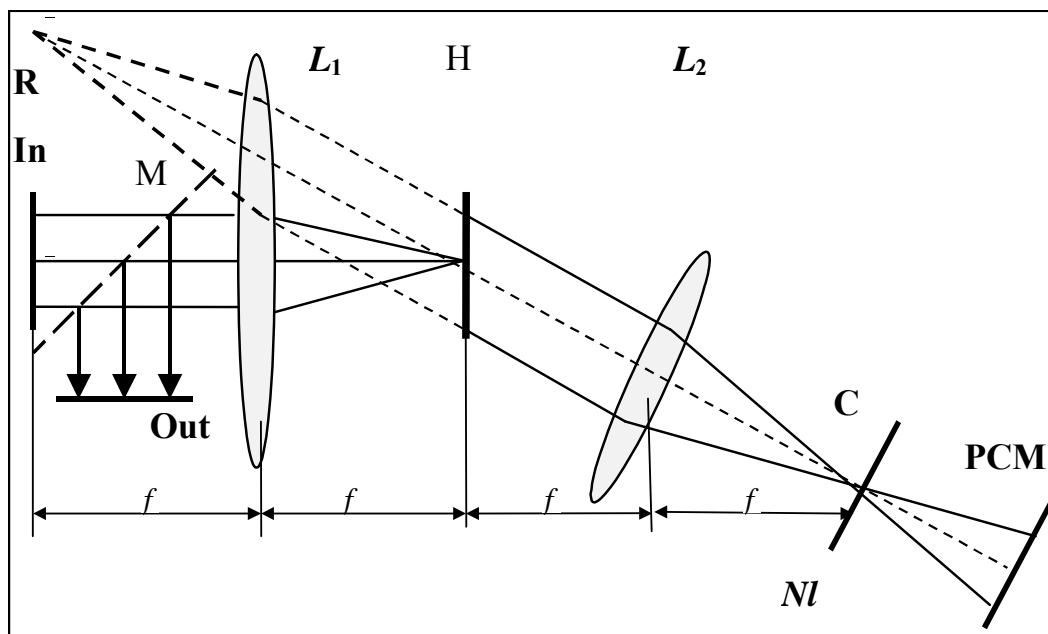


Рис. 2. Схема Фурье-голографии с обращением волнового фронта

Для обеспечения прохождения света в обратном направлении, т.е.  $C \rightarrow H \rightarrow Out$ , где Out – выходная плоскость, оптически сопряженная с In посредством полупрозрачного зеркала M, в плоскость C помещается фазо-сопрягающее зеркало PCM. Напомним, что для реализации ААП нелинейный оператор PCM NI подбирается таким образом, чтобы выделить из корреляционного поля только глобальный максимум автокорреляционной функции (ГМ АКФ), который в обратном ходе лучей  $C \rightarrow H \rightarrow Out$  как дифракционно-ограниченный точечный источник  $\delta$ , т.е. дельта-функция, восстанавливает в Out  $Im_A^\eta$ :

$$NI(Im_B \otimes Im_A)^* * Im_A^{\eta*} = \delta * Im_A^{\eta*} = Im_A^{\eta*},$$

где астериск – символ комплексного сопряжения, а \* – операции свертки.

### Модель

В настоящем разделе для связности изложения кратко повторим результаты работ [11, 16]. Задача предсказания в теории случайных процессов рассматривается как частный случай задачи наилучшей оценки [17–19]. Для упрощения выкладок, но без потери общности, примем допущение о разделимости переменных в функции, описывающей изображение как реализацию случайного поля. Пусть  $Im(x)$  – реализация стационарной (в широком смысле) случайной функции с автокорреляционной функцией  $C(\xi)$ , наблюдаемой на  $[x_{Min},$

$x_0]$ , где  $x_0 = 0$  – точка наблюдения. Пусть фурье-голограмма записана с  $Im_A$ , восстанавливается  $Im_B$ , обе функции принадлежат одному пространству. Наилучшая линейная оценка значения случайной величины  $Im_{Bpred}(x_k)$  по  $Im_A(x)$  в точке  $x_k, k > 0$ , определяется [19] как

$$Im_{Bpred}(x_k) = \int_{x_{Min}}^{x_0} Im_B(x_0 - x)a(x)dx, \quad (1)$$

где весовая функция  $a(x)$  находится из решения уравнения [18]

$$\int_{x_{Min}}^{x_0} a(x)C_{BA}(|x - \xi|)dx = C_{BA}(x_k + \xi), \quad (2)$$

где  $C_{BA}$  обозначает функцию взаимной корреляции  $Im_B(x)$  и  $Im_A(x)$ . Поскольку в оптике  $Im(x) \in [0,1]$ , то условие  $M(Im(x))=0$ , где  $M$  – математическое ожидание, может быть опущено [18]. Для решения задачи в схеме рис. 2 дважды применим к (1) фурье-преобразование и теорему Бореля о свертке, откуда получим

$$Im_{Bpred}(-x_k) = F(F(Im_B(x_0 - x)) \cdot F(a(x))). \quad (3)$$

Выражение (2) в фурье-пространстве примет вид  
 $F(a(x)) \cdot F(C_{BA}(|x - \xi|)) = F(C_{BA}(x_k + \xi))$ ,

откуда, опустив элементарные преобразования и предположив, что голограмма обладает свойством угловой инвариантности, получим выражение

$$Im_{Bpred}(x_k) = F\left(\frac{F(C_{BA}(x_k + \xi))}{F^*(Im_A(x))}\right), \quad (4)$$

где астериск обозначает комплексное сопряжение.

Выражение (4) может быть реализовано в схеме рис. 2 посредством процедуры, состоящей из следующих двух этапов:

- 1 этап – формирование в слое С распределения  $C_{BA}(\xi)$ . На этом этапе схема работает как коррелятор Ван дер-Люгта [8].
- 2 этап – прохождение возбуждения от выделенного из АКФ фрагмента  $C_{BA}(x_k + \xi)$  в обратном направлении  $C \rightarrow H \rightarrow Out$  через матрицу связей с инверсной передаточной характеристикой  $H^{-1}(v) = (F(Im_A^n))^{-1}$ .

Из (4) следует возможность реализации в схеме рис. 2 частного случая феномена «познавательного дрейфа» как функции селективного внимания, высвечивающей ту область объектного изображения, в которой произошли изменения по сравнению с эталоном. Пусть  $Im_B(x)$  описывается выражениями

$$Im_B(x) = Im'_A(x) \cup Im_C(x),$$

$$Im'_A(x) \subset Im_A(x),$$

$$Im_C(x) \cap Im'_A(x) = 0.$$

Рассмотрим поля, восстановленные в областях  $A'$  и  $C$ , занимаемых в плоскостях  $In$  и  $Out$  фрагментами  $Im'_A(x)$  и  $Im_C(x)$ , соответственно. Поле, восстанавливаемое в области  $A'$  плоскости  $Out$ , может быть представлено как сумма интерполяции  $Im'_{AInter}(x_k)$  и экстраполяции  $Im_{Cpred}(x_k)$ , т.е.

$$\begin{aligned} Im'_A(x_k) &= Im'_{AInter}(x_k) + Im_{Cpred}(x_k) = \\ &= F\left(\frac{F(C_{A'A}(x_k + \xi))}{F^*(Im_A(x))}\right) + F\left(\frac{F(C_{CA}(x_k + \xi))}{F^*(Im_A(x))}\right); k \in [-N_A, -N_C] \end{aligned} \quad (5)$$

Соответственно, поле в области  $C$  есть сумма экстраполяции  $Im'_{Apred}(x_k)$  и интерполяции  $Im_{CInter}(x_k)$ , т.е.



$$\begin{aligned} \text{Im}_C(x_k) &= \text{Im}'_{A_{\text{pred}}}(x_k) + \text{Im}_{C_{\text{Inter}}}(x_k) = \\ & F\left(\frac{F(C_{A'A}(x_k + \xi))}{F^*(\text{Im}_A(x))}\right) + F\left(\frac{F(C_{CA}(x_k + \xi))}{F^*(\text{Im}_A(x))}\right); k \in [-N_C, 0] \end{aligned} \quad (6)$$

В соответствии с (1),  $C_{A'A}(x_k + \xi)$  в (5) включает в себя  $C_{A'A}(0)$ , т.е. ГМ АКФ. В то же время, в формировании поля (6), в оценку  $\text{Im}'_{A_{\text{pred}}}(x_k)$  по  $\text{Im}_A(x)$  компонент  $C_{A'A}(0)$  вклад не вносит. Поскольку оговорено, что  $\text{Im}'_A(x)$  и  $\text{Im}_C(x)$  реализации одного процесса, то математическое ожидание (5) и (6) одинаково. Отсюда следует, что если на этапе  $C \rightarrow H \rightarrow \text{Out}$  режектировать ГМ АКФ, то математическое ожидание (5) уменьшится, в то время как математическое ожидание (6) практически не изменится. Таким образом, средняя амплитуда поля в области  $C$  будет больше, чем в области  $A'$ . При этом, как нетрудно видеть из (5) и (6), восстановленные в областях  $A'$  и  $C$  поля не являются ни изображением  $\text{Im}_A$ , ни  $\text{Im}'_A$ , ни  $\text{Im}_C$ .

Для оценки в первом приближении отношения средних интенсивностей восстановленных полей в областях  $A'$  и  $C$  рассмотрим итерацию  $C \rightarrow H^{-1} \rightarrow \text{Out}$  как вычисление кросс-корреляции  $C(x_k + \xi)$  с  $\text{Im}_A^{-1}$  и используем результаты [20], где показано, что средний квадрат кросс-корреляционного поля описывается  $\mu^2 \approx 2\kappa W_B^2 \frac{S_{\text{Corr}}}{S_A}$ , где  $\kappa$  –

коэффициент, зависящий от функции корреляции поля,  $S_A$  и  $S_{\text{Corr}}$  – площади эталона и корреляции, соответственно,  $W_B$  – энергия объектного изображения. Величина отношения сигнал/помеха (по энергии) в корреляционном поле в первом приближении описывается выражением

$$V \approx \frac{1}{2\kappa} \frac{S'_A}{S_{\text{Corr}}},$$

где  $S'_A$  – площадь фрагмента  $\text{Im}'_A(x)$ . Отсюда, опуская элементарные преобразования, получим оценку отношения средних интенсивностей восстановленных полей  $\text{Im}'_A(x)$  и  $\text{Im}_C(x)$  на границе  $A'$  и  $C$  в следующем виде:

$$\left\langle \frac{\text{Im}'_A{}^2}{\text{Im}_C{}^2} \right\rangle \approx \left[ \frac{S'_A \sqrt{2\kappa \frac{S_{\text{Corr}}}{S_A}} + S_C}{S_A} \right]^2. \quad (7)$$

Из (4) видно, что при режекции ГМ АКФ строится непрерывная оценка, состоящая из  $\text{Im}_{C_{\text{Inter}}}(x_k)$  и  $\text{Im}_{C_{\text{pred}}}(x_k)$ , т.е. в восстановленном изображении от границы областей  $A'$  и  $C$  к краям средняя интенсивность поля убывает более плавно, т.е. имеет место аналог эффекта концентрации внимания на границе.

### Экспериментальная иллюстрация

В эксперименте было использовано аэрофотоизображение лесного массива, поскольку этот тип природных объектов наиболее близок к стационарным полям. Размер эталона  $650 \times 650$  пикселей. Объектное изображение отличалось от эталона частью  $C$ ; для замены использовался соседний фрагмент того же снимка размером  $650 \times 200$  пикселей. На рис. 3. приведено поле, восстановленное в плоскости  $\text{Out}$  при режекции ГМ АКФ. Область  $C$  ярче области  $A'$ , но, как и следует из (5) и (6), изображение опознано быть не может. Фильтрация оператором  $\eta$  привела к утрате всех деталей, кроме контуров крон.

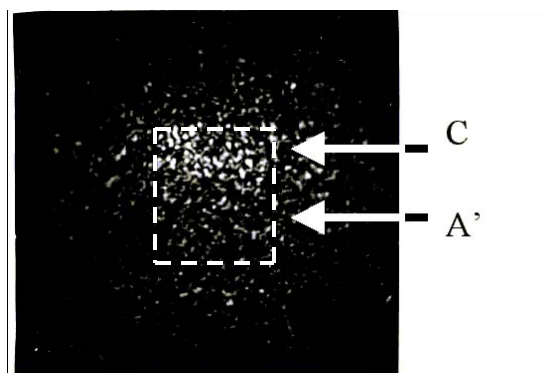


Рис. 3. Экспериментальная иллюстрация феномена познавательного дрейфа

### Заключение

Таким образом, 4f-схема фурье-голографии с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости строит наилучшую в смысле среднего квадрата ошибки линейную оценку при использовании на этапе обратного прохождения света голограммы с инверсной передаточной характеристикой. Тем самым, если изображение есть реализация стационарного в широком смысле случайного поля, то схема строит корректное предсказание. В противном случае возникает аналогия с биологическими прототипами, которые также строят внутреннюю модель окружающего мира, исходя из примата устойчивости модели по отношению к адекватности [1]. Согласно парадигме функциональной системы, именно предсказание, формируемое на основе внутренней модели окружающего мира, есть ключевой механизм, обуславливающий различные эффекты восприятия, в том числе эффект «познавательного дрейфа», частный случай которого и реализован в данной работе. Отметим интересную особенность – представленная модель реализации феномена познавательного дрейфа и классическая голографическая ААП дополняют друг друга: в нашем случае глобальный максимум АКФ режектируется и используются только боковые максимумы корреляционного поля, для ААП, наоборот, используется только ГМ АКФ.

В свете современных тенденций развития оптических информационных систем необходимо отметить существенное требование к физической реализации модели – фурье-голограмма должна быть тонкой по критерию угловой инвариантности. Это требование вступает в противоречие со стремлением к увеличению объема памяти и энергетической эффективности устройства, поскольку как максимальный объем памяти, так и максимальная дифракционная эффективность достигаются при использовании объемных голограмм, принципиально не обладающих свойством угловой инвариантности. Возможно, это противоречие есть лишь частный случай более общего принципа, ограничивающего возможности одновременного увеличения объема памяти и интеллектуальных способностей одного устройства.

### Благодарности

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность проф. О.П. Кузнецову и проф. И.Б. Фоминых за дискуссии, способствовавшие постановке данной работы.

### Литература

1. Кузнецов О.П., Неклассические парадигмы в ИИ // Известия АН, Сер. Теория и системы управления. 1995. №5. С.3.

2. Кузнецов О.П., Шипилина Л.Б. Псевдооптические нейронные сети – полная прямолинейная модель и методы расчета ее поведения // Известия АН. Сер. Теория и системы управления. 2000. № 5. С.102.
3. Кузнецов О.П., Моделирование оптических явлений в нейронных сетях. // Оптический журнал. 2003. Т.70. №8. С.28.
4. Арбиб М. Метафорический мозг, М.: Мир, 1976
5. Прибрам К. Языки мозга, М.Прогресс, 1975.
6. Судаков К.В. Голографический принцип системной организации процессов жизнедеятельности. // Успехи физиологических наук. 1997. Т.28. №4. С. 3.
7. Прибрам К. Нелокальность и локализация: голографическая гипотеза о функционировании мозга в процессе восприятия и памяти. / В сб. Синергетика и психология. Вып.1. Методологические вопросы. М.: Издательство МГСУ «Союз», 1997. С.136.
8. Кольер Р., Беркхарт Л., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973.
9. Owechko Y. Non-linear Holographic Associative Memory. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1989. V.25. №3. P.619.
10. Kosko B. Neural Networks and Fuzzy Systems: A dynamical systems approach to machine intelligence. Englewood Cliffs, Prentice Hall int.ed., 1992.
11. Павлов А.В., О применимости модели линейной регрессии к описанию Фурье-голографии. // Оптика и спектроскопия. 2005. Т.98. №6. С.1033–1037.
12. Гергей Т. Когнитивные системы – потребность информационного общества. // Труды Девятой национальной конференции по искусственному интеллекту, 28.09–02.10.04, Тверь. М.: Физматлит, 2004. Т.1. С.3.
13. Анохин П.К. Принципиальные вопросы общей теории функциональных систем. М.: АН СССР, 1971.
14. Анохин П.К., Философский смысл проблемы интеллекта. / В сб. Синергетика и психология. Тексты. Выпуск 3. Когнитивные процессы. М.: Когито-центр, 2004. С. 301.
15. Моллер Р., Гросс.Х.-М. Восприятие через антиципацию // В сб. Синергетика и психология. Тексты. Выпуск 3. Когнитивные процессы. М.: Когито-центр, 2004. С. 218.
16. Павлов А.В., Реализация модели линейного предсказателя методом Фурье-голографии. // Оптический журнал. 2005. Т.72. №2. С.43–47.
17. Вентцель Е.С., Овчаров Л.А. Теория случайных процессов и инженерные приложения, М.: Высшая школа, 2000.
18. Вентцель А.Д. Курс теории случайных процессов, М.: Наука, 1975.
19. Grimmet G.R., Sterzaker D.R. Probability and Random Processes. Oxford. Oxford Sc. Publ., Claredon Press, 1992.
20. Шубников Е.И. Отношение сигнал/помеха при корреляционном сравнении изображений. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т.62. №2. С.450.

# ЛОГИКО-ЛИНГВИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ ФУРЬЕ-ГОЛОГРАФИИ: РЕАЛИЗАЦИЯ НЕМОНОТОННЫХ РАССУЖДЕНИЙ

А.М. Алексеев, А.М. Константинов, А.В. Павлов

Экспериментально исследована возможность реализации логического вывода на лингвистических шкалах методом Фурье-голографии. Получены градуировочные кривые, устанавливающие взаимно однозначные соответствия между лингвистической шкалой пользователя и метрической шкалой устройства. Исследована зависимость градуировочных кривых от свойств голограмм, показана возможность реализации немонотонных рассуждений методом Фурье-голографии

## Введение

Одно из направлений в рамках фундаментальной проблемы создания искусственного интеллекта (ИИ) – логико-лингвистическое моделирование (ЛМ). ЛМ отражает такую особенность человеческого мышления, как работа на лингвистических шкалах (ЛШ). ЛШ относятся к классу порядковых шкал, человеком они градуируются на интуитивном уровне, а градации ЛШ определяются на естественном для человека языке. Например, для оценки вкуса яблока градации ЛШ могут быть: невкусное, вкусное, очень вкусное, etc. Особенность представления знаний посредством ЛШ заключается в их субъективности и невербализуемости, т.е. невозможности формализации для передачи другому человеку или техническому устройству. Поэтому для передачи знаний применяется процедура обучения. Поскольку любая техническая система работает на метрической шкале, то задача обучения системы есть задача градуировки метрической шкалы системы в соответствии с субъективной градуировкой ЛШ экспертом (учителем).

Одно из направлений ЛМ основано на предложенной Л. Заде концепции лингвистической переменной (ЛП) [1]. В рамках этого подхода смысл (значение) ЛП представляется нечетким подмножеством, как правило – нечетким числом (НЧ), определяемым как унимодальное, нормальное и выпуклое подмножество числовой оси. Смысл всего высказывания вычисляется по правилам арифметики НЧ. В работе [2] была показана реализуемость данного подхода к ЛМ методом Фурье-голографии.

Подход, предложенный Л. Заде [1], позволил формализовать на языке математики такие особенности человеческих рассуждений, как нечеткость и неоднозначность, но, вместе с тем, он не отвечает критерию «биологической мотивированности», поскольку мозг оперирует отнюдь не числами, в том числе нечеткими, но образами [3]. Поэтому в работе [4] был предложен подход, позволяющий объединить концепцию Л. Заде с результатами нейрофизиологических исследований работы мозга [5]. Подход заключается в обработке не самих НЧ, а изображений, которые по аналогии с работой головного мозга [5] могут рассматриваться в качестве картины нейронной активности коры головного мозга – паттерна внутренней репрезентации воспринимаемой информации (ПВР). Чтобы связать концепцию Л. Заде [1] с результатами исследований мозга [5], в работе [4] предложено приравнять модуль Фурье-образа ПВР модулю Фурье-образа соответствующего НЧ.

В последнее время в ИИ большое внимание уделяется такой особенности человеческого мышления, как немонотонность рассуждений. В данной работе в развитие подхода [2, 4] показана реализуемость в схеме Фурье-голографии немонотонных логик.

## Используемый подход

Следуя Л. Заде [1], лингвистической будем называть переменную, значением которой являются слова или предложения естественного или искусственного языка. На-

пример, ЛП «качество яблока» может принимать значения «плохое», «хорошее», «отличное». Л. Заде [1] предложил описывать значения ЛП нечеткими числами (НЧ), что позволило описать нестрогую человеческую логику на формальном языке математики. Например, обычная жизненная ситуация выбора яблока может быть представлена в виде правила вывода «Modus Ponens»: «если яблоко красное, то оно спелое». Соответственно, если яблоко зеленое, то с полной уверенностью мы можем сказать, что оно «неспелое» или «плохое», если «красное», то, следуя тем же рассуждениям, оно «отличное», а если желтое – «хорошее». Однако, если яблоко уже не желтое, и еще не красное, то мы можем отнести его и к «хорошему» и к «плохому», следовательно, значения могут перекрываться. Но это справедливо только для одного эксперта, другой может сказать: «Если яблоко желтое, то скорее оно плохое, чем хорошее», и он также будет прав. В этом случае максимум совместимости НЧ, описываемого ЛП как «плохое», сместится в сторону «хороших» яблок.

В работе [6] показано, что этот подход может быть реализован классической 4-f схемой Фурье-голографии (рис. 1), поскольку она строит нечетко-значимую логику. Нечеткость возникает в модели как отображение фундаментального физического явления дифракции. Смысл всего высказывания вычисляется по правилам арифметики НЧ. Для нашего примера с яблоками, если значение «красное» представлено НЧ 5, «желтое» – 4, а «зеленое» – 1, смысл заключения вычисляется как разность НЧ, представляющего входное значение и записанного на голограмме. Если на голограмме записано НЧ 1 (зеленое), то при предъявлении желтого яблока система сформирует отклик  $4-1=3$ , т.е. значению ЛП «качество» «хорошее» будет соответствовать НЧ 3, а значению «отличное» – 4.

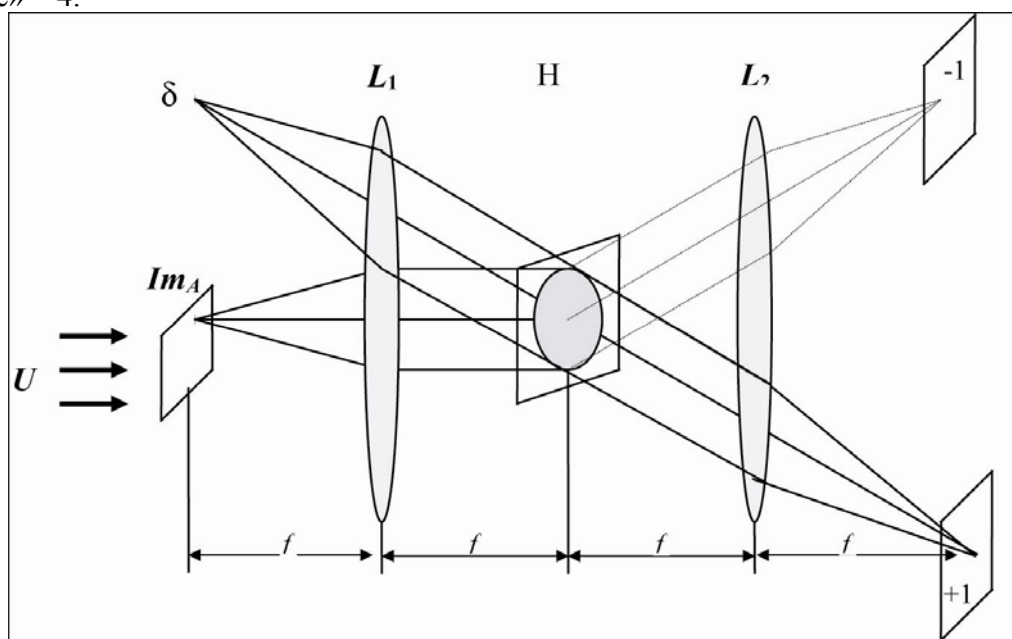


Рис.1. Схема записи Фурье-голограммы (с плоским опорным пучком)

В этом примере мы рассмотрели вывод, связывающий одну входную и одну выходную ЛП. Практический интерес представляют более сложные схемы рассуждений, связывающие набор ЛП на входе с одной выходной ЛП, т.е. схемы формирования интегральной оценки по набору входных ЛП.

Для перехода к формированию интегральной оценки по набору входных ЛП, по аналогии с работой головного мозга (рис. 2), в работе [4] предложено рассматривать схему Фурье-голографии как условный аналог центрального процессора (мозга), на вход которого поступают преобразованные сенсорами и сенсорными трактами паттерны внутренней репрезентации (ПВР) воспринимаемой информации. Модуль Фурье-

образа ПВР равен модулю Фурье-образа соответствующего НЧ. Тем самым реализуется аналогия с принципом образности мышления. А использование математического аппарата нечетких логик позволяет говорить об интеграции в данном случае логической и образной форм мышления. Подробное описание подхода дано в работе [6].

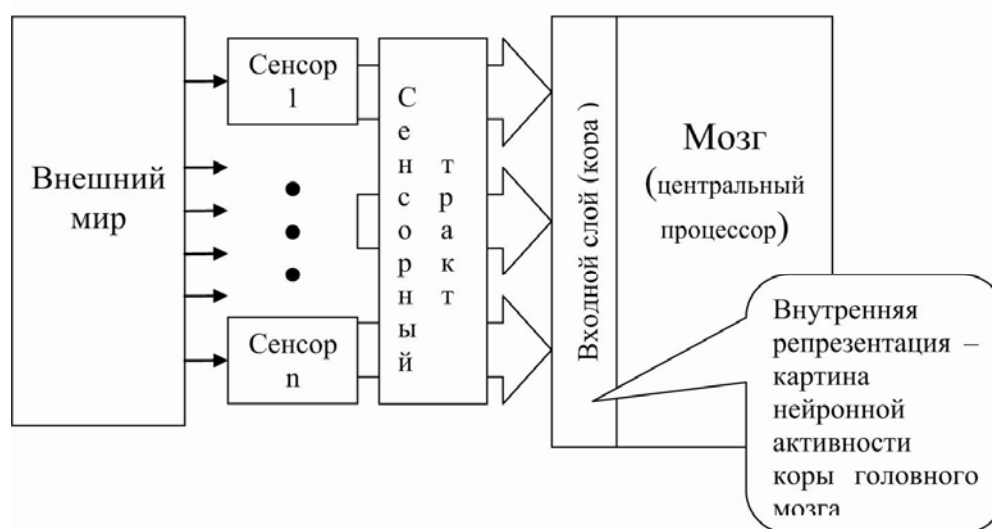


Рис. 2. Схематическое изображение преобразования внешней информации во внутреннюю репрезентацию

### Экспериментальные результаты

В нашей работе мы провели экспериментальное исследование этого метода, нацеленное на реализацию немонотонных рассуждений.

Моделировался условный пример логического вывода, связывающий набор из двух входных ЛП с одной на выходе: «Если яблоко большое и красное, то оно отличное». В качестве ПВР воспринимаемой информации, взята реализация двумерного фрактального броуновского движения со значением параметра Хёрста  $H=0.1$  и размерностью  $1024 \times 1024$ . Это изображение представляло две ЛП: «размер» и «цвет»; удельный вес ЛП «размер» –  $1/3$ , ЛП «цвет» –  $2/3$ ; так же соотносятся и площади фрагментов ПВР, представляющие каждую ЛП. ЛП «размер» оставалась неизменной (как у эталона); к ПВР, представляющему ЛП «цвет», применили операцию размытия, изменяющую значения НЧ. Таким образом, мы получили серию транспарантов. Значения ЛП и номер транспаранта приведены в табл. 1.

Изображения	Значение ЛП «цвет яблока»	Величина размытия (относительно эталона) (pix)
$Im_0$	зеленое	0
$Im_{2,5}$	желтое	2,5
$Im_5$	оранжевое	5
$Im_{7,5}$	красное	7,5
$Im_{10}$	очень красное	10
$Im_{15}$	коричневое	15

Таблица 1. Результаты эксперимента

С эталонного изображения была записана серия Фурье-голограмм с различными условиями экспозиции. В эксперименте использована стандартная голографическая ре-

гистрирующая среда ПФГ-03м с процессом ГП-8. Сечения дифракционной эффективности голограмм представлены на рис. 3.

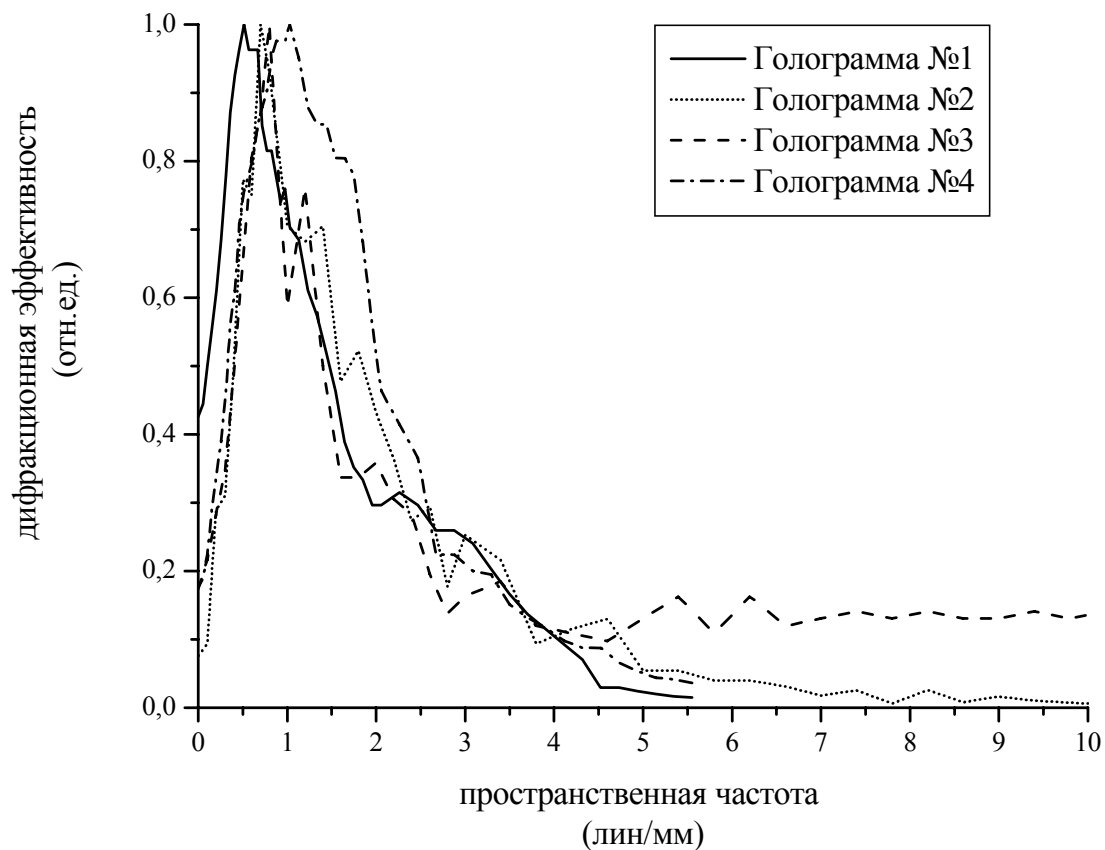


Рис. 3. Сечения дифракционной эффективности полученных голограмм

В +1 порядке дифракции измерялись по выбранному уровню ( $\alpha$ -срез НЧ) ширины сечения откликов при восстановлении голограммы каждым из транспарантов, представляющим различные значения ЛП относительно эталона. Отклики в данном случае суть НЧ – значения заключения (логического вывода). Поскольку каждое из предъявлявшихся голограмме изображений представляет определенное значение ЛП, то, отметив на оси X значения ЛП, а на Y – ширины сечений откликов для значений  $\alpha = 0.8, 0.6, 0.4$ , и  $0.2$ , получили семейства градуировочных кривых, связывающие ЛП пользователя (ось X) с метрической шкалой устройства (ось Y) (рис. 4.). Значения полуширин нормированы на значения соответствующего  $\alpha$ -среза для отклика, формируемого при восстановлении голограммы эталоном  $Im_0$ .

Из анализа приведенных на рис. 4 градуировочных кривых видно, что динамика изменения откликов по мере изменения значений входной ЛП различна в зависимости как от передаточной характеристики голограммы голограмм, так и от  $\alpha$ -уровня. Так, для самой высокочастотной голограммы (рис. 3, голограмма №4) эти кривые (рис. 4, кривые 1) идут почти параллельно оси X, следовательно, система будет плохо различать значения ЛП. Небольшое изменение угла наклона происходит на участке  $Im_0 - Im_5$  для значений  $\alpha = 0.2$  и, в меньшей степени, для  $\alpha = 0.4$ . У самой низкочастотной голограммы (рис. 3, голограмма №1) угол наклона, а значит, и чувствительность, увеличивается при переходе  $Im_0 - Im_{10}$  (рис. 4, кривые 4). Две другие группы кривых (рис. 4, кривые 2 и 3) соответствуют голограммам (рис. 3, голограммы №2 и №3), которые отличаются от двух предыдущих по виду сечения дифракционной эффективности. В низкочастотной области они занимают промежуточное положение между голограммами 1 и 2, но, в отличие от них, имеют в 2 раза более высокие частоты среза.

В формировании интегральной оценки участвуют два эффекта – уширение отклика от размываемого фрагмента и его декорреляция. При смещения значения ЛП «цвет» от зеленого к коричневому возрастает роль декорреляции. В итоге изображения с индексом размытия более 10, соответствующие значению ЛП «коричневое», вклада в интегральный отклик уже не давали (диапазон  $Im_{10} - Im_{15}$ ). Результатом является немонотонность градуировочных кривых, а значит, и немонотонность реализуемой логики. Таким образом, пока цвет яблока изменяется от зеленого к красному, его оценка возрастает, так как оно воспринимается как все более спелое, но коричневое яблоко воспринимается уже как переспелое или гнилое. При этом если для голограммы №2 максимум чувствительности приходится на диапазон ( $Im_0 - Im_5$ ), то для голограмм №3 и №4 он смещается в область больших индексов размытия. Это позволяет настраивать систему «под пользователя» или «под задачу» – кто-то любит красные яблоки, а кто-то предпочитает зеленые. Реализуется принцип субъективности мышления.

Отметим также, что семейство градуировочных кривых голограммы №3 иллюстрирует возможность перенастройки логики без переобучения системы посредством изменения параметра  $\alpha$ .

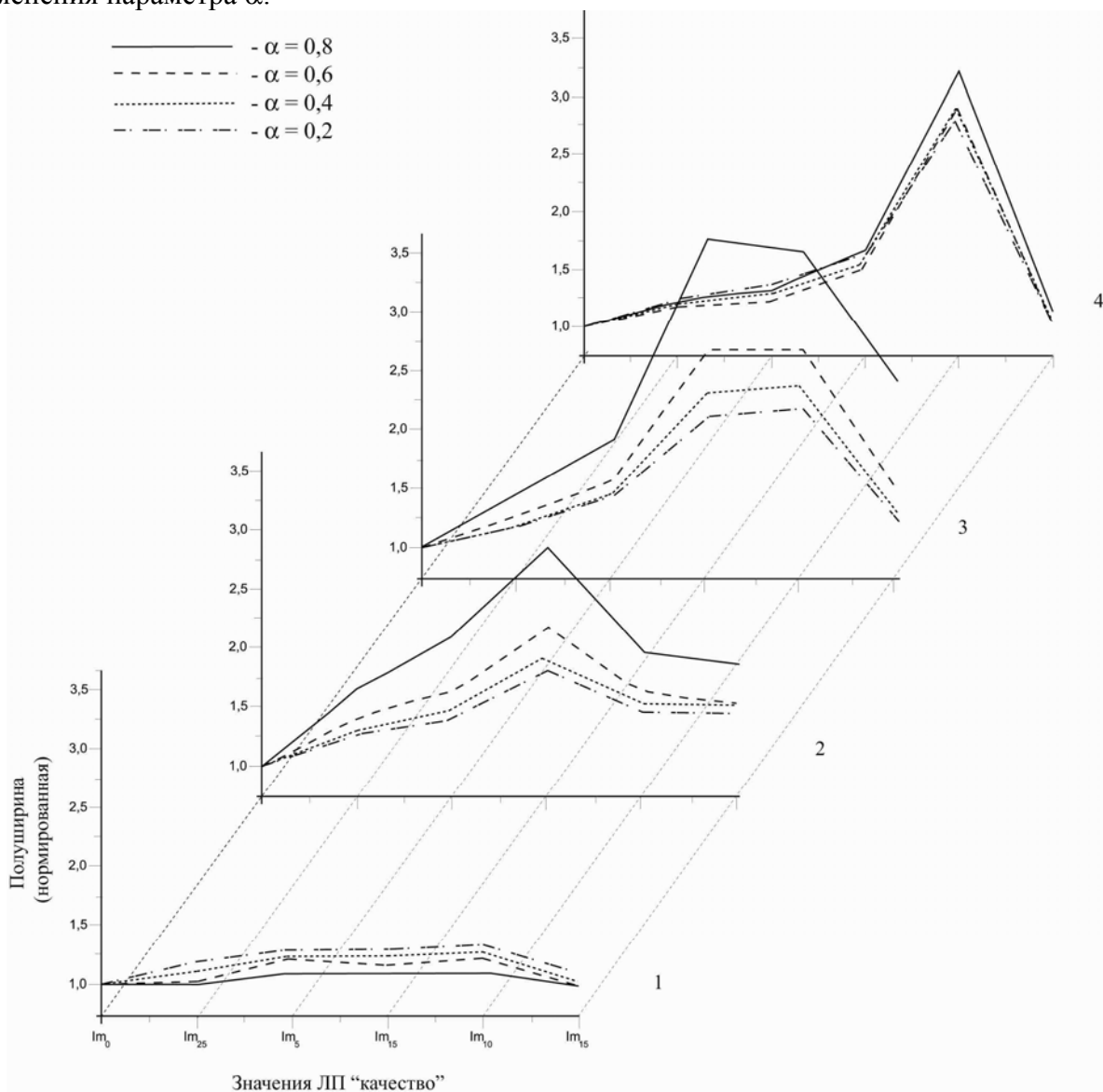


Рис. 4. Градуировочные кривые голограмм по разным уровням среза: 1 – голограмма №1; 2 – голограмма №2; 3 – голограмма №3; 4 – голограмма №4;



## Заключение

Таким образом, экспериментально показана возможность реализации немонотонных рассуждений методом Фурье-голографии. Определены параметры голограммы, влияющие на форму и вид градуировочных кривых. Показано, что метод обеспечивает реализацию принципа субъективности мышления и позволяет настраивать логику «под задачу» или «под пользователя».

## Благодарности

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность профессору И.Б.Фоминых и профессору О.П.Кузнецову за дискуссии, способствовавшие постановке работы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (03-01-00825-а) и Федерального агентства по образованию.

## Литература

1. Заде Л., Понятие лингвистической переменной и его применение к принятию приближенных решений. // Математика. Новое в зарубежной науке. Вып. 3. 1976.
2. Павлов А.В., Реализация логико-лингвистических моделей методом Фурье-голографии. // Известия АН. Сер. Теория и системы управления. 2003. №2.
3. Фоминых И.Б., О технологии решения творческих задач // В сб. трудов 8 Национальной конф. по искусств. интеллекту «КИИ-2002». Т.1. М.: Физматлит, 2002.
4. Павлов А.В., Шевченко Я.Ю. Реализация логического вывода на лингвистических шкалах методом Фурье-голографии. // Оптический журнал. 2004. Т.71. №7. С.44–51.
5. Фриман Дж.У., Динамика мозга в восприятии и сознании: творческая роль хаоса. // В сб. Синергетика и психология. Вып. 3. Когнитивные процессы. М.: Издательство «Когито-Центр», 2004.
6. Павлов А.В. Математические модели оптических методов обработки информации. // Известия АН. Сер. Теория и системы управления. 2000. №3.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПОЛИРОВАНИЯ САПФИРА

А.С. Кузнецов, Б.Н. Острун, Э.С. Путилин, Ю.В. Лисицын,  
О.С. Дронь, Н.М. Коровкина

В статье рассмотрено влияние технологических факторов на процесс полирования синтетического сапфира ( $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ). Рассмотрены способы получения полированной поверхности. Проведены оценки качества полированной поверхности в зависимости от времени обработки. Получены профилограммы и топография полированной поверхности.

## Введение

Полирование заготовок оптических деталей является завершающей операцией при изготовлении изделий. Исследования процессов полирования оптических материалов, разрушение поверхности абразивом и жидкостями, изучение строения поверхностных и приповерхностных слоев проводятся в различных направлениях. Учитывая сложные физико-механические, физико-химические процессы, протекающие на поверхностях при полировании, эти исследования осуществляются обычно по двум основным направлениям.

Первое направление – изучение абразивного разрушения на поверхности, т.е. механическое разрушение поверхности при воздействии на нее микрочастиц полировального порошка. При этом оценивают, а если возможно – измеряют микрорельеф поверхности (шероховатость), величины приповерхностных слоев (зона, в которой, наряду с трещинами, видны следы пластической деформации; зона пластической деформации; зона, содержащая поле остаточных напряжений). В ряде случаев также измеряют оптические характеристики поверхностных и приповерхностных слоев (коэффициенты отражения, пропускания, поляриметрические характеристики поверхности). При этом применяют различные методы и средства измерения этих характеристик.

Второе направление – физико-химическое воздействие абразива, абразивной суспензии, жидких сред (СОЖ) на обрабатываемую поверхность.

## Актуальность применения сапфировых элементов

Применение сапфировых элементов становится все более и более актуальным, что объясняется рядом уникальных свойств этого материала. Более подробно этот вопрос рассмотрен ниже. Здесь же остановимся только на том, что таким сочетанием механических (чрезвычайно высокая прочность), термических (высочайшая термостойкость), оптических (прозрачность от УФ до ИК) свойств не обладает на сегодняшний день ни один другой оптический материал. Тем не менее, в ряде случаев применение сапфира ограничивается невозможностью или чрезвычайной сложностью получения оптических поверхностей с точностью и шероховатостью, аналогичными стеклу или другим кристаллам. В мире существует лишь несколько фирм, обладающих такой технологией полировки сапфира.

Данная работа предназначена для решения небольшой, но достаточно важной части общей задачи – получение минимальной шероховатости поверхности одновременно с достаточно высокой точностью поверхности.

## Основные факторы, влияющие на процесс разрушения поверхности и получение малых шероховатостей

**Механическое разрушение.** Основную роль в процессе получения полированной поверхности, как было установлено исследованиями [1], играет механический процесс разрушения поверхности заготовок. В этом случае поверхность является многофунк-

циональным откликом на воздействие ряда возмущающих факторов, в частности, размеров зерен полирующего абразива и их физико-механических характеристик (микропрочность и микротвердость). Кроме того, характеристики поверхности с точки зрения ее механического разрушения абразивом определяются также трением и износом в зонах фрикционного контакта между поверхностями инструмента и заготовки.

Механическое разрушение поверхности происходит при внешнем силовом воздействии (сжимающая нагрузка) на взаимно перемещающиеся элементы.

**Физико-химический процесс разрушения.** Физико-химический процесс разрушения исследован в значительно меньшем объеме, в основном это были гипотетические предположения о разрушении поверхности при ее химическом взаимодействии с материалом абразива и воздействующими на нее жидкостями, входящими в состав СОЖ [2].

Физико-химический механизм разрушения поверхности на завершающем этапе полирования представляет интерес не только как составная часть процесса разрушения поверхности, но и как способ получения поверхности с минимальной шероховатостью. Кроме того, шероховатость полированной поверхности оказывает заметные влияния на эксплуатационные характеристики этих поверхностей, в частности, на физико-механические характеристики бесклеевых контактных соединений [3].

### Цели и методы исследования

Целью настоящей работы явилось получение полированной оптической поверхности с минимальной шероховатостью (значительно выше 14 класса по ГОСТ 2787-73). Для достижения этой цели необходимо было решить следующие задачи:

- проанализировать существующие способы полировки сапфира;
- установить при этом влияние преобладающих факторов;
- на основе проведенного анализа разработать методику исследования;
- выбрать методы и средства измерения, позволяющие измерить шероховатость от единиц до десятков ангстрем;
- установить оптимальные условия механической обработки, позволяющие с учетом экономической целесообразности получить минимальную шероховатость полированной поверхности в условиях конкретного производства.

### Методика эксперимента

Методика работы включала в себя следующее:

- выбор оборудования, инструментов, шлифующих и полирующих абразивов, различных СОЖ;
- выбор методов и средств измерений малых шероховатостей.

Объектом исследования были оптические детали в виде плоскопараллельных пластин диаметром 15 мм и толщиной 5 мм. Так как обрабатывались заготовки оптических деталей, то было выбрано оборудование, применяемое при изготовлении оптических деталей. Это оптические станки 9 ШП-50Л, 6 ШП-200М. В качестве инструментов на этапе мелкой шлифовки использовались чугунные шлифовальники, СОЖ – вода, абразив – карбид бора; на операции предварительного полирования использовались алюминиевые полировальники (Д16-Т), СОЖ – часовое масло, абразив АСМ 5/3, окончательная полировка проводилась с использованием пенополиуретанового полировальника, в качестве СОЖ применяется коллоидный раствор кремнезема, который одновременно выполняет функции абразивного материала. Нагрузка на верхнее звено при этом составляла на этапе предварительной полировки 300 Н, на этапе окончательной полиров-

ки 150 Н. Частота вращения шпинделя составляла на этапе предварительной полировки  $0.6 \text{ с}^{-1}$ ; на этапе окончательной полировки  $6.2 \text{ с}^{-1}$ .

Изменение шероховатости и топографии полированной поверхности контролировалось через определенное время (15, 30, 60, 90, 240, 480 минут на атомно-силовой микроскоп и эллипсометре ЛЭФ 3-М).

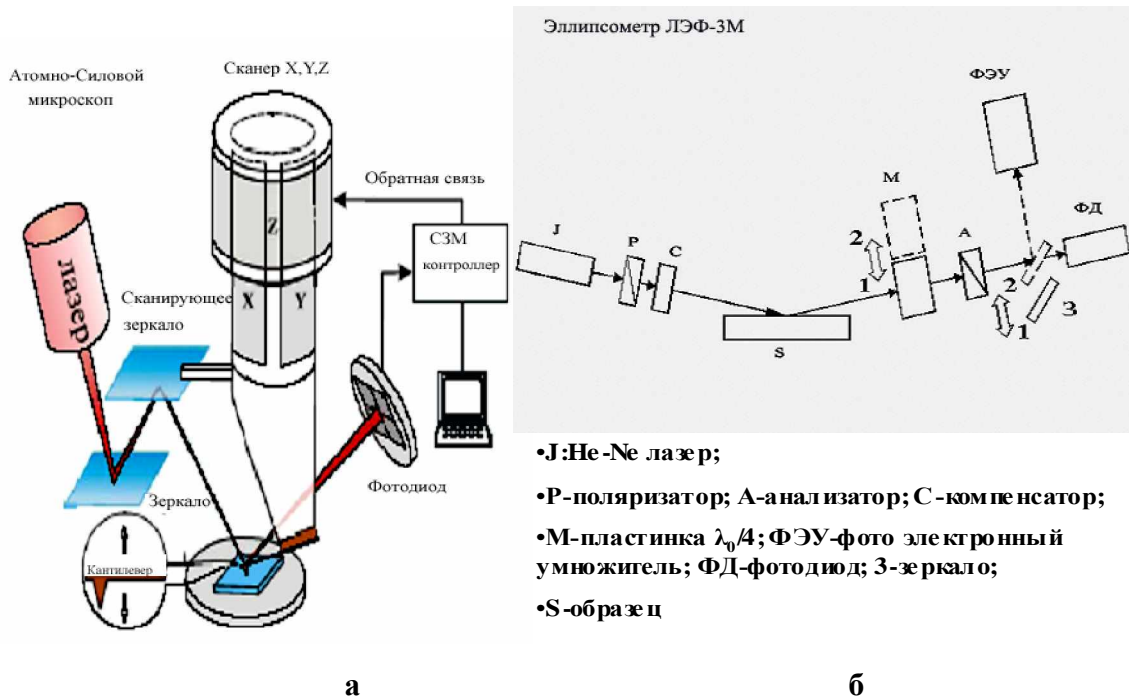


Рис. 1. Методика измерения; а – схема атомно-силового микроскопа, б – схема эллипсометра ЛЭФ 3-М

Атомно-силовой микроскоп (АСМ) является одним из прототипов сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Принцип действия атомно-силовой микроскопа заключается в следующем [4]. К кончику острья, находящемуся на расстоянии нескольких межатомных расстояний от проводящей поверхности образца, прикладывается напряжение, и между острием и образцом протекает небольшой туннельный ток электронов. При увеличении расстояния между кончиком острья-зонда и поверхностью ток уменьшается по экспоненте. Благодаря тому, что острие очень тонкое, туннельный ток ограничен очень малым кружком на поверхности с диаметром порядка  $1-2 \text{ \AA}$ , так что можно разрешить отдельные атомы. Для исследования топографии поверхности острие перемещается над поверхностью по траектории сканирующего раstra; расстояние между кончиком острья и поверхностью выдерживается так, чтобы туннельный ток был постоянным. Отслеживая вертикальное перемещение острья в зависимости от положения его в горизонтальной плоскости, получают трехмерную картину топографии поверхности. Первоначально СТМ был применен для исследования расположения атомов в кремнии, германии, графите, никеле и других монокристаллических материалов. СТМ нельзя использовать для изучения диэлектриков, полупроводников и металлов, покрытых слоем собственной окиси. Для этих целей применяется микроскоп, использующий силы атомных связей (АСМ). В этом приборе острие смонтировано на миниатюрном консольном стержне. Межатомные силы между образцом и консолью отклоняют консоль. Это отклонение, в свою очередь, контролируется с помощью СТМ, определяющего силы, действующие на острие со стороны сканируемого образца. Для получения топографического изображения используется выходной сигнал СТМ. В другом варианте этого прибора от зеркала, укрепленного на консоли, отражается оптический луч. Карта получается путем регистрации движения луча при перемещающемся образце.

Автоматизированный эллипсометрический комплекс ЛЭФ 3-М предназначен для определения оптических характеристик материалов, поверхности и тонких пленок. В зависимости от комплектации прибора и программного обеспечения комплекс позволяет определять толщины, показатели преломления и поглощения тонких пленок, изотропных и анизотропных подложек, находить профили показателей преломления и поглощения переходных слоев.

### Результаты исследований

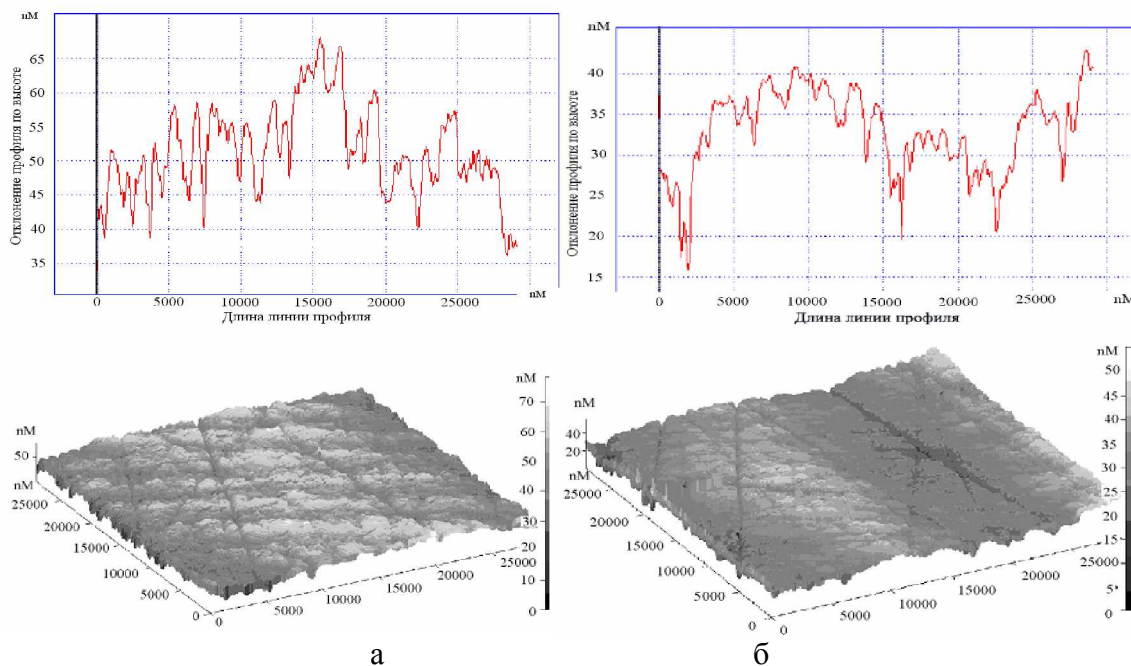


Рис. 2. 2D- и 3D-профили для времени обработки:  
а – 15 мин ( $R_a = 6.046$  нм), б – 30 мин ( $R_a = 4.218$  нм)

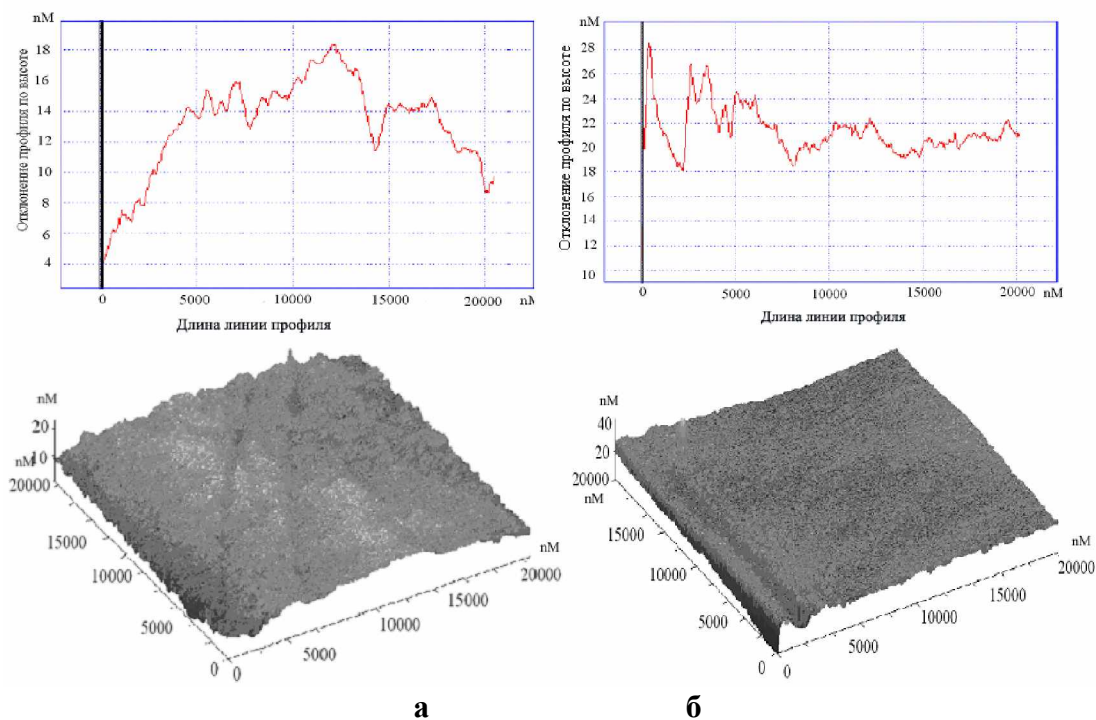
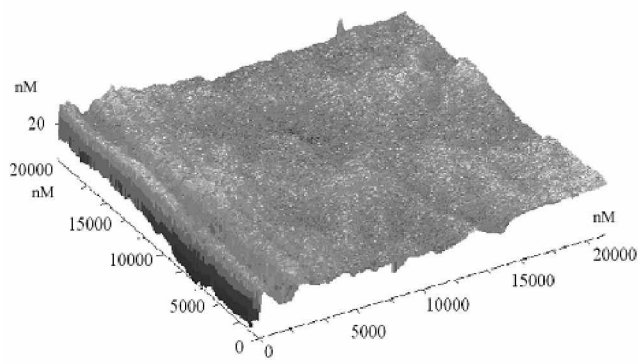
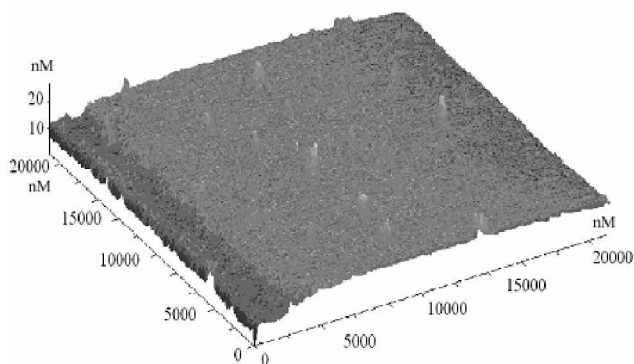
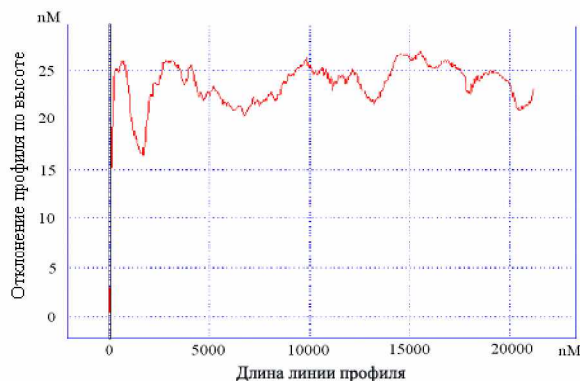
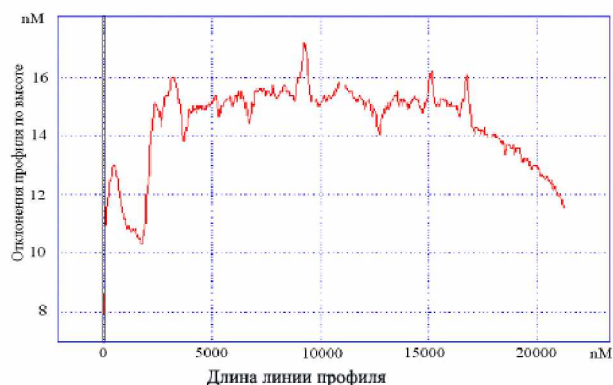


Рис. 3. 2D и 3D профили для времени обработки:  
а – 30 мин ( $R_a = 2.001$  нм)  
б – 60 мин ( $R_a = 1.31$  нм)



**а**

**б**

Рис. 4. 2D и 3D профили для времени обработки:  
а – 240 мин ( $R_a = 0.969$  нм), б – 480 мин ( $R_a = 1.77$  нм)

На рис. 2–4 приведены профилограммы шероховатостей полированной поверхности от указанного времени обработки, измеренные на АСМ. Показано, что с течением времени изменяется и шероховатость, и структура поверхности: шероховатость уменьшается, а структура становится более однородной.

На рис. 5 представлено изменение  $R_a$  от времени полировки: верхний график соответствует изменению  $R_a$  полученному с площади скана, нижний график – изменению  $R_a$  полученному с профилограммы с тех же сканов вдоль произвольной линии. Зависимости аналогичны, однако смещены друг относительно друга.

Одновременно был определен наклон микрограней шероховатости (рис. 6) по отношению к полированной поверхности. Это распределение характеризует качество полированной поверхности, а также влияет на оптические характеристики в частности на отражение. Угол наклона составляет 0,4–0,1 град.

Что касается эллипсометрических (рис. 7) измерений, то они дают качественную оценку состояния поверхности. На рис. 7 время обработки образцов составляет: №1 – 15 мин, №2 – 30 мин, №3 – 60 мин, №4 – 90 мин, №5 – 240 мин, №6 – 480 мин. Характер зависимости эллипсометрических параметров от времени обработки показывает, что происходят качественные изменения поверхности. Однако измерить или оценить шероховатость по данным только эллипсометрических измерений в данном случае не представляется возможным. В дальнейшем предлагается развить исследования в этом направлении.



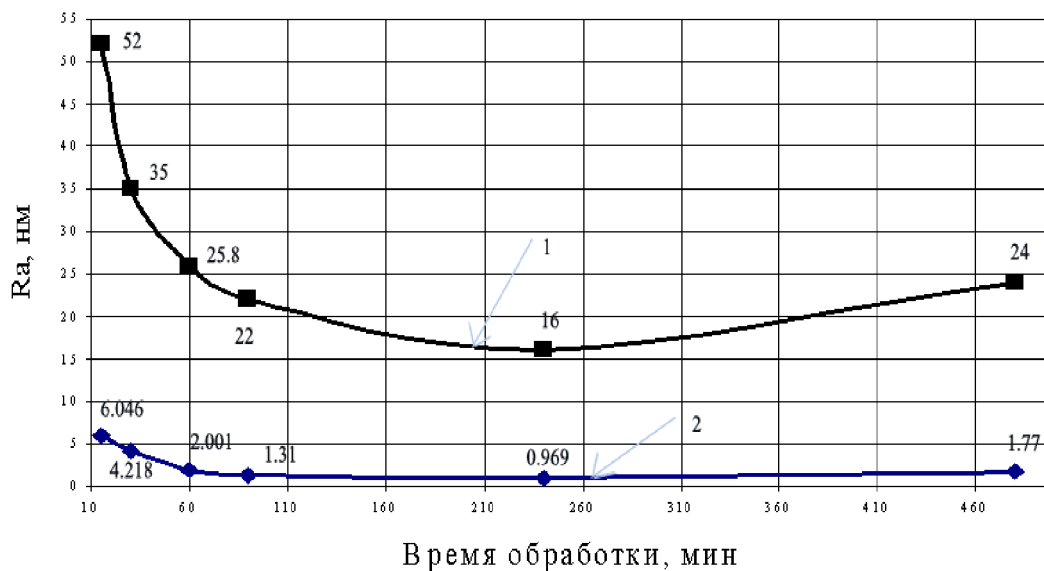


Рис. 5. Зависимость Ra от времени обработки: 1 – распределение, рассчитанное по площади скана; 1 – распределение, рассчитанное по профилограмме

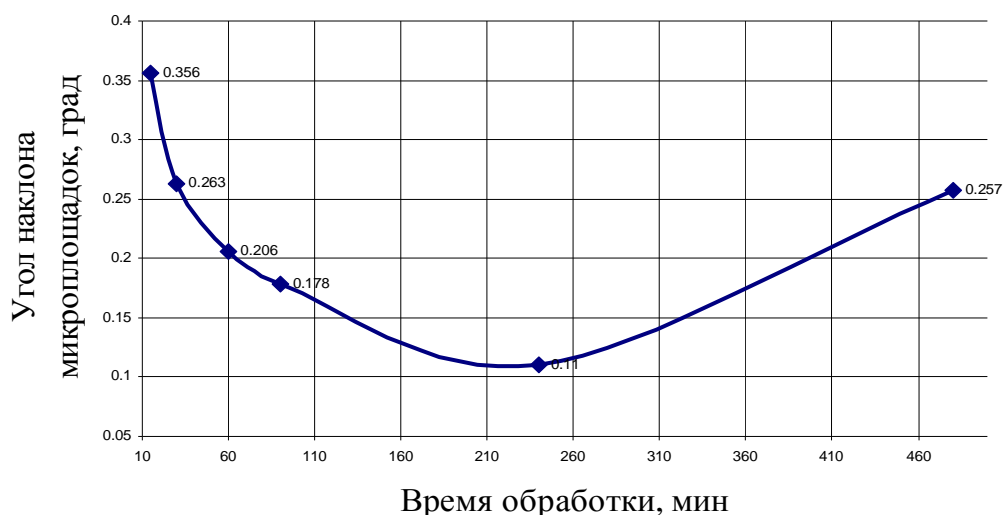


Рис. 6. Зависимость угла наклона микроплощадок от времени обработки

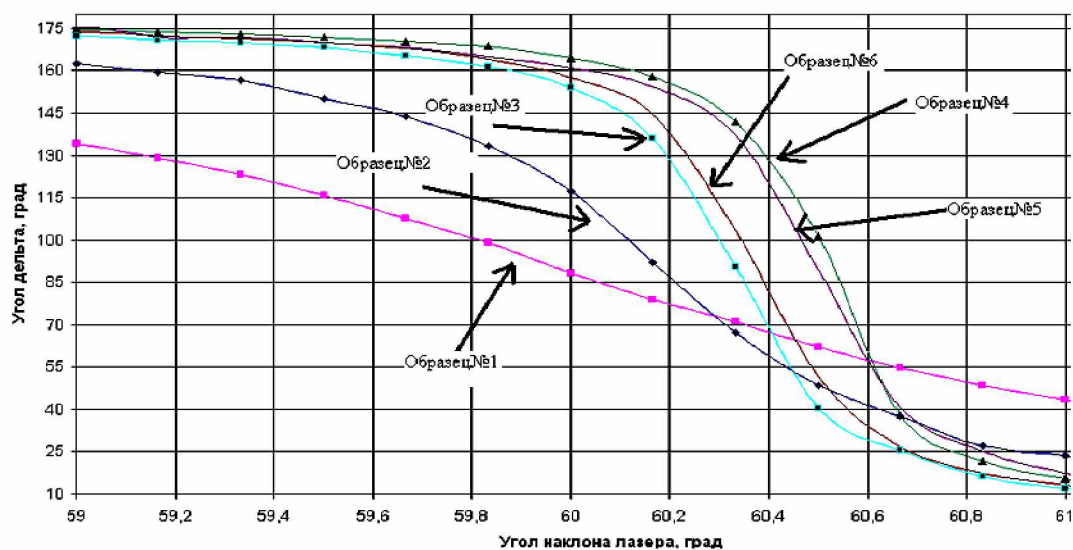


Рис. 7. Графическая зависимость угла дельта от угла наклона лазера для шести образцов

Проведенные исследования дают основание считать, что цели и задача, поставленные в настоящей работе по достижению минимальной шероховатости для данных конкретных условий выполнены. Минимальная шероховатость величиной 9 ангстрем достигается при отмеченных выше условиях обработки через 240 минут полировки.

### Заключение

- Показано, что наиболее трудоемкой операцией на завершающей стадии (финишной обработки) является удаление сетки мелких царапин («алмазного фона»), оставшихся после предварительной полировки.
- Показано, что при существующей технологии получить высококачественную поверхность (минимальные  $N$  и  $\Delta N$ , нулевой класс чистоты, устранение алмазного фона) возможно лишь при длительной полировке и финишной доводке.
- Установлено, что с увеличением времени обработки шероховатость поверхности и ее структура изменяются, при этом шероховатость уменьшается, достигая оптимальной (минимальной) через 240 минут.
- Проведены статистические оценки величины шероховатости и построены соответствующие графики зависимости.
- Определены углы наклона микроплощадок на полированной поверхности синтетического корунда (путем обчета графиков).

Работа выполнена в ЗАО «Опто-Технологическая Лаборатория» ([www.optotl.ru](http://www.optotl.ru)), отдельные измерения были проведены в Центре микротехнологии и диагностики ЛЭТИ.

Работа выполнена в рамках проекта 10145.

### Литература

1. Кузнецов С.М., Куманин К.Г. Формообразование оптических поверхностей. М.: Оборонгиз, 1962, 432 с.
2. Twyman F. Prism and Lens making. London, 1998.
3. Лисицын Ю.В., Качкин С.С. // ОМП. 1980. №3. С.34–36.
4. Беннит Джин М., Маттсон Л. Шероховатость поверхности и рассеяние. / Пер. с англ. Н.В. Васильченко. 1993.
5. Добровинская Е.Р., Литвинов Л.А., Пищик В.В. Энциклопедия сапфира. Харьков: НТК «Институт монокристаллов», 2004. 509 с.



# ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ СТЕКОЛ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ КЛИНИЧЕСКОЙ РЕФРАКЦИИ ГЛАЗА

М.В. Погумирский, Е.К. Пруненко

В работе рассматривается влияние дисперсии стекол в линзах пробного набора и материалах, используемых для изготовления очков. На примере цветных стекол показано, что спектральные характеристики влияют на изменение клинической рефракции глаза при измерении на авторефрактометре.

## Введение

Основное исследование органа зрения для назначения средств коррекции – это исследование рефракции каждого глаза. Существует три вида клинической рефракции: эметропия, гиперметропия и миопия, под которой подразумевается степень соразмерности длины фокуса и длины переднезадней оси конкретного глаза.

В клинической практике применяют два метода определения клинической рефракции – субъективный и объективный. Объективный способ определения рефракции не требует активного участия пациента, в то время как для субъективного метода требуется активное участие пациентов. К объективным методам относятся рефрактометрия и скиаскопия, к субъективным – определение рефракции методом подбора корректирующих линз с помощью пробного набора. При этом считается, что клиническая рефракция исследуемого глаза равна оптической силе очкового стекла пробного набора, с которым получено наилучшее зрение [1].

Автоматический рефрактометр стал привычным прибором для оптометрического кабинета. Это исследование существенно облегчает работу врача и оптометриста, так как позволяет в короткий срок определить рефракцию с достаточной степенью точности и без использования дополнительных средств (например, циклоплегии). Однако полученные в результате авторефрактометрии данные не являются готовым рецептом на очки. В первых, каждый из параметров коррекции нуждается в субъективном уточнении, во вторых, степень полноты коррекции зависит от возраста пациента, характера его деятельности, предшествующей коррекции и, возможно, других факторов [2]. Поэтому от субъективного метода в подборе очков не отказались, до сих пор используются пробные наборы. Но сегодня они изменились. Если раньше использовали двояковогнутые и двояковыпуклые линзы пробных наборов, то сегодня это линзы менисковой формы. Разработаны новые материалы, которые стали использовать в офтальмологии. Вопрос влияния дисперсии стекол актуальным, так как у пациентов возникают претензии к подобранному очкам.

## Материалы, применяемые для изготовления очковых линз

По материалам, применяемым для изготовления линз пробного набора и линз скиаскопических линеек, на сегодняшний день нет никаких данных. Производителей подобного офтальмологического оборудования много. Изготовители пробных наборов не указывают материал и его показатели. Раньше для изготовления линз пробного набора использовалось стекло К8, позднее – БОК-3. Сейчас в очковой оптике используется множество стекол, как неорганических, так и органических, с различными показателями преломления и коэффициентом дисперсии. В табл. 1 приведены материалы стекол, применяемых сегодня в очковой оптике с указанием характеристик, заявляемых изготовителями стекол [3–6].

Как показывают данные таблицы, с увеличением показателя преломления коэффициент дисперсии (число Аббе) снижается, что означает более высокий уровень дисперсии света и низкое качество изображения. Низкое значение коэффициента Аббе у высокопреломляющих очковых линз приводит к хроматической аберрации. Хроматическая аберрация проявляется в окрашенности изображения, о чем свидетельствуют

данные опроса пациентов с клинической рефракцией более  $\pm 7$  дптр. По мнению авторов, с этим явлением следует считаться, начиная с рефракции  $\pm 7,0$  дптр.

Материал	$n_d$	$n_e$	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Коэффициент дисперсии
<b>Неорганические стекла</b>				
Бесцветный крон	1,523	1,525	2,48	58,5
БОК-3	1,523	1,525	2,4	60
1,6/41 blank	1,600	1,604	2,63	41,2
ЛОФ-1	1,623		2,6	28
1,7/35 blank	1,700	1,705	3,21	34,4
1,7/42 blank	1,700	1,705	3,21	41,4
1,8/35 blank	1,802	1,807	3,65	34,4
1,9/31 blank	1,885	1,892	3,99	30,4
<b>Органические стекла</b>				
CR-39	1,498	1,500	1,3	58
ORMA 1,5		1,502	1,32	58
Trivex	1,532	1,534	1,1	46
Sola Spectralite	1,537	1,540	1,2	47
PPG HIP	1,560	1,563	1,2	38
ORMEX	1,558	1,561	1,23	37
CLEX 1,56	1,560		1,19	42
Поликарбонат	1,586	1,589	1,2	30
Hoya Eyas 1,6	1,600	1,603	1,3	42
Hoya Teslalid	1,710	1,715	1,4	32
CLEX 1,67	1,667		1,35	32
Nikon	1,74	1,745	1,4	32

Таблица 1. Оптические характеристики стекол, применяемых в очковой оптике

Некоторые пациенты заметили отклонения в качестве изображения при изменении зоны поля зрения. Пациент К. (25 лет в очках с задней вершинной рефракцией -8 дптр) смотрит на черную линию на белом фоне:

- смотрит прямо на центр линии – изображение четкое;
- смотрит на линию под некоторым углом – окрашивание краев линии (слева – синий цвет, справа – красный), центр размыт (все цвета).

Пациентка К. (20 лет в очках с задней вершинной рефракцией +8 дптр) рассматривает картинку из 12 точек: центральные точки окрашены, а крайние точки четкие. Данная картина возникает в очках с показателем преломления материала линз  $n_e=1,67$  и дисперсией  $v_e=32$ . С показателем преломления  $n_e=1,558$ , дисперсией  $v_e=37$  центральные точки размыты, но не окрашены. Однако в очках из материала с показателем преломления  $n_e=1,523$  и дисперсией материала  $v_e=60$  отклонений в изображении картинки с точками не возникает. Это говорит о том, что на практике дисперсия приводит к появлению окрашенной каймы вокруг изображения контрастного предмета, особенно заметной на удаленных от центра предмета участках. Такое окрашивание вызвано хроматическими aberrациями линзы.

### **Влияние спектральных характеристик на измерения клинической рефракции с помощью авторефрактометра Tomey RC – 4000 (Япония)**

Авторефрактометр значительно облегчает и ускоряет работу специалиста, занимающегося подбором очков, особенно в части диагностики астигматизма. Но субъек-

тивный контроль коррекции лучше проводить с помощью традиционных устройств - пробной очковой оправы. Последняя является необходимым элементом рефрактометрии, поскольку только в ней пациент может испытать переносимость коррекции в свободном пространстве и при выполнении разных зрительных задач [2].

Авторефкератометр RC-4000 гарантирует точное и эффективное обследование в нескольких режимах измерения рефракции и кератометрии, а также измерение базовой кривой контактных линз. Значение для дали автоматически вычисляется при проведении измерений. Автоматически вычисляется остаточный астигматизм, что помогает в подборе жестких контактных линз. Прибор обеспечивает возможность одновременного измерения диаметра роговицы и зрачка.

Чтобы радужка глаза пациента не сжималась и на проводимые измерения не влияла аккомодация глаза, данная модель имеет вспомогательный канал в ближнем инфракрасном диапазоне. Кератометрия в приборе выполняется после рефракции, что исключает ошибки, возникающие при аккомодации [7].

Прибор позволяет измерять рефракцию с шагом 0,12–0,25 дптр и дает повторяемые результаты. Промежуточные результаты измерений можно наблюдать на экране прибора. Окончательный результат выдается в виде распечатки всех проведенных исследований и их усредненного результата в привычном виде «сфера (SPH) – цилиндр (CYL) – ось (AXS)» с указанием межзрачкового (PD) и вертексного расстояния (VD). При этом в распечатке присутствует показатель достоверности результата, который обозначается звездочкой.

При измерениях авторефкератометр использовался как авторефрактометр для определения рефракции глаз. В литературе по оптометрии не указаны данные о дисперсии сред глаза. Также в описании прибора не указывается, в каком спектральном диапазоне производятся измерения и как учитывается величина дисперсии при расчете клинической рефракции глаза для зеленой части спектра, на которой производятся измерения рефракций очковых линз.

В восприятии мира цвет играет существенную роль: красный раздражает, а зеленый, наоборот, успокаивает. При использовании цветных стекол изменяется восприятие мира. Выяснилось, что цветные стекла с различными спектральными характеристиками изменяют рефракцию глаза при измерении ее на авторефрактометре. Спектральные характеристики подбирались таким образом, чтобы стекла работали в синей, видимой и красной области спектра и при этом не перекрывали рабочий диапазон самого прибора. Были подобраны синее, оранжевое, красное и зеленое стекла в виде плоскопараллельных пластинок.

На рис. 1–4 представлены графики спектрального пропускания стекол, используемых при измерении клинической рефракции глаза. Пунктирной линией показана относительная спектральная чувствительность глаза для дневного зрения. Так как глаз человека воспринимает свет в диапазоне длин волн 380–780 нм, информативная часть спектральных кривых цветных стекол находится в пределах этого диапазона. На рис. 1 из кривой спектральной чувствительности глаза (пунктирная линия) синее стекло вырезает область спектра 500–650 нм, оставляя области синей и красной части спектра, участвующие в измерении. Для красного стекла (рис. 2) рабочая область спектра находится в пределах 580–780 нм. Спектральный диапазон 380–780 нм на рис. 3 является рабочей областью для зеленого стекла, а для оранжевого стекла (рис. 4) эта область составляет 520–780 нм. Заметно, что рабочая область цветных стекол отличается друг от друга. Из рис. 1–4 видно, что у стекол отличается не только рабочая область спектра, но и величина пропускания в этой области.

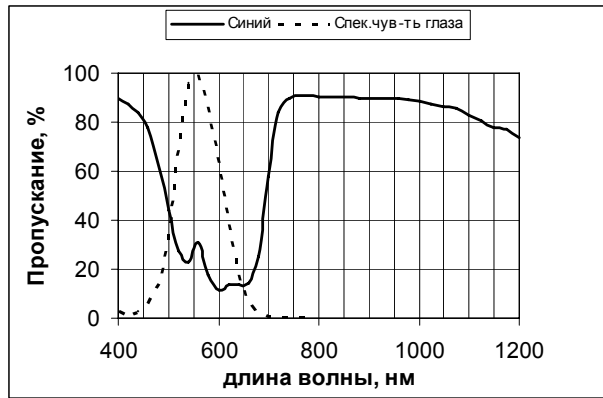


Рис. 1. Спектральная кривая синего стекла

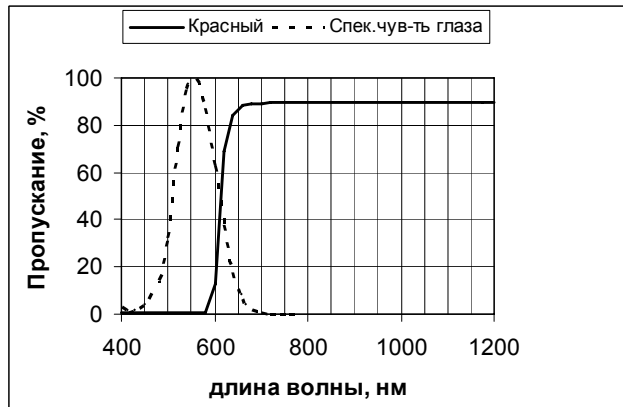


Рис. 2. Спектральная кривая красного стекла

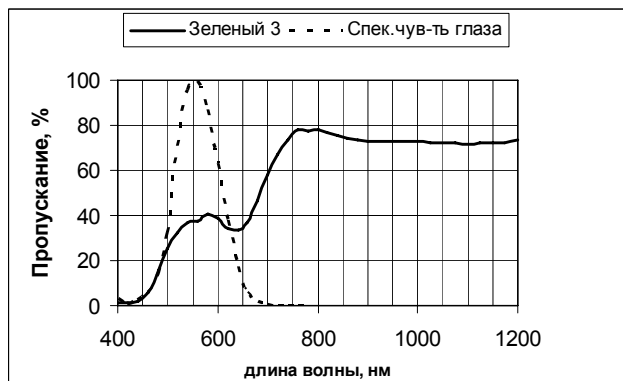


Рис. 3. Спектральная кривая зеленого стекла

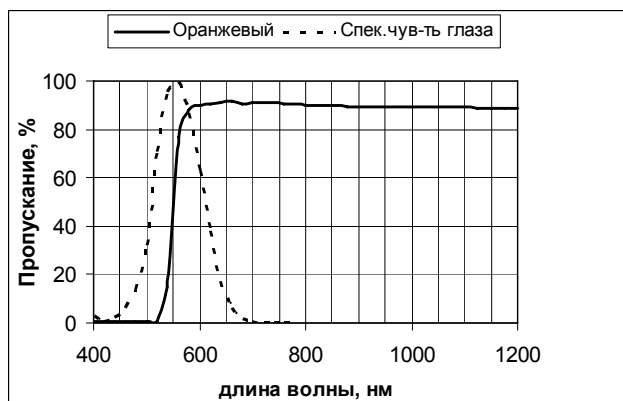


Рис. 4. Спектральная кривая оранжевого стекла

Авторефкератометр не способен работать с плоскопараллельными пластинками, на которых созданы интерференционные узкополосные фильтры, скорее всего, из-за больших величин отражений от поверхности фильтра, вызывающие неверную работу прибора. Интересно сравнивать значения, полученные при измерении клинической рефракции при использовании синего стекла, и значения без стекол, так как синее стекло вырезает активно участвующую в зрительном акте зеленую часть спектра.

Автоматический индикатор наведения и фокусировки авторефрактометра подсказывает оператору благоприятный момент начала измерения, при этом глаз фиксируется на мишени, снижая влияние аккомодации. Первоначально у пациента измеряется клиническая рефракция глаза. Затем между прибором и глазом пациент устанавливает цветное стекло, чтобы оператор мог настроить прибор и снять показания. Таким образом, перед глазом поочередно устанавливаются цветные стекла, и регистрируется рефракция глаза с учетом спектральных характеристик стекол.

№ п/п	Значение рефракции правого (R) и левого глаза (L)	Значение рефракции правого (R) глаза с оранжевым и зеленым стеклом	Значение рефракции правого (R) глаза с красным стеклом	Значение рефракции правого (R) глаза с синим стеклом
1	ID: 0005 DATE: <u>20.11.05</u> NAME: <u>Пац.1.без стекол</u> VD=12.0 mm SPH CYL AXS <R> -5.75 -0.75 86 -5.75 -0.75 86 <b>*-5.75 -0.75 86</b> <L> -5.50 -1.00 83 -5.50 -0.75 88 *-5.50 -0.75 92 PD=59 mm NEVSKAYA OPTIKA	ID: 0009 DATE: <u>20.11.05</u> NAME: <u>Пац.1.оран.стекло</u> VD=12.0 mm SPH CYL AXS <R> -6.00 -0.50 83 <b>*-6.00 -0.50 77</b> -6.00 -0.75 84  NEVSKAYA OPTIKA	ID: 0007 DATE: <u>20.11.05</u> NAME: <u>Пац.1.крас.стекло</u> VD=12.0 mm SPH CYL AXS <R> -6.00 -1.00 91 -6.25 -0.75 90 <b>*-6.25 -0.75 84</b>  NEVSKAYA OPTIKA	ID: 0006 DATE: <u>20.11.05</u> NAME: <u>Пац.1.син.стекло</u> VD=12.0 mm SPH CYL AXS <R> -5.50 -1.00 90 -5.50 -0.75 93 <b>*-5.50 -1.00 94</b>  NEVSKAYA OPTIKA
2	ID: 0000 DATE: <u>11.12.05</u> NAME: <u>Пац.4.без стекол</u> VD=12.0 mm SPH CYL AXS <R> 0.00 0.00 +0.25 0.00 <b>*+0.25 0.00</b> <L> +0.25 0.00 +0.25 0.00 *+0.25 0.00 PD=58 mm NEVSKAYA OPTIKA	ID: 0003 DATE: <u>11.12.05</u> NAME: <u>Пац.4.зел.стекло</u> VD=12.0 mm SPH CYL AXS <R> -0.25 -0.25 6 <b>* -0.25 -0.25 105</b> -0.25 -0.25 148  NEVSKAYA OPTIKA	ID: 0006 DATE: <u>11.12.05</u> NAME: <u>Пац.4.крас.стекло</u> VD=12.0 mm SPH CYL AXS <R> 0.00 -0.25 113 0.00 -0.25 110 <b>* 0.00 -0.25 112</b>  NEVSKAYA OPTIKA	ID: 0001 DATE: <u>11.12.05</u> NAME: <u>Пац.4.син.стекло</u> VD=12.0 mm SPH CYL AXS <R> 0.00 0.00 0.00 0.00 <b>*0.00 0.00</b> NEVSKAYA OPTIKA

Таблица 2. Результаты измерений клинической рефракции для двух пациентов

В табл. 2 приведены результаты измерений клинической рефракции глаза без стекол и с цветными стеклами. Было проведено обследование 10 пациентов, результаты повторяемы и стабильны; в таблице приведены два из них.

У первого пациента значение клинической рефракции правого глаза в сфере (SPH) составляет -5,75 дптр, в цилиндре (CYL) -0,75 дптр с осью (AXS) 86° (значения, отмеченные звездочкой). Как видно из таблицы, значения рефракции глаза с цветными

стеклами отличаются от первоначального. При использовании оранжевого стекла рефракция в сфере увеличилась до -6 дптр, т.е. на 0,25 дптр, а в цилиндре уменьшилась на 0,25 дптр с изменением угла оси. Красное стекло увеличило рефракцию на 0,5 дптр в сфере и уменьшило угол оси цилиндра до 84°. Синее стекло уменьшило рефракцию правого глаза на 0,25 дптр до -5,5 дптр, но при этом увеличилось значение в цилиндре до -1 дптр, что соответствует изменению на 0,25 дптр.

При обследовании четвертого пациента вместо оранжевого стекла использовалось зеленое стекло, которое изменило рефракцию с +0,25 до -0,25 дптр, при этом появилась рефракция -0,25 дптр в цилиндре. С красным стеклом значение рефракции изменилось на 0,25 дптр, что видно из таблицы. Синее стекло уменьшило рефракцию в сфере с +0,25 до 0 дптр.

### **Заключение**

Для определения значения клинической рефракции глаза, а также при измерении величины задней вершинной рефракции очковых линз, особенно при контроле линз пробного набора и линз скиаскопических линеек, необходимо указать длину волны, на которой производится измерение. Также следует стандартизировать величину дисперсии материалов, которые применяются для изготовления линз пробного набора. Выказанные в работе предположения о том, что при объективном (приборном) способе измерения клинической рефракции глаза имеются ошибки, объясняемые значительной величиной дисперсией сред глаза, обосновывает различия в рецепте, выписанном при использовании линз пробного набора. Данный вопрос требует дальнейшего исследования с участием врачей-офтальмологов.

Хроматические аберрации сильно сказываются при использовании стекол с высоким показателем преломления, при этом линзы тоньше и легче. Выбор материала очковой линзы обычно лежит на пациенте. Как отмечалось вначале, именно при больших значениях рефракций (от  $\pm 7$  дптр) возникает хроматическая аберрация, ухудшающая качество зрения. Поэтому необходимо нормативными документами наложить ограничения на величину дисперсии очковых линз или предупреждать пациентов о возможном дискомфорте.

Работа выполнена в рамках проекта 10145 «Компьютерное моделирование, разработка и исследование оптико-информационных систем и технологий».

### **Литература**

1. Розенблюм Ю.З. Оптометрия (подбор средств коррекции зрения). Изд. 2-е, испт. и доп. СПб: Гиппократ. 1996. 320 с.
2. Розенблюм Ю.З., Проскурина О.В. // Веко. 1999. №7 (29). С. 32–38.
3. Каталог «OPTICAL GLASSES FOR PRESCRIPTION AND SUN LENSES», Corning S.A. Optical Division. 1998.
4. Каталог «OPTICAL material», Korea optical. 2003.
5. Каталог «TARIF EXPORT – Semi-Finished Lenses». ESSILOR DDS. 2005.
6. Каталог «RXP II +Automated information system» Coburn Optical Industries, Inc. 1987.
7. <http://www.stormoff.ru/foreign/opharef.htm#RC-4000>

# АНИЗОТРОПИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЦЕНТРОВ В СТЕКЛАХ ДЛЯ ВОЛНОВОДНЫХ ЛАЗЕРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ СВЕТА

Н.В. Никоноров, А.К. Пржеvusкий, В.А. Асеев, А.С. Рохмин, А.М. Ульяшенко

Исследована анизотропия поглощающих и излучающих оптических центров для ионов эрбия и тулия в стеклах для рабочих лазерных переходов на длинах волн 1.55 мкм и 1.47 мкм, представляющих наибольший интерес для современной оптической связи. Проведен комплекс фундаментальных исследований, включающий разработку новых методов исследования поляризованной люминесценции и создание высокочувствительных спектральных установок, обнаружение новых поляризационных эффектов в эрбиевых и тулиевых лазерных стеклах и оптимизацию характеристик лазерных стекол.

Разработан метод и создана чувствительная установка для измерения спектров поляризованной люминесценции эрбия и тулия в стеклах при нерезонансном возбуждении. Впервые обнаружена частичная поляризация люминесценции ионов эрбия и тулия в стеклах для основных лазерных переходов  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  ( $\lambda=1.55$  мкм) и  $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$  ( $\lambda=1.47$  мкм) при возбуждении линейно поляризованным лазерным светом. Форма спектра поляризованной люминесценции зависит от длины волны возбуждающего света и состава матрицы стекла. Степень поляризации зависит как от спектрального диапазона возбуждения, так и от спектрального диапазона регистрации. Для эрбиевых стекол степень поляризованной люминесценции достигает максимального значения ~1%, для тулиевых ~10%. Все наблюдавшиеся эффекты объяснены на основе модели, согласно которой при оптическом переходе между парой штарковских подуровней анизотропия поглощения и излучения света соответствует для ионов эрбия модели эллипсоидального осциллятора, а для ионов тулия - модели линейного осциллятора. Поляризованная люминесценция исследована для ионов эрбия в силикатных и фосфатных стеклах, для ионов тулия - в сурьмяно-силикатных, германатных и теллуридных стеклах. На основе концентрационных зависимостей степени поляризованной люминесценции рассчитаны скорости миграции возбуждений и фундаментальные микропараметры лазерных стекол - радиусы Ферстера для миграции и ап-конверсионного нелинейного тушения.

Разработан метод и создана установка для прямого измерения спектров усиления/потерь в лазерных высококонцентрированных иттербий/эрбиевых стеклах. Метод позволяет проводить измерение усиления в широких пределах уровня накачки (1-70%), а также определять населенность метастабильного уровня  $^4I_{13/2}$  для различных мощностей возбуждающего лазерного излучения. При помощи разработанного метода исследовано влияние состава матрицы стекла и концентрации иттербия и эрбия на спектры усиления/потерь. Полученные данные позволили определить предельные концентрации ионов эрбия и иттербия в лазерном стекле, а также оптимизировать их соотношения для наиболее эффективной работы микрлазеров и планарных оптических усилителей света.

## 1. Введение

В последнее время при разработке волоконных и планарных лазеров и оптических усилителей света для задач телекоммуникаций обнаружены новые эффекты - выжигание поляризационных дыр и поляризационно-зависимое усиление [1-3]. Эти эффекты существенно ухудшают работу волноводного лазера/усилителя, понижая отношение сигнал/шум. В основе этих поляризационных эффектов лежит анизотропия поглощения и излучения оптических центров, открытая членом-корреспондентом академии наук СССР П.П. Феофиловым на примере атомов, молекул и кристаллов еще в конце 50-х годов [4]. Для лазерных стекол, активированных эрбием (рабочий переход на 1.55 мкм) и тулием (1.47 мкм), которые представляют наибольший интерес для современных «окон телекоммуникаций», эффект анизотропии поглощения и излучения оптических центров до настоящего времени не изучался ни у нас в стране, ни за рубежом. Поэтому исследования эффекта анизотропии поглощения и излучения оптических центров в эрбиевых и тулиевых стеклах, которые проведены в настоящей работе, крайне актуальны, поскольку полученные результаты помогут оптимизировать характеристики как самого лазерного материала, так и волноводного устройства в виде волоконного или интегрально-оптического лазера/усилителя. Целью настоящей работы явилось исследование эффекта анизотропии поглощения и излучения оптических центров в эрбиевых и тулиевых стеклах для оптимизации характеристик волоконных и интегрально-оптических лазеров и усилителей света.

В задачу исследований входили:

- разработка методики и создание установки для измерения спектров поляризованной люминесценции эрбия и тулия,
- исследование влияния состава матрицы стекла, типа и концентрации активатора на вид спектров и степень поляризованной люминесценции,
- расчеты скорости миграции возбуждений,
- расчет фундаментальных параметров лазерных стекол – радиусов Ферстера для миграции и ап-конверсии,
- разработка методики и создание установки для измерения спектров усиления/потерь в лазерных стеклах,
- исследование влияния состава матрицы стекла и концентрации активатора на спектры усиления/потерь.

## **2.. Исследование поляризованной люминесценции в лазерных стеклах, активированных эрбием**

### **2.1. Актуальность исследований**

Ввиду неупорядоченности структуры стекла редкоземельные активаторные центры в нем не обладают симметрией и, следовательно, поглощают и испускают свет анизотропно. Эта анизотропия должна приводить к явлению поляризованной люминесценции (ПЛ) стекол [4], а именно, появлению частичной поляризации спектров люминесценции при ее возбуждении линейно поляризованным светом. Подобное явление наблюдалось для стекол, активированных ионами  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Eu}^{3+}$ ,  $\text{Tb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  [1–3]. Особенно подробно оно было исследовано для стекол, активированных ионами  $\text{Eu}^{3+}$  [1, 2], которые наиболее удобны для его наблюдения.

В случае эрбиевых стекол, являющихся весьма актуальным материалом для современной квантовой электроники, сообщалось лишь о наблюдении поляризации штарковских компонент полосы люминесценции 545 нм, соответствующей переходу  $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  при возбуждении образцов в области перехода  $^4I_{15/2} \rightarrow ^2G_{9/2}$  (366 нм) [2]. Вместе с тем имеются многочисленные данные по использованию волоконных эрбиевых усилителей [5, 6], которые говорят об анизотропии излучения на основном лазерном переходе  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  и, следовательно, о возможности наблюдения эффекта ПЛ на этом переходе. Так, например, в волоконных эрбиевых усилителях на основном лазерном переходе ( $\lambda=1.55$  мкм) наблюдается эффект выжигания поляризационных провалов и эффект поляризационно-зависимого усиления [7].

Исследование ПЛ на основном лазерном переходе представляет собой актуальную задачу для разработки волоконных эрбиевых усилителей света, поскольку может влиять на отношение сигнал/шум и приводить к уменьшению коэффициента усиления. В настоящей статье сообщается о наблюдении эффекта ПЛ в объемных образцах эрбиевых силикатных и фосфатных стекол для основного лазерного перехода.

### **2.2. Методика эксперимента**

Оптимальные условия наблюдения ПЛ подразумевают использование узких спектральных интервалов как для возбуждения, так и для регистрации люминесценции. Поэтому люминесценция анализировалась монохроматором (модель Acton-300, Acton Research Corporation), а для ее возбуждения использовалось лазерное излучение (рис. 1). В роли источников возбуждения применялись два лазера: (1) неодимовый лазер с удвоением частоты ( $\lambda_{\text{возб}} = 532$  нм) (модель Millennia-Xs, Spectra Physics) и (2) титан-сапфировый лазер (модель 3900S, Spectra Physics), который перестраивался в диапазоне  $\lambda_{\text{возб}}=790\text{--}1000$  нм. Оба лазера работали в непрерывном режиме. Чтобы иметь возможность менять направление линейной поляризации возбуждающего света, излучение ла-



зера пропускалось сначала через кристалл  $\text{LiNbO}_3$ , а затем через призму Глана. Наблюдение сигнала люминесценции производилось в направлении, перпендикулярном к направлению возбуждающего света. Для повышения чувствительности установки использовалась модуляционная методика.

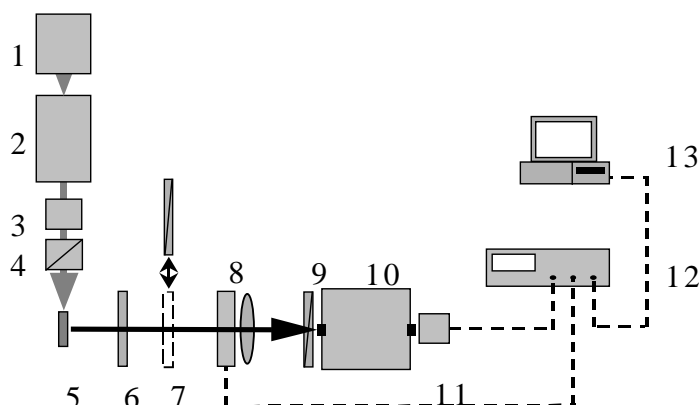


Рис.1. Экспериментальная установка: (1) – неодимовый лазер (модель Millennia-Xs, Spectra Physics,  $\lambda = 532$  нм), (2) – титан-сапфировый лазер (модель 3900S, Spectra Physics,  $\lambda = 790 - 1000$  нм), (3) – кристалл  $\text{LiNbO}_3$ , (4) – призма Глана, (5) – образец, (6) – инфракрасный фильтр ИКС-6, (7, 9) – пленочный поляризатор, (8) – вращающаяся пластинка из слюды  $\lambda/2$ , (10) – монохроматор (модель Acton-300, Acton Research Corporation), (11) – InGaAs-приемник (модель ID-441, Acton Research Corporation), (12) – цифровой синхронный усилитель (модель SR850, Stanford Research Inc), (13) – компьютер

В качестве модулятора сигнала люминесценции использовалась вращающаяся пластинка из слюды  $\lambda/2$  и пленочный поляризатор. Интенсивность света люминесценции, прошедшего через такую комбинацию оптических элементов, оказывалась промодулированной на учетверенной частоте вращения пластинки  $\lambda/2$ . Причем амплитуда модуляции была пропорциональна величине

$$\Delta I(\lambda) = I_{\parallel}(\lambda) - I_{\perp}(\lambda), \quad (1)$$

где  $I_{\parallel}(\lambda)$  – интенсивность света люминесценции, поляризованного параллельно поляризации возбуждающего света, а  $I_{\perp}(\lambda)$  – интенсивность света люминесценции, поляризованного перпендикулярно поляризации возбуждающего света. На выходной щели монохроматора сигнал регистрировался ИК приемником InGaAs (модель ID-441, Acton Research Corporation).

Для улучшения отношения сигнал/шум использовалась система синхронного детектирования, реализованная на основе цифрового синхронного усилителя (модель SR850, Stanford Research Inc.). При этом для получения опорного сигнала использовался светодиод, фиксирующий вращение пластинки  $\lambda/2$ . Результирующий продетектированный сигнал обрабатывался компьютером и представлялся как функция длины волны света люминесценции – дифференциальный спектр  $\Delta I(\lambda)$ .

Для оценок степени поляризации необходимо было измерить сигнал, пропорциональный сумме  $I_{\parallel}(\lambda) + I_{\perp}(\lambda)$ . Для этого перед пластинкой  $\lambda/2$  располагался пленочный поляризатор, и снимались показания величины продетектированного сигнала  $I$ . Полагалось, что

$$I_{\parallel}(\lambda) + I_{\perp}(\lambda) = 2IT, \quad (2)$$

где  $T$  – максимальное пропускание поляризованного света поляризатором.

Для разделения люминесценции и возбуждающего света после образца располагался фильтр ИКС-6. Спектральная чувствительность установки была проградуирована с помощью ленточной лампы.

Исследовались фосфатные и силикатные стекла с содержанием  $\text{Er}_2\text{O}_3$ , изменяющимся в диапазоне 0.1–0.8 мол %. Образцы представляли собой полированные пластинки, у которых были отполированы 4 грани для предотвращения деполяризации как возбуждающего света, так и света люминесценции. Толщина пластинок выбиралась так, чтобы уменьшить реабсорбцию света люминесценции.

### 2.3. Результаты и обсуждение

Обнаружена частичная поляризация штарковской структуры полосы  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  в спектрах люминесценции как силикатных, так и фосфатных стекол при возбуждении образцов линейно поляризованным светом с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости, содержащей направление возбуждения и направление наблюдения.

Во всех случаях контуры дифференциальных спектров  $\Delta I(\lambda)$  существенно отличались от «обычного» контура люминесценции, наблюдаемого при неполяризованном возбуждении (рис. 2–5). При этом форма контура дифференциального спектра  $\Delta I(\lambda)$  зависела от длины волны возбуждающего лазерного света, в частности, менялась при сканировании в диапазонах  $\lambda_{\text{возб}} = 532$  нм,  $\lambda_{\text{возб}} = 790\text{--}813$  нм и  $\lambda_{\text{возб}} = 960\text{--}990$  нм, что соответствует оптическим переходам в области полос поглощения  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$ ,  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  и  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  (рис. 3–5). Таким образом, степень поляризации зависела как от длины волны возбуждающего света  $\lambda_{\text{возб}}$ , так и света люминесценции  $\lambda_{\text{люм}}$ .

Такая зависимость является характерной особенностью ПЛ стекол, активированных редкоземельными ионами [3, 2] и служит доказательством того, что в наших экспериментах мы имели дело именно с этим эффектом. Тем не менее, ввиду малой величины наблюдаемых эффектов был проведен следующий проверочный эксперимент.

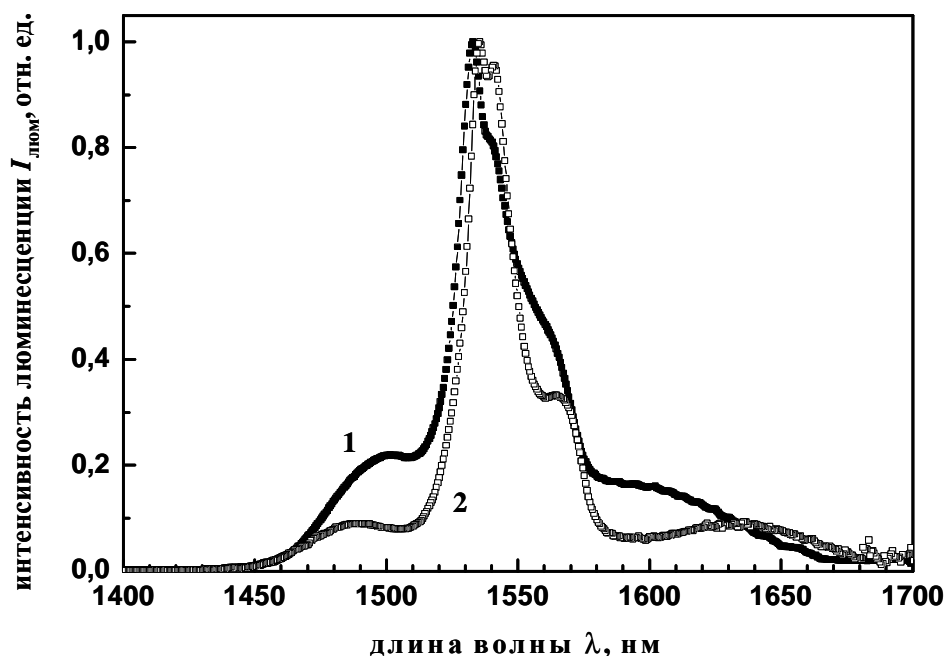


Рис. 2. Спектры люминесценции  $\text{Er}^{3+}$  для фосфатного (1) и силикатного (2) стекол

При изменении поляризации возбуждающего света на поляризацию, при которой электрический вектор был параллелен направлению наблюдения, сигнал  $\Delta I(\lambda)$  умень-

шался на полтора порядка и становился сопоставим с погрешностью установки, которая возникала из-за угловой апертуры пучка света люминесценции и неточностей настройки (рис. 6).

Все описанные свойства ПЛ эрбиевых стекол естественно объясняются с помощью модели, предложенной в [2], суть которой состоит в следующем.

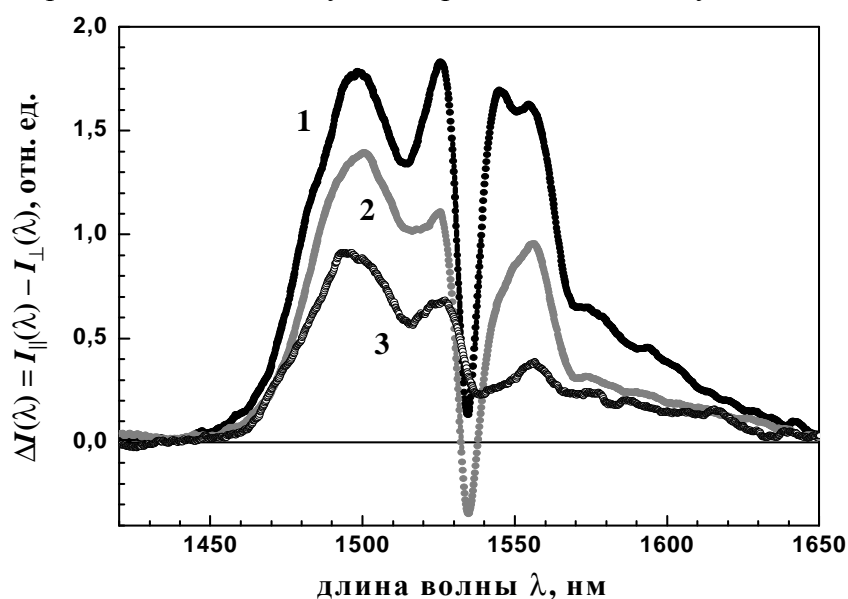


Рис. 3. Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции  $\text{Er}^{3+}$  ( $\text{Er}_2\text{O}_3 = 0.1$  мол. %) в фосфатном стекле, полученные при возбуждении в разные участки полосы поглощения (переход  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ ):  $\lambda_{\text{возб}} = 975$  нм (кривая 1), 980 нм (2) и 985 нм (3)

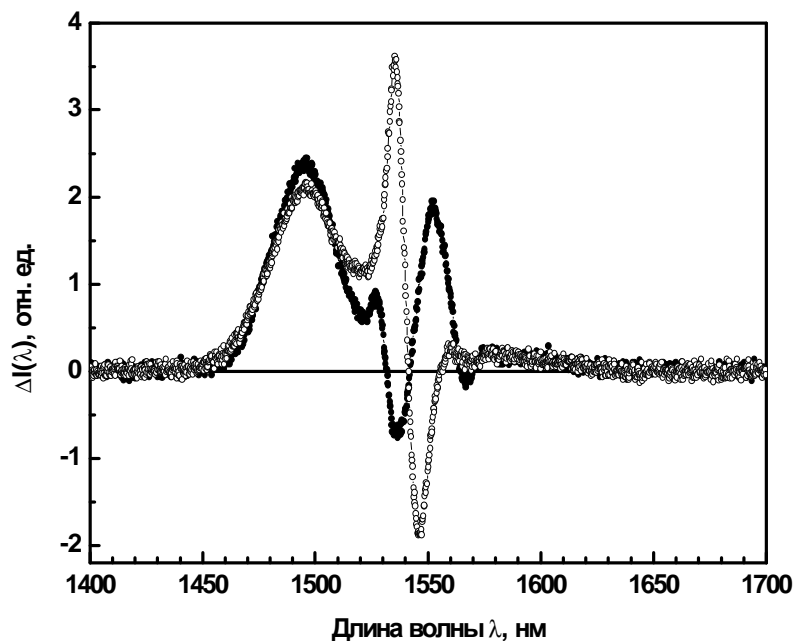


Рис. 4. Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции  $\text{Er}^{3+}$  ( $\text{Er}_2\text{O}_3 = 0.1$  мол.%) для силикатного (1) и фосфатного (2) стекол, полученные при возбуждении  $\lambda_{\text{возб}} = 800$  нм

Ввиду неупорядоченной структуры стекла эрбиевые центры не обладают симметрией, и вырождение их энергетических уровней снято настолько, насколько это возможно в отсутствии магнитного поля. А именно, так как число электронов на 4f-оболочке нечетно и равно 11, каждый уровень представляет собой дважды вырожденный кramerсов дублет. Для несимметричного оптического центра анизотропия погло-

щения или испускания света, соответствующая переходу между парой крамерсовых уровней, описывается эллипсоидом, на форму которого не наложено никаких ограничений. Степень поляризации люминесценции при поляризованном возбуждении определяется взаимной угловой ориентацией пары таких эллипсоидов. Первый эллипсоид описывает анизотропию поглощения света отдельной компонентой штарковской структуры спектра поглощения, а второй – анизотропию испускания света штарковской компонентой спектра люминесценции.

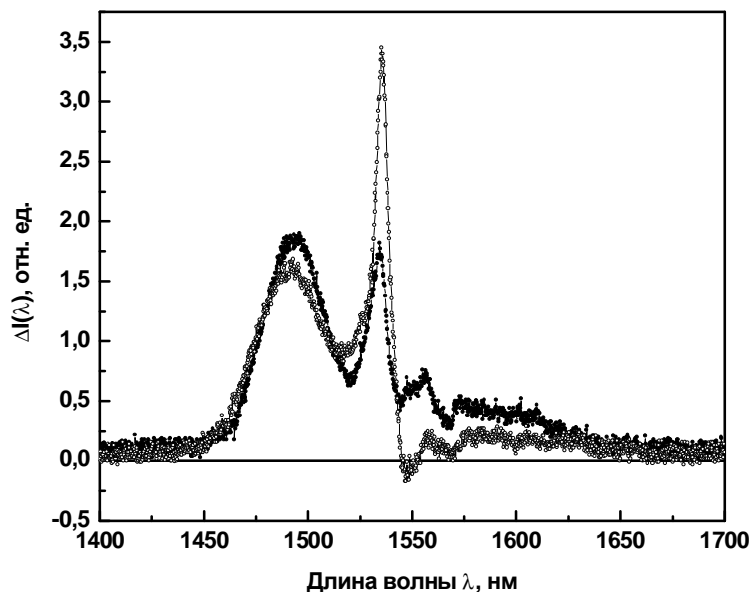


Рис. 5. Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции  $\text{Er}^{3+}$  ( $\text{Er}_2\text{O}_3 = 0.1$  мол. %) для силикатного (1) и фосфатного (2) стекол, полученные при возбуждении  $\lambda_{\text{возб}} = 532$  нм

Эта модель является сильно упрощенной. Наблюдаемую экспериментально степень поляризации уменьшают следующие факторы.

(а) В случае эрбиевых стекол как в спектре поглощения, так и в спектре люминесценции отдельные штарковские компоненты настолько сильно уширены, что их контуры всегда перекрываются. Поэтому даже в случае лазерного возбуждения поглощение и излучение света описываются несколькими парами оптических осцилляторов, а не одной. Экспериментально измеряемая степень поляризации представляет собой результат усреднения.

(б) Из-за неупорядоченности структуры стекла оптические центры эрбия в нем различаются по своему строению – они неоднородны. Это приводит к дисперсии всех оптических параметров центров. Хорошо известным проявлением этой неоднородности является неоднородное уширение спектров. Менее известен факт дисперсии скоростей излучательных переходов [8]. Из общих соображений ясно, что должна существовать и дисперсия углов между оптическими осцилляторами.

При одинаковых условиях возбуждения и регистрации контуры спектров  $\Delta I(\lambda)$  для фосфатных и силикатных стекол заметно различались, что естественно объясняется различием в штарковской структуре спектров.

Как для фосфатных, так и для силикатных стекол максимальные значения степени поляризации,  $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / 2(I_{\parallel} + I_{\perp})$ , наблюдались для образцов с наименьшей концентрацией эрбия 0.1 мол % (рис. 7). При увеличении концентрации степень поляризации  $P$  уменьшалась, что может быть приписано хорошо известному эффекту концентрационной деполяризации [4]. Миграция возбуждений по метастабильному уровню  ${}^4I_{13/2}$  сопровождается потерей информации об ориентации осциллятора, первоначально возбу-

жденного светом. В случае эрбиевых стекол картина концентрационной деполаризации усложняется явлением концентрационного тушения люминесценции – уменьшением времени затухания люминесценции  $\tau$  с ростом концентрации. Уменьшение  $\tau$  снижает влияние миграции на поляризацию люминесценции: возбуждения «не успевают» до излучения мигрировать и тем самым изменить ориентацию осциллятора, заданную возбуждающим светом.

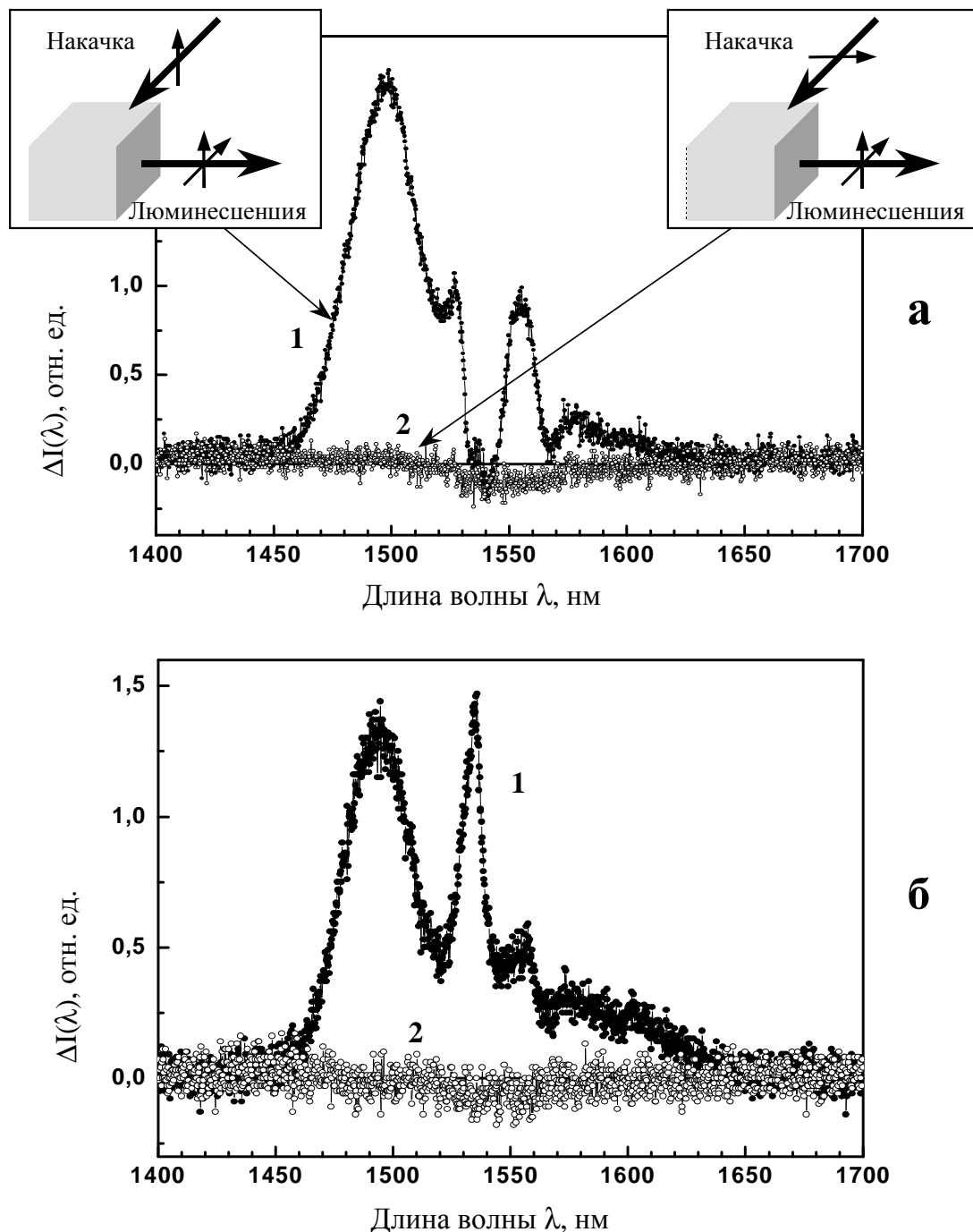


Рис. 6. Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции  $\text{Er}^{3+}$  ( $\text{Er}_2\text{O}_3 = 0.1$  мол. %) для фосфатного стекла, полученные при возбуждении  $\lambda_{\text{возб}} = 795$  нм (а) и  $\lambda_{\text{возб}} = 532$  нм (б) для различной геометрии эксперимента:  
 (1) - вектор возбуждающего электрического поля  $E$  перпендикулярен плоскости, содержащей направление возбуждения и направление наблюдения люминесценции;  
 (2) - вектор  $E$  параллелен направлению наблюдения люминесценции

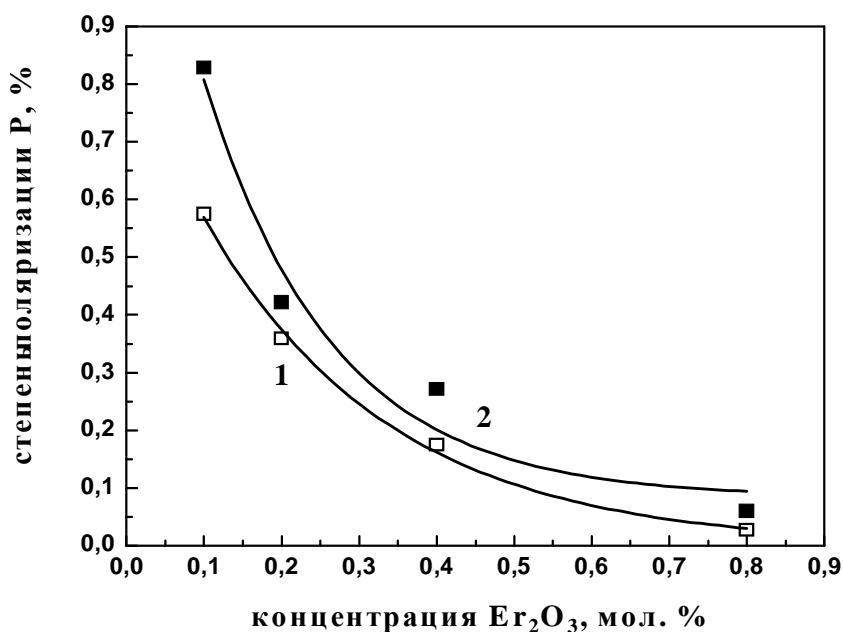


Рис. 7. Концентрационная деполаризация люминесценции  $Er^{3+}$  для силикатного (1) и фосфатного (2) стекол, полученная при возбуждении  $\lambda_{\text{возб}} = 532 \text{ нм}$

Таким образом, обнаружена частичная поляризация люминесценции фосфатных и силикатных эрбиевых стекол для основного лазерного перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  ( $\lambda_{\text{люм.}} = 1.55 \text{ мкм}$ ) при возбуждении линейно поляризованным лазерным светом ( $\lambda_{\text{возб}} = 532 \text{ нм}$ ,  $\lambda_{\text{возб}} = 790\text{--}990 \text{ нм}$ ). Форма спектра поляризованной люминесценции зависит от длины волны возбуждающего света и состава матрицы стекла. Степень поляризации зависит как от спектрального диапазона возбуждения, так и от спектрального диапазона регистрации, достигая максимального значения  $\sim 1\%$ . Увеличение концентрации эрбия приводит к увеличению скорости миграции возбуждения между ионами эрбия и уменьшению степени поляризации.

### 3. Исследование поляризованной люминесценции в лазерных стеклах, активированных тулием

#### 3.1. Актуальность исследований

В настоящее время особый интерес проявляется к тулиевым стеклам в связи с их использованием в качестве активной среды волоконных усилителей света с длиной волны  $1.47 \text{ мкм}$ . Для этой цели наиболее перспективны высокопреломляющие стекла. В частности, среди тяжелых оксидных стекол выделяются сурьмяно-силикатные [10], германатные и теллуридные [11–14]. 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 обуславливает 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 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.

### 3.2. Образцы 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 тулия, аналогична схеме для исследования эрбия (рис. 1). Отличие состояло только в спектральном диапазоне возбуждения (760–820) нм и регистрации люминесценции (1350–1600 нм).

### 3.3. Результаты и обсуждение

Измерения показали, что полоса люминесценции  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  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. 8–9). Эффект наблюдался для стекол всех исследованных составов: сурьмяно-силикатных, германатных и теллуритных. Во всех случаях контур дифференциального спектра  $\Delta I(\lambda)$  существенно отличался от обычного контура спектра люминесценции (рис. 8). Таким образом, степень поляризации менялась немонокотонным образом в пределах полосы  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  и имела различные значения для разных штарковских компонент. Все эти факты естественным образом объясняются в рамках следующей модели [2].

Ввиду неупорядоченности структуры стекла активаторные редкоземельные центры в нем несимметричны. Так как ион  $Tm^{3+}$  – не «крамерсовский» (имеет на незаполненной 4f-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 анизотропия 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.

Модель линейных осцилляторов дает хорошо известное объяснение эффекта поляризованной люминесценции, наблюдаемой при возбуждении линейно поляризованным светом [4]. 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. 10). В остальном геометрия эксперимента сохранялась. В этом случае наведенная светом ось аксиальной симметрии возбужденного образца совпадает с направлением наблюдения, и измеряемая люминесценция должна быть не поляризована.

(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.

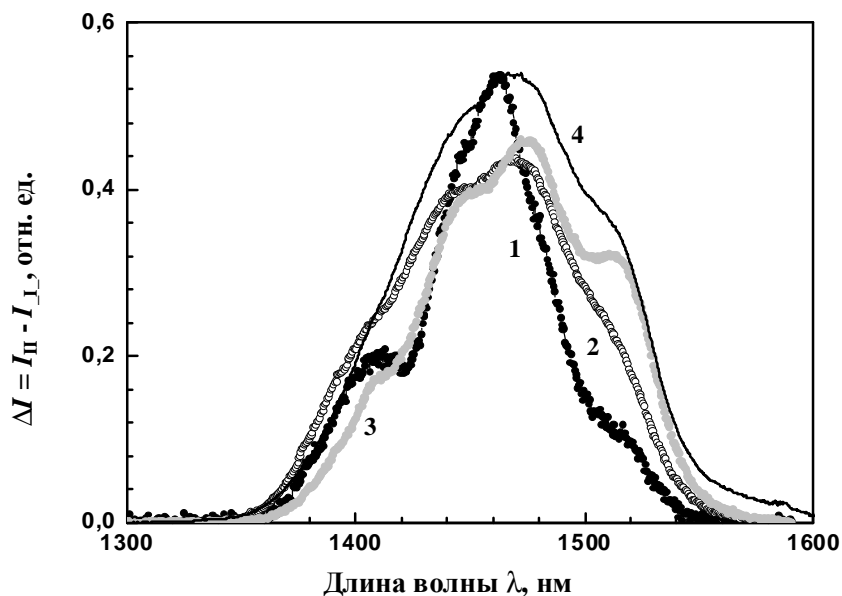


Рис. 8. Спектры поляризованной люминесценции тулия ( $Tm_2O_3 = 0.3$  мол. %) в теллуридном стекле, полученные при возбуждении в разные области полосы поглощения  $^3H_6 - ^3H_4$   $\lambda_{\text{воз}} = 768$  нм (кривая 1),  $\lambda_{\text{воз}} = 791$  нм (2) и  $\lambda_{\text{воз}} = 812$  нм (3) и спектр обычной люминесценции тулия (4)

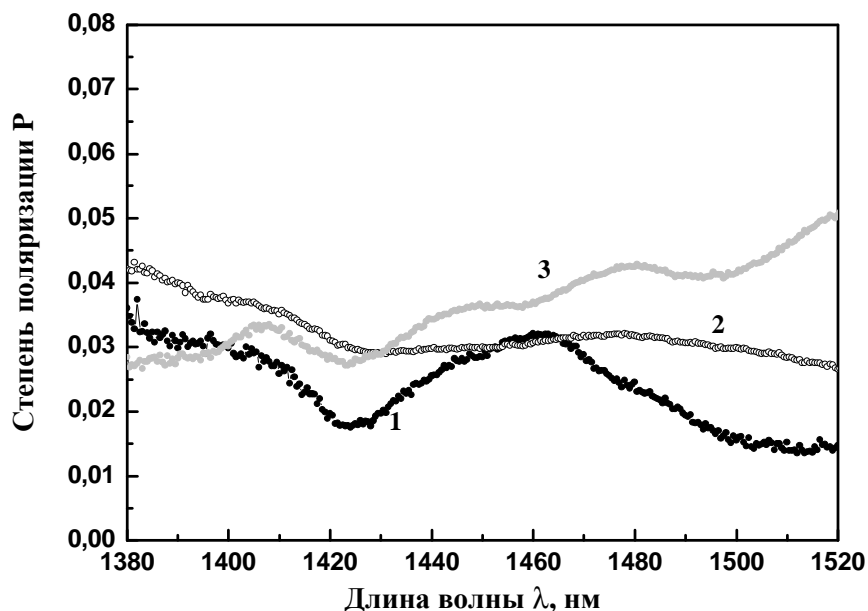


Рис. 9. Спектральная зависимость степени поляризации люминесценции для теллуридного стекла ( $Tm_2O_3 = 0.3$  мол. %) при разных накачках:  $\lambda_{\text{воз}} = 768$  нм (кривая 1),  $\lambda_{\text{воз}} = 791$  нм (2) и  $\lambda_{\text{воз}} = 812$  нм (3)



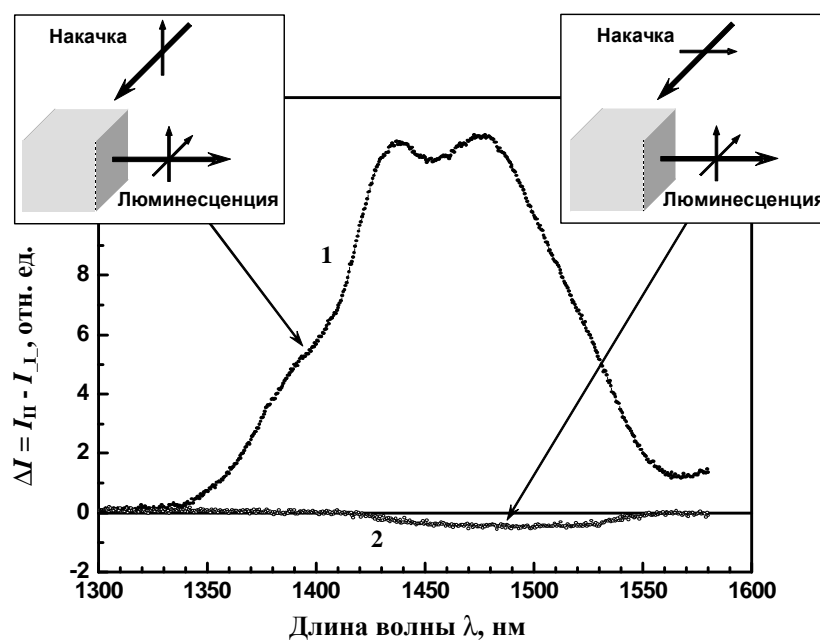


Рис. 10. Спектры поляризованной люминесценции тулия в теллуридном стекле ( $Tm_2O_3 = 0.05$  мол.%) при накачке  $\lambda_{\text{возб}} = 791$  нм: (1) – электрический вектор возбуждающего света перпендикулярен направлению наблюдения, (2) – электрический вектор возбуждающего света параллелен направлению наблюдения

Описываемые ниже результаты дальнейших исследований ПЛ тулиевых стекол также хорошо согласуются с осцилляторной моделью. В частности, были измерены дифференциальные спектры  $\Delta I(\lambda)$  и спектры степени поляризации  $P(\lambda)$  при возбуждении в разные участки полосы поглощения тулия  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ . Сканирование длины волны возбуждающего света осуществлялось перестраиваемым титан-сапфировым лазером. Оказалось, что при этом меняется форма обоих контуров – как  $\Delta I(\lambda)$  (рис. 8), так и  $P(\lambda)$  (рис. 9). Таким образом, степень поляризации зависела как от длины волны возбуждающего света  $\lambda_{\text{возб}}$ , так и области регистрации люминесценции  $\lambda_{\text{люм}}$ . 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  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$  и, следовательно, разные поглощающие осцилляторы. А при сканировании спектра люминесценции в излучении участвуют различные штарковские компоненты полосы  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  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. 11, на котором приведены контуры спектров  $\Delta I(\lambda)$  для тулиевых стекол разного состава: сурьмяно-силикатных, германатных и теллуридных, полученные при одинаковых условиях возбуждения и регистрации.

Измерения показали, что степень поляризации уменьшается с ростом содержания тулия в образце (рис. 12). Такая концентрационная деполяризация – хорошо известное явление при изучении поляризованной люминесценции [4]. 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 максималь-

ные значения степени поляризации ( $\sim 0.1$ ) наблюдались для образцов с наименьшей концентрацией тулия 0.1 мол. %.

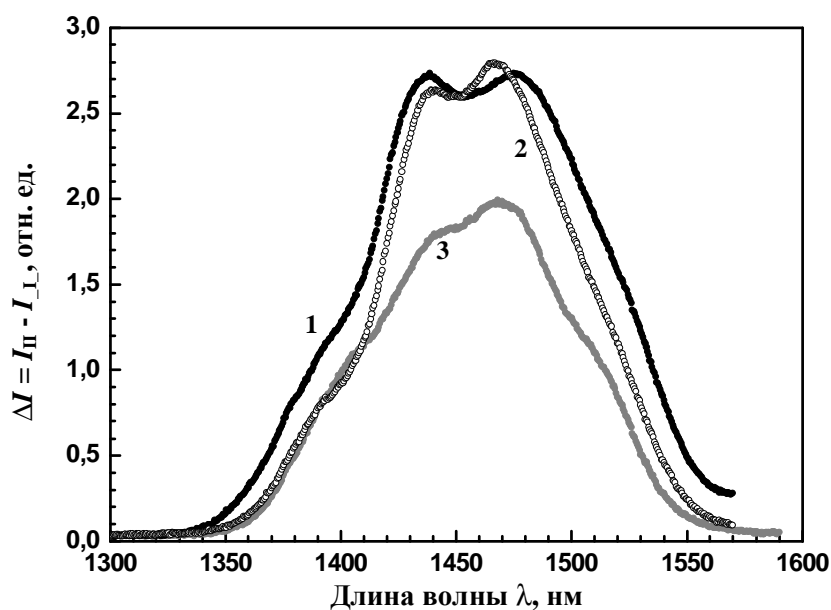


Рис. 11. Спектры поляризованной люминесценции тулия ( $Tm_2O_3 = 0.3$  мол. %) в сурьмяно-силикатном (кривая 1), германатном (2) и теллуридном (3) стеклах при накачке  $\lambda_{воз} = 791$  нм

Таким образом, можно заключить, что полоса люминесценции  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  в спектрах стекол, активированных тулием, приобретает частичную поляризацию при возбуждении образцов линейно поляризованным светом. Эффект наблюдается для стекол всех исследовавшихся составов: сурьмяно-силикатных, германатных и теллуридных.

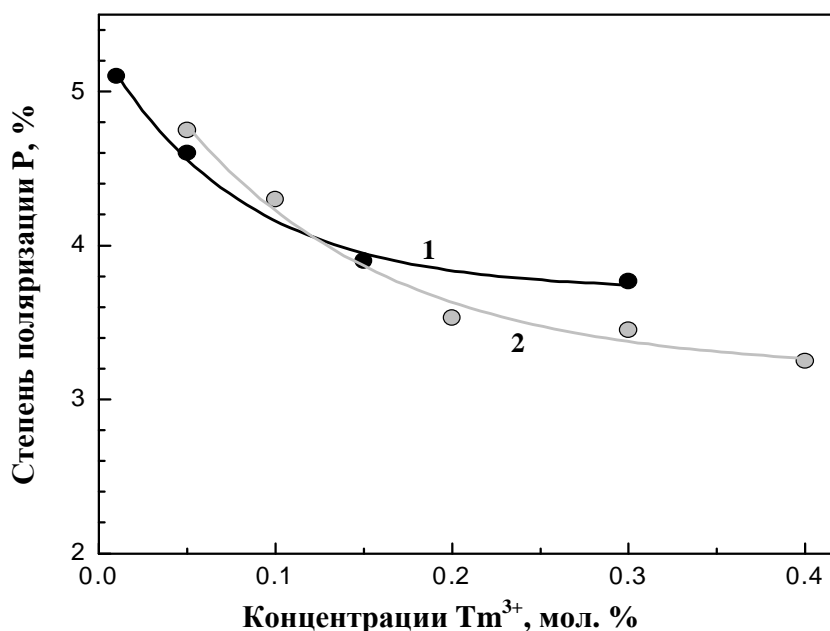


Рис. 12. Концентрационная деполяризация люминесценции тулия ( $Tm_2O_3 = 0.3$  мол. %) для сурьмяно-силикатного (кривая 1) и германатного (2) стекол, измеренная при накачке  $\lambda_{воз} = 791$  нм

Во всех случаях степень поляризации меняется немонотонным образом в пределах полосы  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  так, что форма контура дифференциального спектра  $\Delta I(\lambda) = I_{\parallel}(\lambda) - I_{\perp}(\lambda)$  существенно отличается от обычного спектра люминесценции. Степень поляризации зависит как от спектрального диапазона возбуждения, так и от спектрального диапазона регистрации, достигая максимального значения  $\sim 0.1$ . 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.

#### **4. Миграция возбуждений и расчеты фундаментальных параметров на основе концентрационных измерений степени поляризованной люминесценции ионов эрбия и тулия в стеклах**

##### **4.1. Актуальность исследований**

Акты поглощения и испускания света происходят в каждом редкоземельном оптическом центре независимо от других только в случае образцов с малой концентрацией активатора. При увеличении концентрации центров они начинают взаимодействовать друг с другом. Это взаимодействие может приводить к передаче возбуждений между оптическими центрами. Центр, с которого возбуждение уходит, называется «донором», а центр, на который возбуждение переходит – «акцептором». Передача возбуждений весьма существенно модифицирует люминесцентные и генерационные свойства материалов.

В частности, она проявляется в сенсбилизации люминесценции. Например, в иттербий-эрбиевом лазере свет накачки поглощают ионы иттербия, которые передают возбуждения ионам эрбия, испускающим затем стимулированное излучение.

В случае, когда передача возбуждений происходит между центрами одного типа, употребляют термин «миграция возбуждений».

Миграция возбуждений осуществляет транспорт возбуждений по материалу, что влияет на люминесцентные параметры. Например, миграция по системе доноров доставляет возбуждения к акцепторам, что существенно увеличивает эффективность сенсбилизации акцепторов. Но миграция может и портить люминесцентные свойства. Она доставляет возбуждения к тушащим центрам: например, ОН-группам. Такое увеличение эффективности тушителей, снижающее квантовый выход люминесценции, называется «концентрационным тушением» люминесценции.

Важным случаем передачи возбуждений является ап-конверсия, которая играет значительную роль в трансформации возбуждений в эрбиевых материалах. Этот процесс возможен в случае, когда два близко расположенных иона  $\text{Er}^{3+}$  находятся на метастабильном уровне  ${}^4I_{13/2}$ . Тогда в результате взаимодействия ионов один из них может опуститься на основной уровень  ${}^4I_{15/2}$ , а другой перейти на высокорасположенный возбужденный уровень  ${}^4F_{9/2}$ . Далее в оксидных материалах ион эрбия обычно возвращается с уровня  ${}^4F_{9/2}$  на метастабильный уровень  ${}^4I_{13/2}$ , отдавая при этом часть энергии на возбуждение колебаний матрицы. В результате такого многоэтапного процесса два возбуждения на метастабильном уровне превращаются в одно. Таким образом, ап-конверсия является тушащим процессом по отношению к люминесценции, а в лазерных материалах – к генерации.

Миграция возбуждений влияет на эффективность и ап-конверсионного процесса, так как благодаря миграции возрастает вероятность нахождения рядом двух эрбиевых центров на метастабильном уровне.

Таким образом, миграция в значительной степени определяет эффективность важнейших для лазерных материалов процессов – сенсбилизации, концентрационного тушения, ап-конверсионного тушения. Определение параметров миграции – актуальная задача современной фотоники.

#### 4.2. Основные представления микроскопической теории передачи возбуждений

Предполагается, что между центрами имеется кулоновское взаимодействие, в энергии которого выделяются следующие слагаемые:

диполь-дипольное взаимодействие	$V(dd) \sim d_1 d_2 / R^6;$
диполь-квадрупольное взаимодействие	$V(dq) \sim dq / R^8;$
квадруполь-квадрупольное взаимодействие	$V(qq) \sim q_1 q_2 / R^{10}.$

Здесь  $d$  – дипольный момент, а  $q$  – квадрупольный момент. Так как квадрупольный момент является тензором, то последние два выражения носят условный характер. Фактически здесь должны фигурировать суммы по компонентам тензоров.

Согласно квантовой механике, вероятность передачи возбуждения  $w_{D \rightarrow A}$  от донора D к акцептору A



вычисляется по формуле

$$w_{D \rightarrow A} = \frac{2\pi}{y} \left| \langle DA^* | V | D^* A \rangle \right|^2, \quad (4)$$

которая преобразуется к следующему виду:

$$w_{D \rightarrow A} = \frac{k}{R^s} f_D f_A \int a_D(\nu) \sigma_A(\nu) \nu^{-4} d\nu. \quad (5)$$

Здесь  $R$  – расстояние между центрами;  $s = 6, 8, 10$  для  $dd, dq,$  и  $qq$  взаимодействий, соответственно;  $a(\nu)$  – спектральный коэффициент Эйнштейна, описывающий излучение донора;  $\sigma(\nu)$  – сечение поглощения акцептора;  $f_A$  и  $f_D$  – силы осцилляторов соответствующих переходов.

Вероятность передачи пропорциональна интегралу перекрытия спектров поглощения и люминесценции и силам осцилляторов соответствующих полос. Точно так же было бы в случае излучательного перехода.

Экспериментальные критерии, позволяющие дискриминировать случаи излучательной и безызлучательной передачи, проиллюстрированы на рис.13.

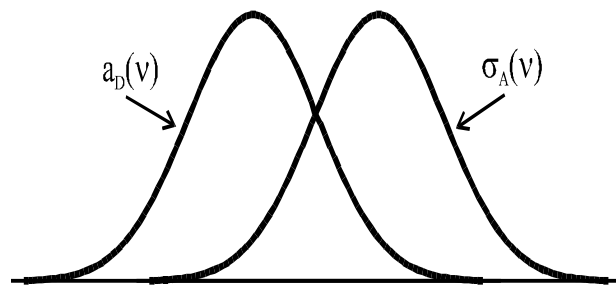


Рис.13. Перекрытие контуров спектров поглощения и люминесценции

Часто выражение для вероятности передачи записывают в следующем виде:

$$w_{D \rightarrow A} = A_{\Sigma} \left( \frac{R_F}{R} \right)^s = \frac{C_{DA}}{R^s}. \quad (6)$$

Здесь  $R_F$  – радиус Ферстера, равный расстоянию между донором и акцептором, при котором скорость передачи равна скорости излучательного распада.

Приведенные выше соотношения используются для анализа всех случаев передачи возбуждений, в том числе миграции и ап-конверсии. Однако они получены для пары

центров, а в реальном эксперименте участвует большой ансамбль центров. Измеряемые экспериментально параметры люминесценции (квантовый выход, затухание, степень поляризации) являются результатом усреднения по ансамблю. Задача теории состоит в установлении связи микроскопических параметров, таких как радиус Ферстера, с измеряемыми экспериментально величинами. Решение этой задачи чисто аналитическими методами представляет значительные трудности. Трудности удается преодолеть, имитируя эксперимент методами статистического моделирования.

### 4.3. Статистическое моделирование передачи возбуждений в активированных материалах

Моделирование начиналось с того, что генератор случайных чисел задавал координаты  $N$  ( $\approx 400$ ) точек, символизирующих ионы активатора в кубической ячейке. Затем для каждого центра с помощью случайных чисел задавалось направление дипольного момента. Считалось, что реализуется случай резонансного возбуждения люминесценции. Вероятность возбуждения центра зависела от угла между вектором поляризации возбуждающего света и направлением дипольного момента центра. Генератор случайных чисел определял номер возбужденного центра.

Затем для возбужденного центра вычислялись вероятности передачи возбуждений на все остальные центры. Эти вероятности складывались, и к ним прибавлялась вероятность излучения. Новое случайное число определяло судьбу рассматриваемого возбуждения. Если это было испускание света, то определялись проекции интенсивности на направление возбуждающего света  $I_{\parallel}$  и на перпендикулярное к нему направление  $I_{\perp}$ . В случае передачи возбуждения на новый центр снова вычислялись вероятности передачи на все остальные центры, и вся процедура повторялась.

После многократного повторения подобных историй полученные результаты усреднялись, вычислялись суммарные значения  $I_{\perp}$  и  $I_{\parallel}$ , а также степени поляризации  $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\perp} + I_{\parallel})$  и анизотропии  $r = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\perp} + 2I_{\parallel})$ . Рассмотрение последней величины предпочтительно с точки зрения теории.

### 4.5. Анализ экспериментальных данных

В результате моделирования была получена следующая экстраполяционная формула, позволяющая связать измеряемую экспериментально анизотропию поляризации с основным параметром микроскопической теории – радиусом Ферстера [15]:

$$r = r_0 / (1 + 1.111\gamma + 0.555\gamma^2 + 0.035\gamma^3). \quad (7)$$

Здесь  $r_0$  – максимальное значение анизотропии, а безразмерный параметр  $\gamma$  – произведение концентрации  $n$  ( $\text{см}^{-3}$ ) на объем сферы Ферстера

$$1/n_0 = 4\pi R_F^3 / 3. \quad (8)$$

Процесс определения радиуса Ферстера по экспериментально измеренной зависимости анизотропии поляризации от концентрации заключается в варьировании всего одного параметра  $\gamma$  с целью наилучшего описания вышеприведенной зависимостью кривой концентрационной деполяризации.

Именно таким способом и были получены данные, представленные в табл. 1. Они находятся в том же диапазоне величин, что и немногочисленные литературные данные, полученные другими методами. В частности, значение для силикатного стекла прекрасно совпадает с значением, полученным нами путем сравнения экспериментальных данных по ап-конверсионному тушению и результатов моделирования (рис. 14–15).

Следует отметить, что анализ концентрационной деполяризации (табл. 1) позволяет определить значение радиуса Ферстера при комнатной температуре, когда ряд других методов не работает. В то же время для решения прикладных проблем значения радиуса Ферстера необходимы именно при комнатной температуре, когда этот фундамен-

тальный параметр контролирует три основных процесса в лазерном материале – сенсibilизацию, концентрационное тушение и апконверсионное тушение

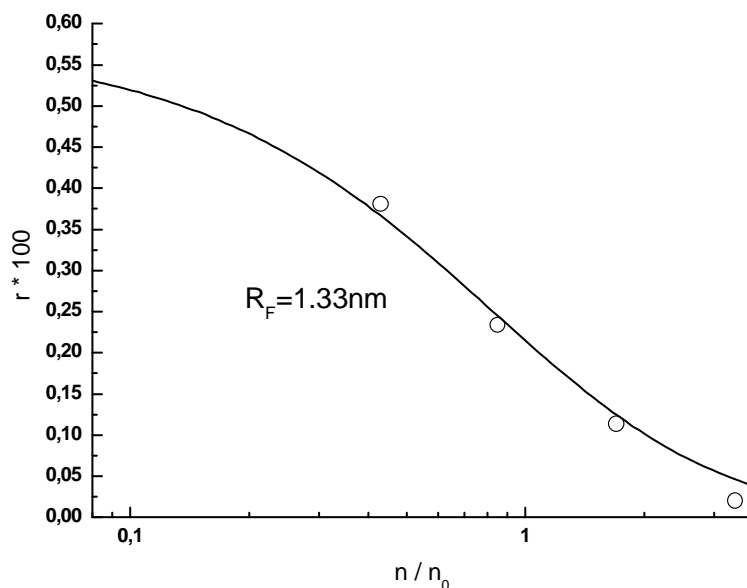


Рис. 14. Концентрационная деполяризация эрбиевого силикатного стекла: точки – эксперимент, линия-расчет по формуле (7)

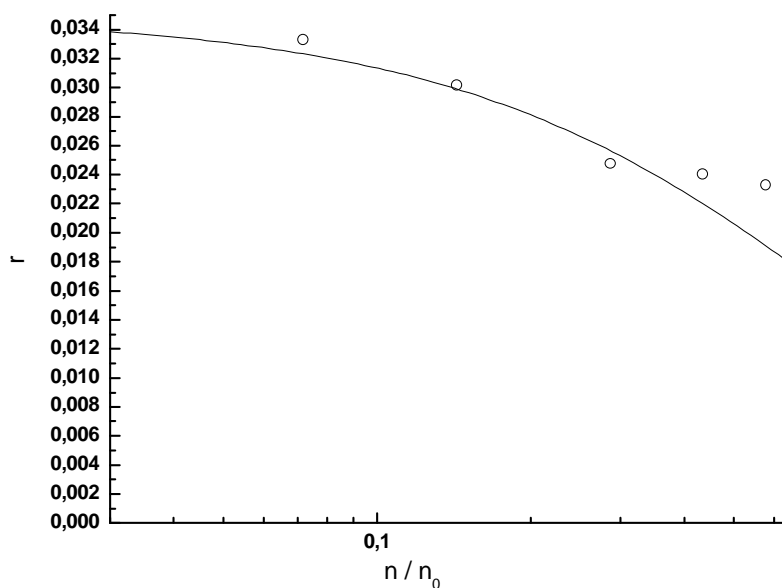


Рис. 15. Концентрационная деполяризация ионов тулия в германатном стекле: точки – эксперимент, линия – расчет по формуле (7)

Ион	Матрица	Радиус Ферстера, нм
$\text{Er}^{3+}$	Силикатное стекло	1,3
$\text{Er}^{3+}$	Фосфатное стекло	1,5
$\text{Tm}^{3+}$	Германатное стекло	1,1

Таблица 1. Значения радиусов Ферстера, определенные по деполяризации люминесценции

## 5. Спектры усиления/потерь в высококонцентрированных лазерных фосфатных и силикатных стеклах для микролазеров и планарных оптических усилителей света

### 5.1. Методика и установка для измерения спектров усиления в лазерных стеклах

#### 5.1.1. Актуальность исследований

Разработка новых лазерных сред, активированных эрбием, для волноводных оптических усилителей света на длине волны 1.55 мкм требует создания простых методов экспресс-контроля таких важных характеристик, как спектр усиления и населенность метастабильного уровня  $^4I_{13/2}$  при разных мощностях накачки. Обычно спектры усиления/потерь, характеризующие лазерную среду, измеряются в волоконном или планарном устройствах, которые, как правило, представляют или сложную систему различных модулей, как, например, в случае волоконного усилителя, или интегрированных на единой подложке элементов, как в случае планарного усилителя [16]. Как правило, помимо самой активной лазерной среды (волоконного или планарного волновода), такие системы включают источник накачки, изоляторы, устройства ввода–вывода излучения, мультиплексор и т.д. Все это, естественно, делает процесс измерения спектров усиления трудоемким и дорогим.

Следует также отметить, что, помимо жестких требований к юстировке и позиционированию волноводных элементов в усилителях, особые требования предъявляются к оптическому качеству эрбиевого стекла. Лазерное стекло должно обладать высокой оптической однородностью на большой длине. Так, например, типичная длина активной области планарных усилителей составляет 5–8 см, а длина волоконного усилителя – несколько метров. Как правило, реализация высокой однородности достигается при синтезе лазерного стекла в тиглях больших объемов и специальных условиях. Следует отметить, что в лабораторных условиях получение лазерных стекол высокого оптического качества для волноводных усилителей представляет серьезные трудности.

Целью настоящей работы явилась разработка экспресс-метода измерения спектров усиления/потерь в эрбиевых стеклах, полученных в лабораторных условиях.

#### 5.1.2. Методика эксперимента

Методика измерений основана на регистрации прошедшего зондирующего света через накаченную область. В образце толщиной 0.45–1 мм диафрагмой диаметром 0,2 мм выделялся микроскопический объем, через который одновременно проходило сфокусированное излучение вольфрамовой лампы ( $\lambda_{\text{зонд}} = 1.4\text{--}1.7$  мкм) и возбуждающее излучение титан-сапфирового лазера ( $\lambda_{\text{накачка}} = 0.975$  мкм). Такая схема позволяет производить зондирование и накачку в малых объемах, и ее можно использовать для измерения населенности метастабильного уровня  $N_2$  и усиления в образцах, приготовленных в лабораторных условиях и имеющих невысокое оптическое качество.

Схема установки представлена на рис 16. Для накачки образца (3) использовалось непрерывное излучение титан-сапфирового лазера (1) мощностью ~2 Вт (модель 3900, Spectra Physics), который, в свою очередь, накачивался неодимовым лазером ( $\lambda = 0.53$  мкм, модель Millennia Xs, Spectra Physics). Мощность лазера регулировалась при помощи ослабляющих фильтров (5) и контролировалась при помощи пироэлектрического приемника (Kimmon Electric Co). В качестве зонда использовалось модулированное излучения лампы (2) (Oriol), которое, проходя через монохроматор (4) (модель 300, Acton Research Corp.), регистрировалось ФЭУ или *InGaAs*-приемником (6) (модель 441, Acton Research Corp). Далее сигнал усиливался при помощи синхронного усилителя (модель SR850, Stanford Research Systems) (8) и обрабатывался на компьютере.

В данной работе использовались *Yb/Er* промышленное фосфатное стекло (КГСС-0134), а также силикатные стекла, синтезированные в лабораторных условиях в ГОИ им. С.И. Вавилова [17, 18] (табл. 2).

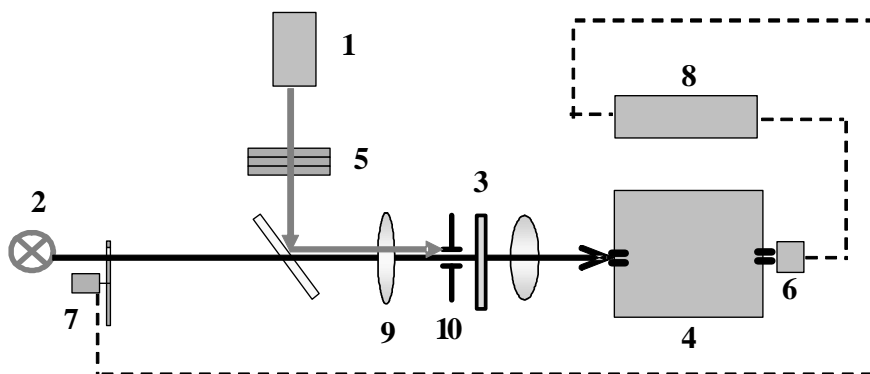


Рис.16. Схема установки: (1)- Лазер (960/975 нм), (2) – лампа, (3) – объемный образец, (4) - монохроматор (5) - ослабляющие фильтры, (6) –ФЭУ или InGaAs приемник, (7) – модулятор, (8) –синхронизируемый усилитель, (9) – линза, (10) – диафрагма (Ø 0.2 мм)

Образцы	$N_{Er}, \text{см}^{-3}$	$N_{Yb}, \text{см}^{-3}$
Фосфатный (коммерческий)		
КГСС 0134	$0.51 \cdot 10^{20}$	$21 \cdot 10^{20}$
Силикатные (экспериментальные)		
№1	$0.26 \cdot 10^{20}$	$16.8 \cdot 10^{20}$
№2	$0.56 \cdot 10^{20}$	
№3	$1.13 \cdot 10^{20}$	
№4	$2.26 \cdot 10^{20}$	

Таблица 2. Концентрации ионов  $Yb^{3+}$  и  $Er^{3+}$  в образцах

### 5.1.3. Результаты и обсуждение

Для экспериментального определения коэффициента усиления/потерь необходимо определить накачку  $N_2/N$ , где  $N_2$  – населенность метастабильного уровня  $^4I_{13/2}$ ,  $N$  – концентрация ионов эрбия. Схема уровней  $Er^{3+}$  представлена на рис. 17.

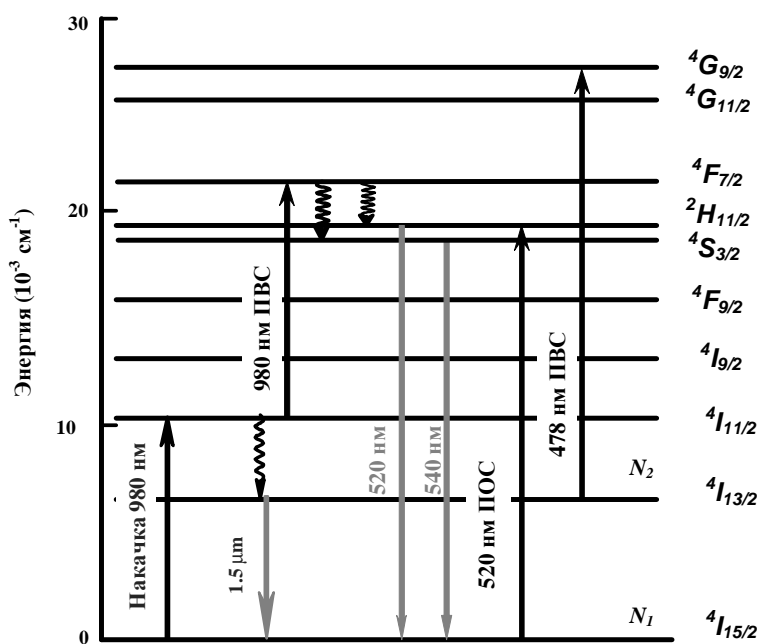


Рис.17. Схема энергетических уровней  $Er^{3+}$



Нами был разработан метод прямого измерения населенности  $N_2$  верхнего метастабильного уровня  ${}^4I_{13/2}$  [19–24]. Суть метода заключается в измерении сечения поглощения  $\sigma_{\text{эф}}$  и изменения коэффициента поглощения  $\Delta k$  :

$$N_2 = \Delta k / \sigma_{\text{эф}}. \quad (9)$$

Изменение показателя поглощения происходит по трем причинам: (а) за счет уменьшения поглощения из основного состояния (ПОС), связанного с обеднением  $\Delta N_1$  основного уровня  ${}^4I_{15/2}$ , (б) за счет поглощения из возбужденного состояния (ПВС), и (в) вынужденного излучения. В первом и третьем случае  $\Delta k$  отрицательно, во втором – положительно. Для всех случаев формула (9) справедлива. Вклад каждого из процессов в  $\sigma_{\text{эф}}$  зависит от спектрального диапазона, в котором проводятся измерения.

При определении  $N_2$  использовались две методики. Первая основана на измерении изменения поглощения из основного состояния,  $\Delta k^{\text{ПОС}}$ , для сверхчувствительного перехода  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4H_{11/2}$  в спектральной области 520 нм и исходит из предположения, что  $N_2 = \Delta N_1$ . Вторая базируется на измерении поглощения из возбужденного состояния,  $k^{\text{ПВС}}$ , для сверхчувствительного перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4G_{9/2}$  в спектральной области 478 нм (рис. 14). Изменение показателя поглощения рассчитывалось по формуле

$$\Delta k = (I / L) \ln( I_1 / I_0 ), \quad (10)$$

где  $L$  – толщина образца,  $I_1$  и  $I_0$  – интенсивности света лампы, прошедшего через образец, с накачкой и без накачки, соответственно. Считая, что в области 478 нм в изменении поглощения доминирует ПВС, можно записать:

$$\Delta k = k^{\text{ПВС}}. \quad (11)$$

Для расчета абсолютной интенсивности полосы ПВС использовалась теория Джадда – Офелта. На рис. 18 показаны спектры полос ПОС и ПВС для разных мощностей накачки. Видно, что с увеличением мощности накачки интенсивности полос ПОС и ПВС возрастают.

Значения  $N_2$  и  $\Delta N_1$  определялись по следующим формулам:

$$N_2 = k^{\text{ПВС}} / \sigma_{\text{эф}}^{\text{ПВС}}, \quad (12)$$

$$\Delta N_1 = \Delta k^{\text{ПОС}} / \sigma_{\text{эф}}^{\text{ПОС}}. \quad (13)$$

На рис. 19 представлены зависимости населенности на метастабильном уровне  $N_2$  и  $\Delta N_1$ , а также отношения  $N_2/N_1$ , от мощности лазерного излучения для фосфатного и силикатного стекол. Эти зависимости получены при использовании формул (4) и (5). Видно, что как для фосфатного, так и для силикатного стекла с увеличением мощности лазерного излучения значения  $N_2$  и  $\Delta N_1$  увеличиваются и выходят на насыщение. Для фосфатных стекол на всем диапазоне мощностей накачки (10–700 мВт), выполняется равенство  $N_2 = \Delta N_1$ , т.е. населенности, измеренные двумя методами, совпадают. Для силикатных стекол они совпадают только при малых мощностях накачек (10–30 мВт). При больших мощностях значения, полученные разными методами, заметно различаются. Другими словами, в случае силикатных стекол и больших накачек основной уровень обедняется сильнее, чем заселяется метастабильный, т.е.  $\Delta N_1 > N_2$ .

Наиболее вероятное объяснение этому эффекту – следующее. При больших накачках возможен процесс заселения верхних состояний за счет процессов ап-конверсии (например, поглощение из возбужденного состояния, переход  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ , рис. 17). С верхних состояний возможен безызлучательный перенос на метастабильный уровень  ${}^4I_{13/2}$ , а также прямой радиационный перенос на основной уровень, сопровождающийся зеленой люминесценцией (рис. 17). Для проверки этого предположения нами были измерены для фосфатных и силикатных стекол спектры люминесценции для переходов  ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  и  ${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ , отвечающих за зеленую люминесценцию (рис. 20). Из рис. 20 видно, что величина интенсивности зеленой люминесценции для силикатных стекол выше, чем у фосфатных, в 2–5 раз. Следовательно, можно сделать вывод о том, что причина различий заселения уровня  ${}^4I_{13/2}$  и расселения уровня  ${}^4I_{15/2}$  в силикатных стек-

лах ( $\Delta N_1 > N_2$ ) состоит в заселении верхних возбужденных состояний  ${}^4S_{3/2}$ ,  ${}^2H_{11/2}$  при больших накачках.

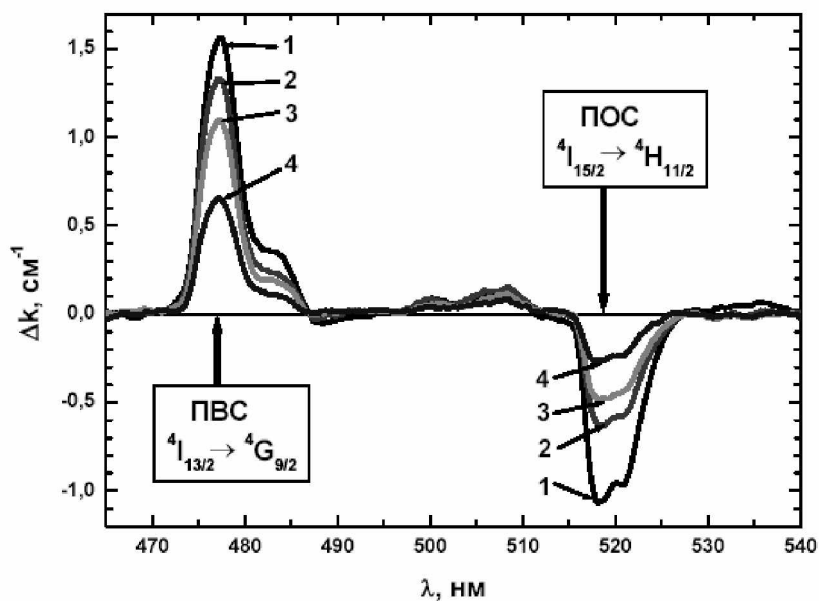


Рис.18. Спектры полос ПОС и ПВС для разных мощностей накачки (1 – 380 мВт, 2 – 54 мВт, 3 – 30 мВт, 4 – 11 мВт) для силикатного стекла ( $N_E=2.26 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ )

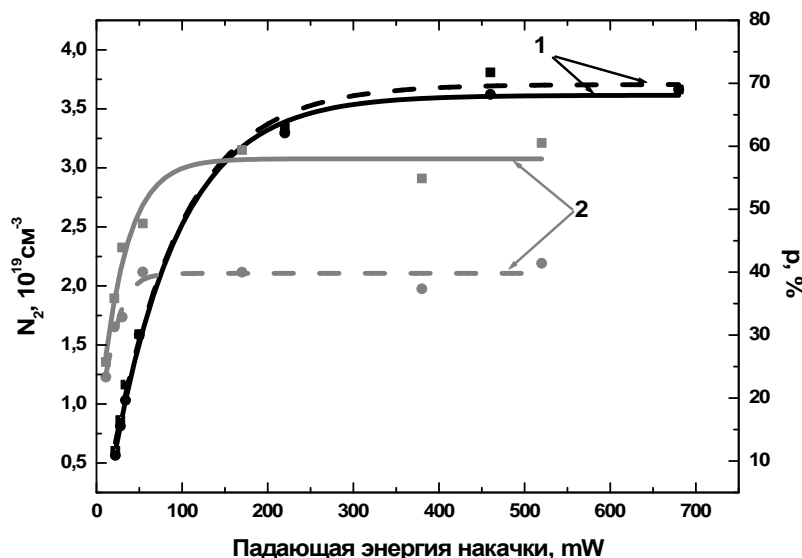


Рис. 19. Зависимость населенности на метастабильном уровне  $N_2$  и  $\Delta N_1$  и отношения  $N_2/N$  от мощности лазерного излучения для фосфатного (1) и силикатного (2) стекла. Пунктирная линия – кривые, полученные с использованием ПВС, сплошная линия - изменения ПОС

Отношение  $N_2/N$  представляет собой накачку. Из рис. 19 видно, что при мощностях лазерного излучения более 100 мВт отношение  $N_2/N > 50\%$ . Т.е. при указанных уровнях мощности в силикатных и фосфатных стеклах реализуется инверсия населенности ( $N_2 > N_1$ ) и возможна регистрация усиления. Описанная выше методика может быть использована для определения уровня накачки, при которой измеряется усиление.

На рис. 21 показаны экспериментальные спектры усиления/потерь  $g(\lambda)$  для разных величин накачек. В отсутствие накачки ( $N_2/N = 0$ ) коэффициент усиления  $g$  отрица-

телен и регистрируется обычный спектр поглощения. При увеличении уровня накачки происходит трансформация спектра потерь в спектр усиления. Усиление в  $0,05 \text{ см}^{-1}$  (или  $0,2 \text{ дБ}$ ) было получено на образце толщиной  $0,45 \text{ мм}$  при падающей мощности лазерного излучения  $150 \text{ мВт}$ , что составляло уровень накачки  $N_2/N=58\%$ . Таким образом, измеренное удельное усиление составило  $5 \text{ дБ/см}$ .

Спектр усиления/потерь  $g(\lambda)$  может быть получен также расчетным путем [16]. Для этого надо определить в абсолютных единицах контур сечения поглощения  $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$  и сечения вынужденного излучения  $\sigma_{\text{em}}(\lambda)$ . Спектр усиления/потерь рассчитывается по формуле:

$$g(\lambda) = N [P \cdot \sigma_{\text{em}}(\lambda) - (1-P) \sigma_{\text{abs}}(\lambda)], \quad (14)$$

где  $P=N_2/N$ . Спектр сечения вынужденного излучения может быть получен также путем расчета из сечения поглощения по формуле МакКамбера [9]:

$$\sigma_{\text{em}}(\nu) = \sigma_{\text{abs}}(\nu) \exp[(\epsilon - h\nu) / kT], \quad (15)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $h$  – постоянная Планка,  $\nu$  – оптическая частота,  $\epsilon$  – энергетический зазор между мультиплетами.

На рис. 22 показано сравнение спектров усиления/потерь, полученных экспериментальным и расчетным путем. Видно, что эти спектры хорошо совпадают, т.е. два независимых метода дают одинаковый результат.

Таким образом, разработанный экспериментальный метод определения усиления/потерь является альтернативой известному расчетному методу, в котором есть ряд допущений. Метод позволяет непосредственно измерять спектр усиления/потерь при фиксированной накачке, а также измерять уровень накачки при фиксированной мощности возбуждающего излучения. Метод позволяет проводить экспресс-контроль лазерных стекол, полученных в лабораторных условиях и имеющих невысокую оптическую однородность. Это очень важный методический фактор, поскольку разработанный метод позволяет получать информацию об усилении в лабораторных образцах, когда не требуется изготавливать из лазерного стекла планарных волноводов или вытягивать из него волокно. Особенно этот метод привлекателен на стадии разработки и оптимизации состава и технологии синтеза лазерных стекол, так как он позволяет оперативно измерять усиление в опытных образцах небольшого размера  $5 \times 5 \times 0,5 \text{ мм}^3$ .

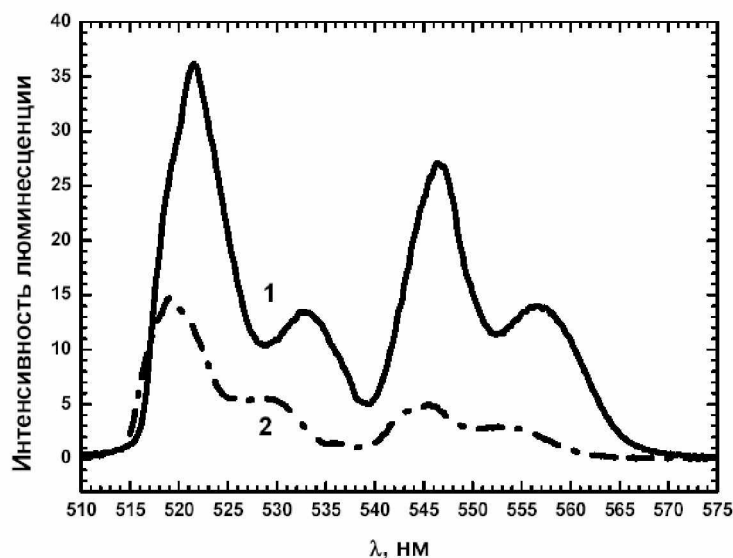


Рис. 20. Интенсивность зеленой люминесценции для силикатных (1) и фосфатных (2) стекол

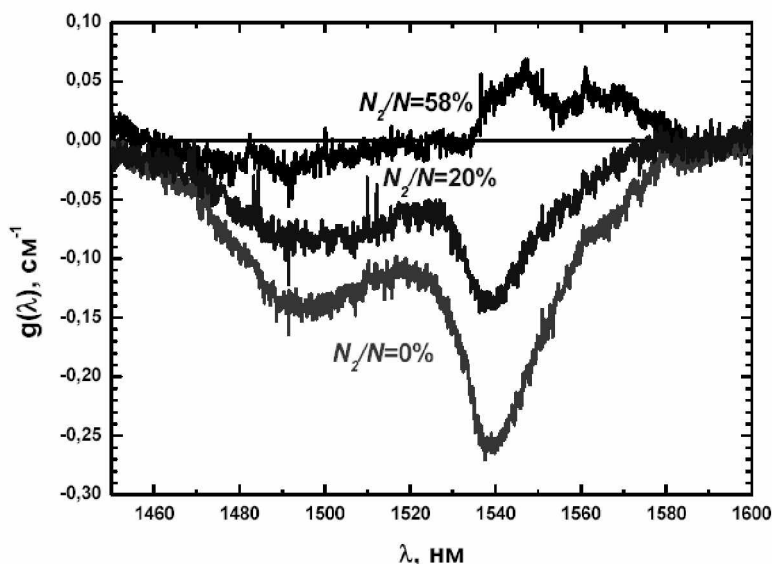


Рис 21. Экспериментальные спектры усиления/потерь для фосфатного стекла. Толщина образца 0,45 мм. Длина волны накачки 960 нм

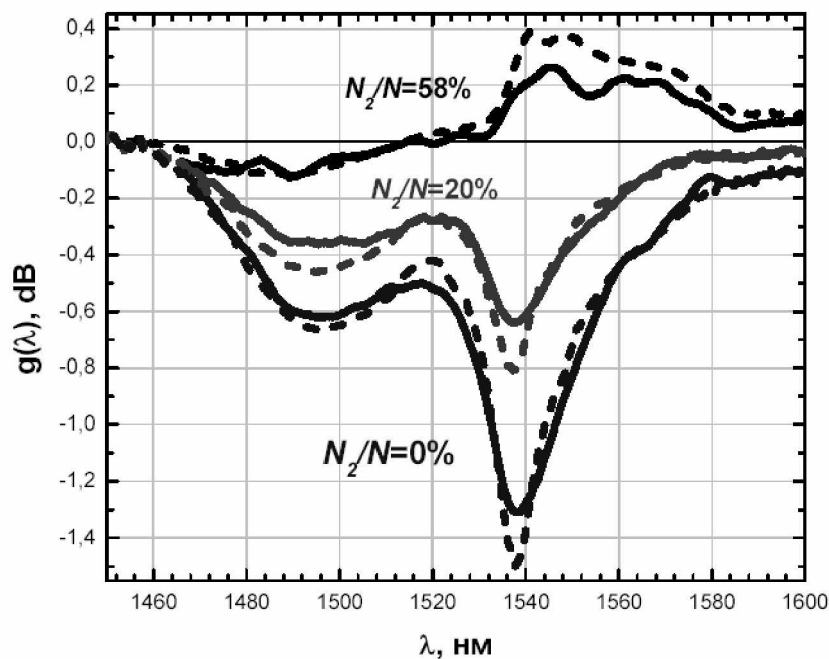


Рис. 22. Сравнение расчетных (пунктирная линия) и экспериментальных (сплошная линия) спектров усиления/потерь. Образец КГСС – 0134 толщиной 0,45 мм

Таким образом, разработан метод прямого измерения спектров усиления/потерь в объемных образцах лазерных  $Yb/Er$  стекол. Метод позволяет проводить измерение усиления в широких пределах уровня накачки ( $N_2/N = 1-70\%$ ), а также определять населенность метастабильного уровня  ${}^4I_{13/2}$  для различных мощностей возбуждающего лазерного излучения. Данный метод апробирован на силикатных и фосфатных стеклах, синтезированных в промышленных и лабораторных условиях. В фосфатном и силикатном стеклах получена инверсия населенности ( $N_2 > N_1$ ) при мощности накачки порядка 100 мВт. В фосфатном стекле получено удельное усиление 5 дБ/см при мощности накачки 140 мВт и уровня накачки  $N_2/N = 58\%$ . Экспериментальные спектры усиления/потерь совпадают с расчетными.

С помощью разработанного метода показано, что в силикатном стекле уже при сравнительно средних мощностях накачки (более 30 мВт) наблюдается эффект, когда основной уровень  ${}^4I_{15/2}$  обедняется сильнее, чем заселяется метастабильный уровень  ${}^4I_{13/2}$ , т.е.  $\Delta N_1 > N_2$ . С увеличением мощности возбуждающего излучения этот дисбаланс увеличивается. Показано, что возможной причиной различий заселения уровня  ${}^4I_{13/2}$  и расселения уровня  ${}^4I_{15/2}$  является заселение верхних возбужденных состояний. В фосфатном стекле баланс населенностей на этих уровнях сохраняется ( $\Delta N_1 = N_2$ ) в широких пределах мощностей возбуждающего излучения (10–700 мВт).

## 5.2. Результаты измерений спектров усиления/потерь в высококонцентрированных лазерных фосфатных и силикатных стеклах

### 5.2.1. Актуальность исследований

Актуальной задачей современной фотоники является миниатюризация волноводных усилителей света и лазеров на 1.5. мкм. В последнее время опубликован ряд статей, посвященных изучению свойств микролазеров и оптических волноводных усилителей на основе иттербий–эрбиевых фосфатных стекол [25–30]. Уменьшение габаритов таких устройств при сохранении большой выходной мощности возможно лишь через увеличение концентрации активаторов. Однако увеличение концентрации  $\text{Er}^{3+}$  приводит к росту потерь, связанных с концентрационным тушением возбуждений на ОН-группах [16] и нелинейным ап-конверсионным тушением. Поэтому возникает задача оптимизации концентрации ионов активаторов специально для высококонцентрированных иттербий-эрбиевых стекол. В данной работе приведены результаты комплексных исследований спектрально-люминесцентных и лазерных свойств фосфатных стекол с различным содержанием ионов эрбия и иттербия.

Специфика исследования состояла в измерении коэффициента усиления на тех же образцах в форме пластинок, которые применялись для измерения спектрально-люминесцентных параметров. Это позволило изучить зависимости всех измеряемых параметров от содержания обоих ионов активаторов в широких пределах.

### 5.2.2. Объекты исследования и методика эксперимента

В работе исследованы фосфатные стекла в системе  $10\text{BaO}-12\text{K}_2\text{O}-8\text{Yb}_2\text{O}_3-5\text{La}_2\text{O}_3-65\text{P}_2\text{O}_5$  (мол. %). Все стекла синтезировали в кварцевых тиглях на 150–200 г из смеси сухих метафосфатов стекла при температурах 1250–1280 °С с отжигом при 520–540 °С в зависимости от состава. В ходе варки все стекла были обезвожены путем барботирования кислородом через кварцевую трубку. После обезвоживания расплавы осветляли в течение 90 минут для удаления пузырей, затем отливали в графитовые формы и отжидали. Таким образом были получены две концентрационные серии стекол:

1. вес %  $9,2\text{BaO}-6,8\text{K}_2\text{O}-19\text{Yb}_2\text{O}_3-(9,8-x)\text{La}_2\text{O}_3-x\text{Er}_2\text{O}_3-55,2\text{P}_2\text{O}_5$ , где  $x = 0; 0,5; 1,0; 2,0; 4,0; 8,0; 9,0$ .
2. вес %  $9,2\text{BaO}-6,8\text{K}_2\text{O}-(27,8-x)\text{Yb}_2\text{O}_3-x\text{La}_2\text{O}_3-1,0\text{Er}_2\text{O}_3-55,2\text{P}_2\text{O}_5$ , где  $x = 27,8; 23,05; 18,3$ .

Стекла были синтезированы Ю.К. Федоровым в Научно-исследовательском и технологическом институте оптического материаловедения.

Измерения спектров поглощения и люминесценции проведены на образцах размером  $10 \times 10$  мм и толщиной от 0,5 до 3 мм. Толщина образцов выбиралась в зависимости от концентрации активатора так, чтобы уменьшить эффект реабсорбции.

В работе определены: параметры Джадда-Офельта [32, 33], сечения поглощения из основного состояния, сечения вынужденного излучения, времена затухания люминесценции ионов эрбия для перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  (1535 нм) и ионов иттербия для перехода  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$  (980 нм), квантовый выход люминесценции ионов  $\text{Er}^{3+}$ . По методике

[33] проведены прямые измерения спектров усиления/потерь основного перехода ионов эрбия  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  для различных уровней накачки.

Спектры поглощения стекол измерены с помощью 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  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ). При помощи этих параметров была определена вероятность спонтанного перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  по формуле 16:

$$A_{ij} = \frac{64\pi^4 e^2 \nu^3 (n(n^2 + 2)^2) (S(SLJ \rightarrow S'L'J'))}{18h(2J+1)}, \quad (16)$$

где  $\nu$  – 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  ${}^4I_{13/2}$  на уровень  ${}^4I_{15/2}$ . Далее было определено радиационное время жизни люминесценции  $\tau_{rad}$ , как величина, обратная вероятности спонтанного перехода.

Спектры флюоресценции возбуждались излучением ( $\lambda_{pump} = 975$  нм) 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 ИК-приемника (модель ID-441 фирмы Acton Research Corporation). Сигналы от приемника усиливались и обрабатывались при помощи цифрового синхронного усилителя (модель SR850 фирмы Stanford Research Systems). Сечения вынужденного излучения рассчитывались из спектров поглощения методом МакКамбера [24].

Для измерения кинетики затухания люминесценции использовано излучение импульсного лазера LQ 129 фирмы Solar Laser system ( $\lambda_{pump} = 975$  нм). Кривые затухания люминесценции регистрировались цифровым запоминающим осциллографом (модель Infinium HP54830 фирмы Agilent Technologies). Далее время жизни определялось через отношение площади под кривой затухания к ее амплитуде. Все измерения проведены при комнатной температуре.

Накачка (отношение населенности  $N_2$  уровня  ${}^4I_{13/2}$  к общему числу ионов эрбия- $N$ ) определена через измерения изменения поглощения ( $\Delta N_I$ ) из основного состояния для перехода  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4H_{11/2}$  в предположении, что  $\Delta N_I = N_2$  [33]. 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 лампы накаливания ( $\lambda = 1,4\text{--}1,7$  мкм) [33]. Для этого диафрагмой малого диаметра (0,2 мм) выделялся в образце объем, через который одновременно пропускались зондирующее излучение и накачка. В зависимости от мощности накачки зондирующее излучение либо ослабляется (спектры потерь), либо усиливается (спектры усиления).

### 5.2.3. Результаты и обсуждение

На рис. 23 представлены характерные зависимости сечения поглощения ( $\sigma_{abs}$ ) и вынужденного излучения ( $\sigma_{em}$ ) от длины волны, полученные методом МакКамбера. Максимальные значения сечений составили  $\sigma_{abs} = 7.61 \times 10^{21}$  см<sup>-2</sup> и  $\sigma_{em} = 7.43 \times 10^{21}$  см<sup>-2</sup>, соответственно.

С увеличением концентрации  $Er^{3+}$  время жизни люминесценции ( $\tau$ ) перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  уменьшается (рис. 24а). Это обусловлено двумя факторами: тушением воз-

буждения на ОН-группах [16, 34] и нелинейным ап-конверсионным тушением люминесценции [35–37]. По полосе поглощения в районе 3 мкм можно произвести оценку содержания ОН-групп в различных образцах: чем больше коэффициент поглощения, тем больше ОН-групп содержит образец. В образце №1 коэффициент поглощения составляет  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ , в образце №2 –  $\sim 3 \text{ см}^{-1}$ . Это означает что содержание ОН-групп значительно больше в образце №1, чем в №2 (рис. 25, кривые 1 и 2), а концентрация при этом отличается в 2 раза. Следовательно, основным фактором уменьшения времени жизни люминесценции перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  в приведенном примере является тушение люминесценции на ОН-группах. В образцах №1 и №6 коэффициент поглощения составил  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ , т.е. содержание воды примерно одинаково (рис. 22, кривые 1 и 3), а концентрации эрбия различаются в 19 раз. В этом случае основным фактором уменьшения времени жизни люминесценции является нелинейное ап-конверсионное тушение люминесценции. Суть этого эффекта заключается в том, что в начальном состоянии два иона эрбия находятся на метастабильном уровне  ${}^4I_{13/2}$ , а в следующем состоянии один из ионов возвращается на основной уровень  ${}^4I_{15/2}$ , в то время как второй оказывается на высоко возбужденном уровне  ${}^4I_{9/2}$ . В оксидных материалах возбуждения с уровня  ${}^4I_{9/2}$  в основном релаксируют безызлучательным образом обратно на метастабильный уровень  ${}^4I_{13/2}$  [35]. Таким образом, если в начальном состоянии на метастабильном уровне находились два иона, то в конечном – только один.

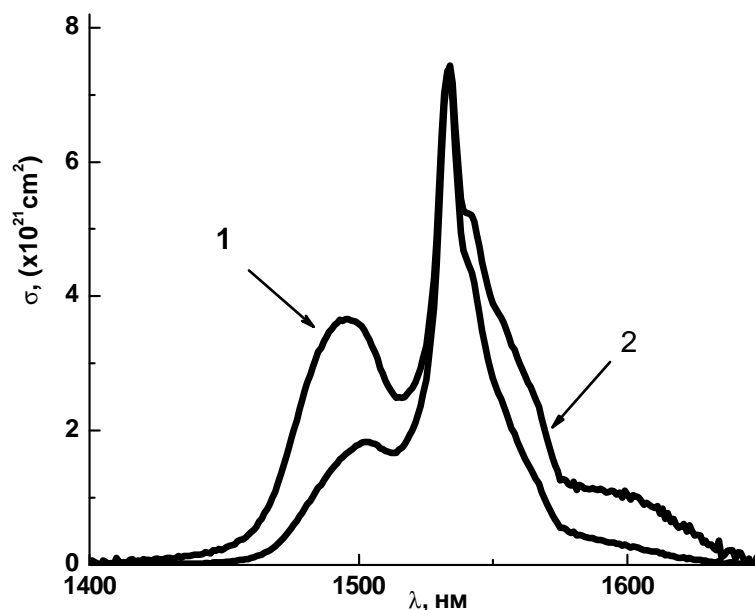


Рис. 23. Спектр сечения поглощения и вынужденного излучения иона эрбия: 1 – сечение поглощения, 2 – сечение вынужденного излучения, образец №2.

Рассмотрим экспериментальные зависимости кинетики затухания люминесценции  $\text{Er}^{3+}$  для перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  от концентрации иттербия (рис. 24б). Из графика видно, что с увеличением концентрации ионов иттербия время жизни ионов эрбия увеличивается на  $\sim 10\%$ . Это может быть связано с тем, что положение редкоземельных ионов и ОН-групп в стекле коррелировано. При увеличении концентрации ионов иттербия вероятность тушения люминесценции ионов эрбия ОН-группой уменьшается, т.е. ионы иттербия «оттягивают» на себя часть ОН-групп, и, таким образом, возможно уменьшение доли ОН-групп, окружающих ионы эрбия.

Измерения зависимости времени затухания люминесценции для иттербия при различных концентрациях эрбия показали, что время жизни уменьшается с ростом количества ионов эрбия (рис. 26а), что обуславливается тем, что эрбий тушит ионы иттербия [26]. Время жизни ионов иттербия уменьшается и с увеличением концентрации

иттербия (рис. 26, б). Это обусловлено более эффективной передачей возбуждения с иттербия на эрбий при увеличении концентрации ионов иттербия [32].

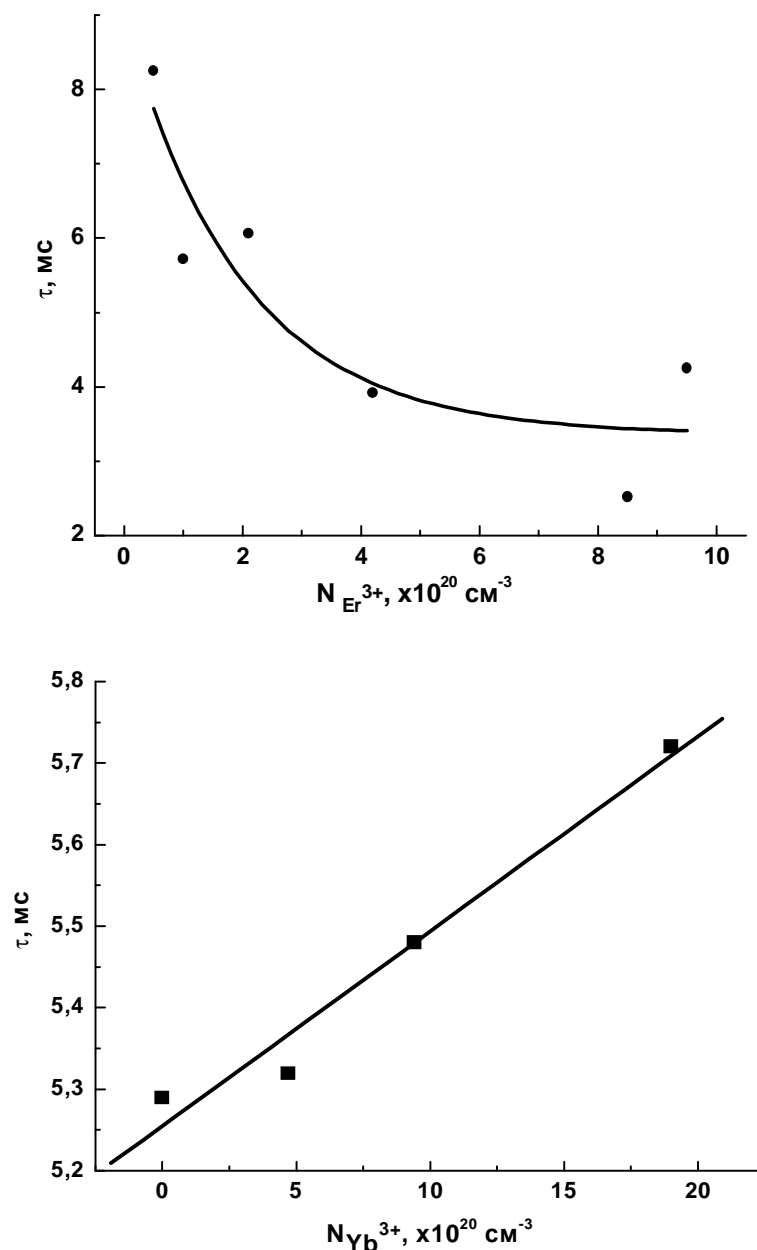


Рис. 24. Зависимость времени затухания люминесценции для лазерного перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ : а) от концентрации эрбия при  $N_{\text{Yb}}=19 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ; б) от концентрации иттербия при  $N_{\text{Er}}=1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

В таблице 3 приведены значения параметров Джадда-Офельта и рассчитанные с их помощью значения радиационного времени и квантового выхода люминесценции перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ . Уменьшение квантового выхода люминесценции связано с тушением возбуждения на ОН-группах, а также с нелинейным ап-конверсионным тушением люминесценции.

Максимальные значения изменения полос поглощения из основного состояния от мощности накачки (рис. 27) использовались для получения значений населенности на уровне  ${}^4I_{13/2} - N_2$ .



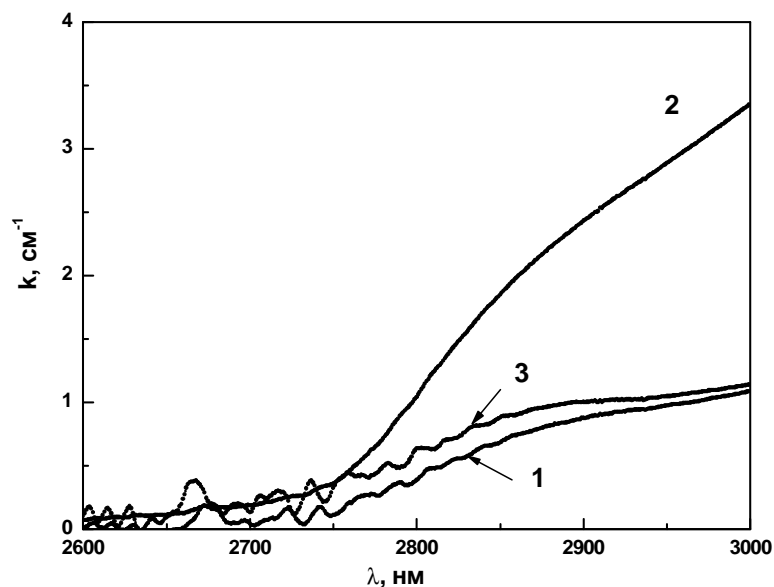


Рис. 25. Полосы поглощения OH- групп: 1 – образец №1, 2 – №2, 3 – №6

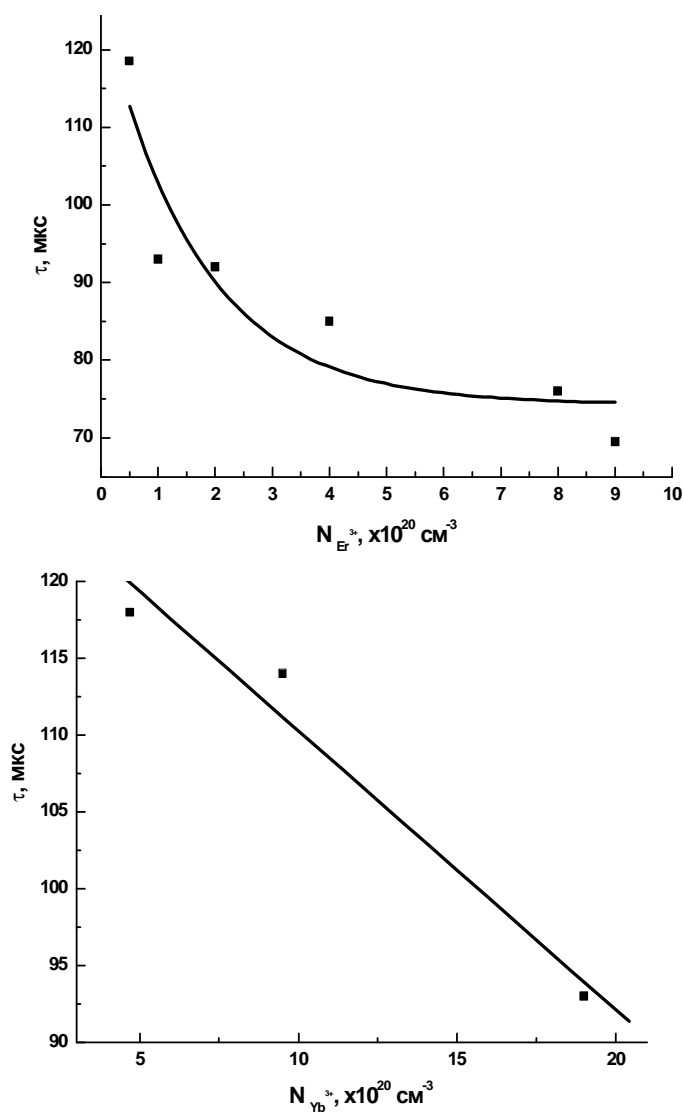


Рис. 26. Зависимость времени затухания люминесценции иттербия:  
 а) от концентрации ионов эрбия  $N_{\text{Yb}}=19 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ; б) от концентрации иттербия  
 при  $N_{\text{Er}}=1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

$N_{Er}$ , $10^{20}$ $cm^{-3}$	$N_{Yb}$ , $10^{20}$ $cm^{-3}$	Параметры Джадда-Офельта, $10^{-20} cm^{-2}$			$\tau_{grad}$ , ms	q, %
		$\Omega_2$	$\Omega_4$	$\Omega_6$		
0.5	19	6.16	1.18	0.91	10	82
1		6.33	1.29	0.96	9.5	60
2.1		5.99	1.16	0.89	10.2	59
4.2		6.02	1.19	0.94	9.8	40
8.5		5.73	1.23	0.79	11.3	22
9.5		5.92	1.19	0.86	10.5	40
1	0	4.95	0.86	0.83	11.7	45
	4.7	5.26	1.27	0.77	11.3	47
	9.5	5.23	1.19	0.77	11.7	46

Таблица 3. Параметры Джадда-Офельта

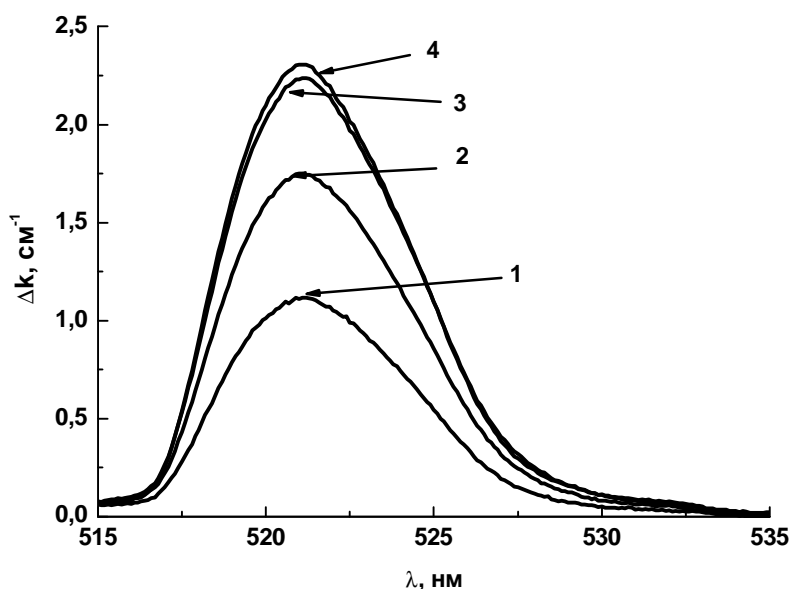


Рис. 27. Зависимость изменения полос поглощения из основного состояния (ПВС) от мощности: 1 - 140 мВт, 2 - 310 мВт, 3 - 540 мВт, 4 - 720 мВт

На рис. 28а показаны изменения  $N_2/N_{Er}$  от мощности накачки для различных концентраций ионов эрбия. При увеличении мощности накачки происходит увеличение населенности на  $N_2$  (рис. 28а), затем кривые выходят на насыщение. Инверсию населенности удалось получить для образцов с минимальными из исследуемых в данной работе концентрациями ионов эрбия ( $0,5 \times 10^{20} cm^{-3}$  и  $1 \times 10^{20} cm^{-3}$ ). При более высоких концентрациях значительный вклад в снижение инверсии населенности вносит нелинейное ап-конверсионное тушение, а также снижение эффективности переноса возбуждения с ионов иттербия на эрбий.

Рассмотрим зависимость отношения  $N_2/N_{Er}$  от мощности накачки для ряда с переменным содержанием ионов иттербия (рис. 28б). Из графика видно, что концентрации иттербия  $4,7 \times 10^{20} cm^{-3}$  недостаточно, чтобы создать инверсию населенности на метастабиль-

ном уровне ионов эрбия. Увеличение концентрации ионов иттербия приводит к росту населенности на метастабильном уровне  $N_2$ , поскольку увеличивается поглощение излучения накачки и эффективность переноса возбуждения с иттербия на эрбий [33].

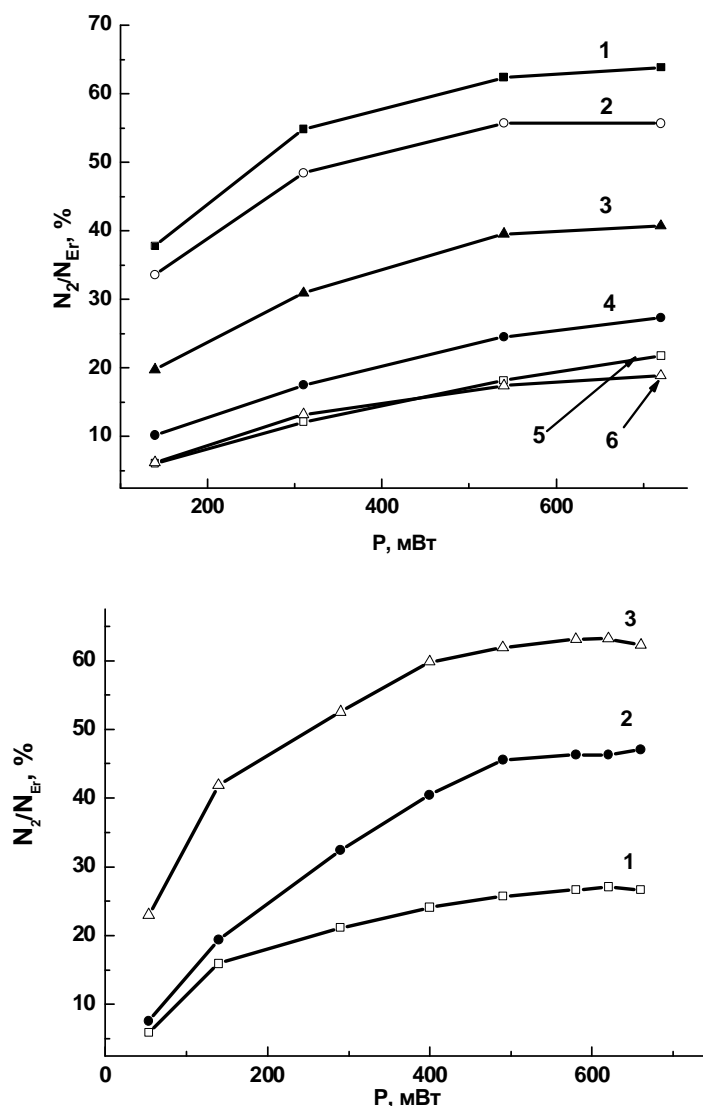


Рис. 28. Зависимость отношения населенности уровня  $4I_{13/2}$  к концентрации ионов эрбия от мощности накачки: а) для ряда с переменной концентрацией ионов эрбия: 1 –  $0,5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 2 –  $1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 3 –  $2,1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 4 –  $4,2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 5 –  $8,5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 6 –  $9,5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ; б) для ряда с переменной концентрацией ионов иттербия: 1 –  $4,7 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 2 –  $1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 3 –  $19 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$

Экспериментальные зависимости коэффициента усиления/потерь при различных накачках от длины волны приведены на рис. 29. С ростом накачки спектр поглощения трансформируются в спектр усиления. Усиление получено на двух образцах с наименьшими концентрациями ионов эрбия. При увеличении концентрации ионов эрбия от  $0,5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  до  $1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  коэффициент усиления  $g$  возрастает на  $0,13 \text{ см}^{-1}$  (с  $0,05$  до  $0,18 \text{ см}^{-1}$ ). Дальнейшее увеличение концентрации ведет к уменьшению коэффициента усиления (рис 30а). При концентрациях более  $1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  значительную роль в потери вносит ап-конверсионное тушение, поскольку такое тушение имеет нелинейный рост при увеличении концентрации ионов эрбия. Предельная концентрация ионов эрбия, при которой наблюдается усиление, составила  $1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  при концентрации иттербия  $19 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

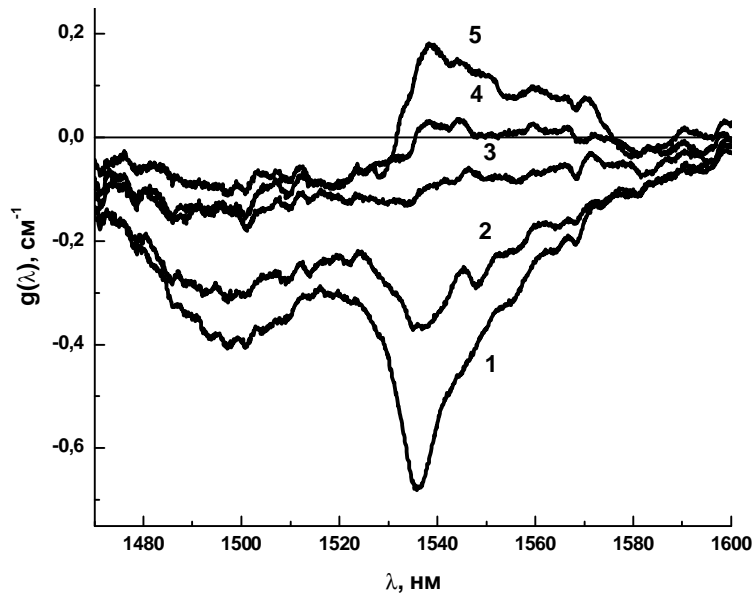


Рис. 29. Спектры усиления/потери при различных уровнях накачки: 1 – 0%, 2 – 32%, 3 – 47%, 4 – 57%, 5 – 60% для образца №2

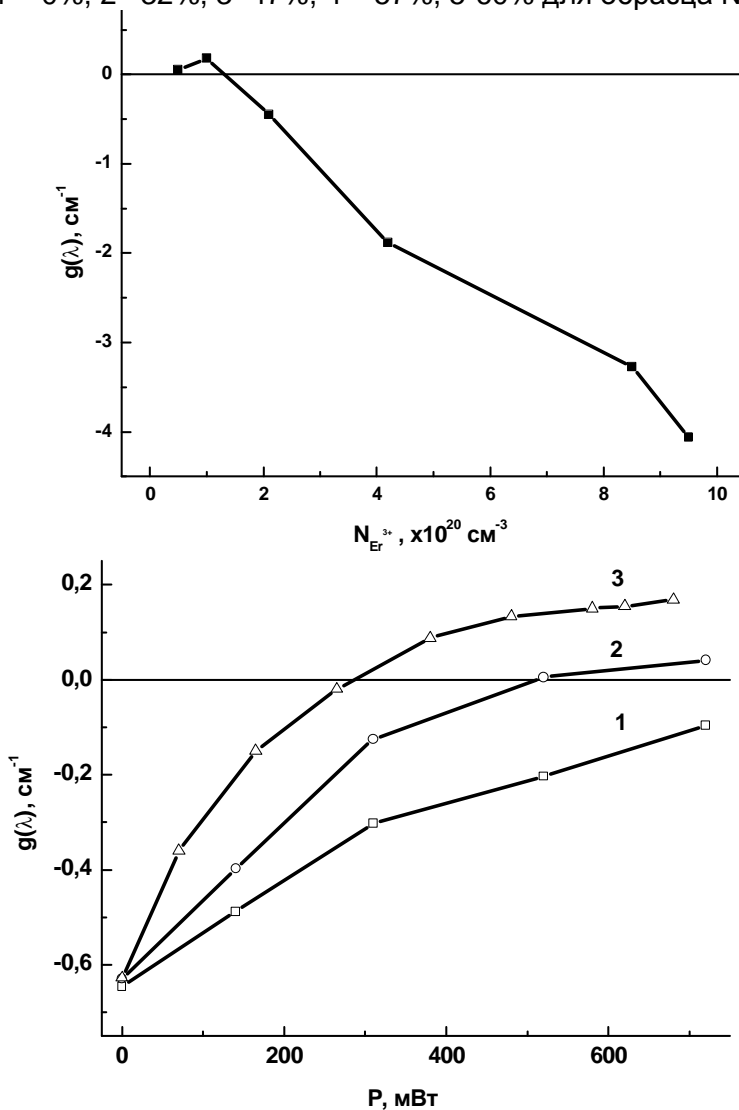


Рис. 30. Зависимость коэффициента усиления от а.) концентрации ионов эрбия при  $N_{Yb}=19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , б.) мощности накачки для образцов с различной концентрацией ионов иттербия 1  $-4,7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 2  $-1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 3  $-19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  при  $N_{Er}=1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

Зависимость коэффициента усиления при различных концентрациях ионов иттербия от мощности накачки показана на рис. 30б. Увеличение концентрации  $\text{Yb}^{3+}$  приводит к росту коэффициента усиления при одинаковой мощности накачки. Это связано с более эффективной передачей возбуждения с ионов иттербия на эрбий.

Таким образом, в работе проведены комплексные исследования спектрально-люминесцентных и лазерных свойств фосфатных стекол с различным содержанием ионов эрбия и иттербия. Максимальное значение коэффициента усиления составляет  $g=0.18 \text{ см}^{-1}$  для образца с концентрацией ионов активаторов эрбия  $1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и иттербия  $19 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Полученные данные позволяют оптимизировать концентрации ионов эрбия и иттербия и их соотношения для микролазеров, а также определить их предельные концентрации в лазерном стекле.

## 6. Заключение

В результате проведенных исследований впервые в мире получена информация об анизотропии поглощающих и излучающих оптических центров для ионов эрбия и тулия в стеклах для рабочих лазерных переходов на длинах волн 1.55 и 1.47 мкм.

Разработана методика и создана чувствительная установка для измерения спектров поляризованной люминесценции редкоземельных ионов эрбия и тулия в стеклах. Впервые обнаружена частичная поляризация люминесценции фосфатных и силикатных эрбиевых стекол для основного лазерного перехода  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  ( $\lambda_{\text{люм.}}=1.55 \text{ мкм}$ ) при возбуждении линейно поляризованным лазерным светом ( $\lambda_{\text{возб}}=532 \text{ нм}$ ,  $\lambda_{\text{возб}}=790\text{--}990 \text{ нм}$ ). Форма спектра поляризованной люминесценции зависит от длины волны возбуждающего света и состава матрицы стекла. Степень поляризации зависит как от спектрального диапазона возбуждения, так и от спектрального диапазона регистрации, достигая максимального значения  $\sim 1\%$ . Увеличение концентрации эрбия приводит к увеличению скорости миграции возбуждения между ионами эрбия и уменьшению степени поляризации.

Впервые 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  $\sim 10\%$ . Увеличение концентрации ионов тулия приводит к уменьшению степени поляризации за счет увеличения скорости миграции возбуждений между ионами тулия.

Путем анализа результатов эксперимента по концентрационной деполяризации люминесценции определены значения фундаментального микропараметра – радиуса Ферстера, характеризующего миграцию возбуждений. Радиус Ферстера для миграции рассчитан для силикатных и фосфатных стекол, активированных ионами эрбия, а также для германатных стекол, активированных ионами тулия. Полученные данные для эрбиевых стекол хорошо совпадают с результатами экспериментов и моделированием коэффициентов ап-конверсионного нелинейного тушения.

Разработан метод и создана установка для прямого измерения спектров усиления/потерь в объемных образцах лазерных  $\text{Yb}/\text{Er}$  стекол. Метод позволяет проводить измерение усиления в широких пределах уровня накачки ( $N_2/N = 1\text{--}70\%$ ), а также определять населенность метастабильного уровня  ${}^4I_{13/2}$  для различных мощностей возбуждающего лазерного излучения. Данный метод апробирован на силикатных и фосфатных стеклах, синтезированных в промышленных и лабораторных условиях.

Проведены комплексные исследования спектрально-люминесцентных и лазерных свойств фосфатных стекол с различным содержанием ионов эрбия и иттербия. С помощью разработанного метода проведены измерения спектров усиления/ потерь в стеклах разного состава и с разным содержанием активатора. Максимальное значение коэффи-

циента усиления составляет  $g=0.18 \text{ см}^{-1}$ , для образца с концентрацией ионов активаторов эрбия  $1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и иттербия  $19 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Полученные данные позволили оптимизировать концентрации ионов эрбия и иттербия и их соотношения для микролазеров и планарных оптических усилителей света, а также определить их предельные концентрации в лазерном стекле.

Полученная информация об анизотропии поглощающих и излучающих оптических центров для ионов эрбия и тулия в стеклах для рабочих лазерных переходов на длинах волн 1.55 мкм и 1.47 мкм крайне важна для понимания факторов, снижающих эффективность работы лазеров и усилителей, особенно для такой их необычной геометрии, как волноводная. Полученные данные лягут в основу создания высокоэффективных волоконных и планарных лазеров и оптических усилителей света нового поколения.

## Литература

1. Kushida T, Takushi E, Oka V. // *J. Luminescence*. 1976. V. 12/13. P. 723–727.
2. Лебедев В.П., Пржеvusкий А.К. // *Физ. твердого тела*. 1977. Т. 19. С. 1373–1376.
3. Holl D.W. and Weber M.J. // *Appl. Phys. Lett.* 1983. V. 42. №2. P. 157–159.
4. Феофилов П.П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М.: ГИФМЛ. 1959. 288 с.
5. Wysocki P., and V. Mazurczyk // *J. Light. Technol.* 1996. V. 14. P. 572–584.
6. Tentori D., Carrillo V. K., May M., Kuzin E., Mendieta J., Soto H. / *Conference on Rare-Earth-Doped Materials and Devices III. Proc. SPIE*. 1999. V. 3622. P. 138–142.
7. Desurvire E. *Erbium-doped fiber amplifiers. Principles and Applications*. John Wiley & Sons Inc, New York, 1994. 770 p.
8. Weber M. J. Laser excited fluorescence spectroscopy in glass. / *In Laser Spectroscopy of Solids*. Eds. W. M. Yen and P. M. Selzer. Berlin etc.: Springer, 1981. P. 189–239.
9. Рохмин А., Никоноров Н., Пржеvusкий А., Чухарев А., Ульященко А. // *Оптика и спектроскопия*. 2004. Т. 96. № 2. С.203–209.
10. Minelly J., Ellison A. // *Optical Fiber Technology*. 2002. V. 8. P. 123–138.
11. Tanabe S. // *Proc. SPIE*. 2001. V. 4282. P. 85–92.
12. Wang J.S., Vogel E.M., Snitzer E. // *Optical Materials*. 1994. V. 3. P. 187–203.
13. Naftaly M., Shen S., Jha A. // *Appl. Optics*. 2000. V. 39. №27. P. 4979–4984.
14. Wang J.S., Snitzer E., Vogel E.M., Sigel G.H. // *J. Luminescence*. 1994. V. 60–61. P. 145–149.
15. Ермолаев В.Л., Бодунов Е.Н. и др. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения. Л., Наука, 1977. 311с.
16. Desurvire E. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. John Wiley, 1994. 770 p.
17. Nikonorov N, Przhevuskii A., and Lunter S. // *Proc. SPIE*. 1998. V. 3622. P. 144–152.
18. Lunter S., Nikonorov N., and Przhevuskii A. // *Proc. SPIE*. 1998. V. 3682. 1998..99–106.
19. Nikonorov N. and Przhevuskii A // *Proceedings of 10th Annual Meeting, LEOS'1997*, 1997. V. 2. 1997.306–307.
20. Nikonorov N. and Przhevuskii A. // *Proceedings of 18th International Congress on Glass, San Francisco, CA, USA, July 5-10. The Amer. Cer. Soc.* 1998. C9. P. 58–63,
21. Nikonorov N., Przhevuskii A, Prassas M., and Jacob D. // *Applied Optics*. 1999. V. 38. № 30. P. 6284–6291,
22. Nikonorov N., Przhevuskii A., and Chukharev A. // *Proc. SPIE*. 2000. V. 3942. P.183–191.
23. Nikonorov N., Przhevuskii A, and Chukharev A. // *Proc. SPIE*. 1999. V. 4282. p.219–228.
24. McCumber D.E. // *Phys. Rev.* 1964. V. 136. P.A954–A957.

25. Laporta P., Taccheo S., Longhi S., Svelto O., Svelto C. // *Opt. Mat.* 1999. V. 11. P. 269–288.
26. Cai Z., Chardon A., Xu H., Feron P., Stefan G. // *Opt. Commun.* 2002. V. 203. P. 301–313.
27. Svelto C., Taccheo S., Bava E., Laporta P. // *Measurement.* 1999. V. 26. P. 119–128.
28. Levoshkin A., Petrov A., Montagne J.E // *Opt. Commun.* 2000. V. 185. P. 399–405.
29. Veasey D., Funk D., Peters P., Sanford N., Obarski G., Fontaine N., Young M., Peskin A., Liu W., Houde-Walter S.N., Hayden J. // *Journal of Non-Crystalline Solids.* 2000. V. 263&264. P. 369–381.
30. Honkanen S., Ohtsuki T., Jiang S., Najafi S.I., Peyghambarian N. // *Proc. SPIE.* 1997. V. 2996. P. 32–39.
31. Judd B.R. // *Phys. Rev.* 1962. V. 127. №3. P. 750–761.
32. Ofelt G.S. // *J. Chem.Phys.* 1962.V. 36. №3. P. 511–520.
33. Асеев В. А., Никоноров Н. В., Пржевуский А.К., Чухарев А. В., Рохмин А.С. // *Оптический журнал.* 2003. Т.70. № 11.
34. Lunter S.G., Fyodorov Yu.K. // *Proc. of F. Simp. Light materials, Laser Technology material for Optic Telecomm.* 1994. V. 2. P. 327–333.
35. Nikonorov N.V., Przhevutskii A.K., Chukharev A.V. // *J. of Non-Crystalline Solids.* 2003. V. 324, P. 92–108.
36. Hwang B.-C., Jiang C., Luo T., Neindre L.Le, Watson J., Peyghambarian N. // *Proc. SPIE.* 1999. V. 3622. P.10–18.
37. Sergeev S, Khoptyar D., Jaskorzynska B. // *Phys Review B.* 2002. V. 65. №23. P. 1–4.

## НАШИ АВТОРЫ

---

**Алексеев** Александр Михайлович – студент кафедры фотоники и оптоинформатики.

**Араканцев** Константин Геннадьевич – инженер кафедры оптико-электронных приборов и систем.

**Асеев** Владимир Анатольевич – научный сотрудник НИИ «Оптоинформатика»

**Беликов** Андрей Вячеславович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

**Блинова** Ирина Владимировна – аспирантка кафедры высшей математики.

**Борисов** Павел Александрович – кандидат технических наук, ассистент кафедры электротехники и прецизионных электромеханических систем.

**Буяновская** Елизавета Михайловна – студентка кафедры фотоники и оптоинформатики.

**Васильев** Владимир Николаевич – доктор технических наук, профессор, ректор СПбГУ ИТМО.

**Гаврилов** Максим Иванович – студент кафедры высшей математики.

**Гатчин** Юрий Арменакович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой проектирования компьютерных систем.

**Голубок** Александр Олегович – доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой материаловедения, заместитель директора Института аналитического приборостроения Российской Академии наук.

**Горбачев** Алексей Александрович – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

**Гортинская** Лидия Вячеславовна – аспирантка кафедры высшей математики.

**Гуров** Вадим Сергеевич – аспирант кафедры информационных систем.

**Дронь** Олег Сергеевич – старший научный сотрудник Центра микротехнологий при Санкт-Петербургском государственном электротехническом университете «ЛЭТИ».

**Карасев** Вячеслав Борисович – кандидат технических наук, профессор, проректор по научной работе.

**Козлов** Сергей Аркадьевич – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой фотоники и оптоинформатики, декан факультета фотоники и оптоинформатики.

**Константинов** Алексей Михайлович – студент кафедры фотоники и оптоинформатики.

**Коняхин** Игорь Алексеевич – доктор технических наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем

**Коробейников** Анатолий Григорьевич – доктор технических наук, профессор кафедры проектирования компьютерных систем.

**Коровкина** Наталия Михайловна – инженер Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ».

**Королев** Александр Александрович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики.

**Кузнецов** Андрей Сергеевич – студент кафедры оптических технологий.

**Лебедько** Евгений Георгиевич – доктор технических наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем.



**Левин** Сергей Борисович – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Стокгольмского Университета, Стокгольм, Швеция

**Лисицын** Юрий Васильевич – кандидат технических наук, доцент кафедры оптических технологий.

**Мазин** Максим Александрович – магистрант кафедры компьютерных технологий

**Малина** Наталья Александровна – студентка кафедры высшей математики.

**Нгуен Ву Тунг** – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

**Никонов** Николай Валентинович – доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой оптоинформационных технологий и оптики.

**Острун** Борис Сергеевич – начальник производства ЗАО «Оптико-техническая лаборатория»

**Павлов** Александр Владимирович – кандидат технических наук, доцент кафедры фотоники и оптоинформатики.

**Панков** Эрнст Дмитриевич – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой оптико-электронных приборов и систем.

**Пестов** Андрей Александрович – студент кафедры высшей математики.

**Погумирский** Максим Викторович – ассистент кафедры оптических технологий.

**Попов** Игорь Юрьевич – доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой высшей математики.

**Порфирьев** Леонид Федорович – доктор технических наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем.

**Пржевуский** Александр Кириллович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры оптоинформационных технологий и оптики.

**Прокопенко** Виктор Трофимович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой твердотельной оптоэлектроники

**Пруненко** Елена Константиновна – магистрант кафедры оптических технологий.

**Путилин** Эдуард Степанович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой оптических технологий.

**Пушкарева** Александра Евгеньевна – аспирант кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

**Рохмин** Алексей Сергеевич – аспирант кафедры оптоинформационных технологий и оптики.

**Скалецкая** Ирина Евгеньевна – аспирант кафедры твердотельной оптоэлектроники

**Скрипник** Алексей Владимирович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

**Тесовская** Екатерина Станиславовна – ассистент кафедры высшей математики.

**Тимофеев** Александр Николаевич – кандидат технических наук, заведующий научно-производственной лабораторией оптико-электронных систем.

**Тимофеев** Олег Петрович – кандидат технических наук, доцент кафедры оптико-электронных приборов и систем.

**Тихонов** Сергей Васильевич – кандидат технических наук, доцент кафедры компьютерной теплофизики и экологического мониторинга.

**Ткалич** Вера Леонидовна – доктор технических наук, профессор кафедры проектирования компьютерных систем.

**Толмачев** Валерий Александрович – кандидат технических наук, доцент кафедры электротехники и прецизионных электромеханических систем.

**Томасов** Валентин Сергеевич – кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой электротехники и прецизионных электромеханических систем.

**Ульяшенко** Александр Михайлович – научный сотрудник НИИ «Оптоинформатика»

**Чивилихин** Сергей Анатольевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры фотоники и оптоинформатики.

**Чиков** Константин Никитич – кандидат технических наук, доцент кафедры проектирования компьютерных систем.

**Чуйко** Владимир Анатольевич – старший преподаватель кафедры лазерных технологий и экологического приборостроения.

**Шалыто** Анатолий Абрамович – доктор технических наук, профессор кафедры компьютерных технологий.

**Шполянский** Юрий Александрович – кандидат физико-математических наук, докторант кафедры фотоники и оптоинформатики.

**Штумпф** Святослав Алексеевич – аспирант кафедры фотоники и оптоинформатики.

**Яблочников** Евгений Иванович – кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой технологии приборостроения

# СОДЕРЖАНИЕ

---

<b>ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ</b> .....	<b>3</b>
<b>Яблочников Е.И.</b> Современные информационные технологии в ТПП приборостроительного предприятия .....	3
<b>Голубок А.О.</b> Сканирующая зондовая микроскопия, спектроскопия и литография.....	9
<b>ИТОГИ РЕАЛИЗАЦИИ ТЕМАТИЧЕСКОГО ПЛАНА НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ УНИВЕРСИТЕТА, ФИНАНСИРУЕМЫХ АГЕНТСТВОМ ПО ОБРАЗОВАНИЮ, И НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ ПО КОНТРАКТАМ, ФИНАНСИРУЕМЫХ АГЕНТСТВОМ ПО НАУКЕ, В 2005 ГОДУ</b> .....	<b>19</b>
<b>Толмачев В.А., Томасов В.С., Борисов П.А.</b> Совершенствование энергетических показателей энергоподсистем электротехнических комплексов и систем с полупроводниковыми преобразователями .....	19
<b>Ткалич В.Л., Гатчин Ю.А., Коробейников А.Г.</b> Исследование концентраторов механических напряжений и микродеформаций элементной базы микроэлектроники и микросенсорной техники .....	27
<b>Гуров В.С., Мазин М.А., Шалыто А.А.</b> UNIMOD – инструментальное средство для автоматного программирования .....	32
<b>Прокопенко В.Т., Скалецкая И.Е.</b> Поляризационно-оптический контроль поверхностных слоев твердых тел .....	45
<b>Беликов А.В., Карасев В.Б., Пушкарёва А.Е., Скрипник А.В., Тихонов С.В., Чуйко В.А.</b> Исследование взаимодействия оптического излучения с элементами лазерных систем и биологическими объектами. Лазерная модификация поверхности зуба человека .....	56
<b>Блинова И.В., Попов И.Ю., Чивилихин С.А.</b> Скручивание нанотрубки в вязкой жидкости .....	65
<b>Гаврилов М.А., Гортинская Л.В., Пестов А.А., Попов И.Ю., Тесовская Е.С.</b> Возможная реализация операций в элементах квантового компьютера на квантовых волноводах .....	71
<b>Коняхин И.А., Тимофеев А.Н., Панков Э.Д., Порфирьев Л.Ф., Чиков К.Н.</b> Анализ инвариантных преобразований в информационных оптико-электронных системах позиционирования.....	76
<b>Тимофеев О.П., Араканцев К.Г.</b> Определение амплитудно-временной структуры сигналов, отраженных от крупногабаритных объектов при их спектрально-импульсной оптической локации .....	81
<b>Нгуен Тунг Ву, Лебедько Е.Г.</b> Определение отражательных характеристик элементарных ламбертовых поверхностей при нестационарном облучении .....	85
<b>Горбачев А.А.</b> Инвариантность в оптических схемах оптико-электронных систем контроля прогиба .....	91
<b>Буяновская Е.М., Козлов С.А.</b> Взаимодействие встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах.....	97

<b>Шполянский Ю.А., Козлов С.А.</b> Динамика среднеквадратической ширины спектра симметричных импульсов из малого числа колебаний поля в нелинейных диэлектрических средах .....	102
<b>Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А.</b> Динамика сильного поля светового импульса из малого числа колебаний в диэлектрической среде .....	109
<b>Васильев В.Н., Павлов А.В.</b> Фурье-голография в парадигме когнитивной (функциональной) системы .....	115
<b>Алексеев А.М., Константинов А.М., Павлов А.В.</b> Логико-лингвистическое моделирование методом фурье-голографии: реализация немонотонных рассуждений .....	123
<b>Кузнецов А.С., Острун Б.Н., Путилин Э.С., Лисицын Ю.В., Дронь О.С., Коровкина Н.М.</b> Исследование процесса полирования сапфира .....	129
<b>Погумирский М.В., Пруненко Е.А.</b> Влияние дисперсии стекол на определение клинической рефракции глаза .....	136
<b>Никоноров Н.В., Пржеvusкий А.К., Асеев В.А., Рохмин А.С., Ульяшенко А.М.</b> анизотропия излучения и поглощения оптических центров в стеклах для волноводных лазеров и усилителей света .....	142
<b>НАШИ АВТОРЫ</b> .....	175

**Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО.** Выпуск 30.  
Фундаментальные и прикладные исследования информационных систем и технологий / Главный редактор д.т.н., проф. В.Н. Васильев. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2006. 180 с.

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК СПбГУ ИТМО**  
**Выпуск 30**

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ  
И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ  
И ТЕХНОЛОГИЙ**

Главный редактор  
доктор технических наук, профессор  
В.Н. Васильев

Дизайн обложки В.А. Петров, А.А. Колокольников  
Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО  
Зав. РИО Н.Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.

Подписано в печать 15.05.06.

Заказ 960. Тираж 100 экз.