

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых  
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2005»  
Секция «Физика»  
Сборник тезисов

13 апреля 2005 г. Физический факультет  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

**Оргкомитет секции:**

Кашкаров П.К. — заместитель декана физического факультета МГУ  
(председатель);  
Аксенов В.Н. — заместитель декана (зам. председателя);  
Бутузов В.Ф. — заместитель декана (зам. председателя);  
Бушуев В.А. — профессор кафедры физики твердого тела;  
Голубовский Д.Н. — председатель профкомы студентов;  
Ковалевский В.Л. — зав. учебной частью;  
Володин Б.А. — начальник 3 курса;  
Неделько И.В. — начальник 4 курса;  
Баранов А.Н. — начальник 5 курса;  
Колесова Н.С. — ученый секретарь оргкомитета.

Подписано в печать 18.05.2005.  
Объем 14,5 п.л. Тираж 150 экз.  
Заказ №

Физический факультет МГУ  
119992 ГСП-2. г. Москва. Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова

Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета

В двенадцатый раз в Московском государственном университете проводилась Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов». Особую торжественность ей придало то, что она состоялась в период празднования 250 летнего юбилея МГУ. Нужно отметить, что из года в год растет число участников этого форума научной молодежи, в этом году их было 85 человек, причем, смогли приехать и выступить 50 студентов и аспирантов из других городов России и ближнего зарубежья. Общее число присланных тезисов докладов на секции составило 308. Следует также отметить как высокий уровень содержания самих докладов, так и прекрасное оформление большинства из них. По этим показателям конференция «Ломоносов-2005» ни в чем не уступала многим «взрослым» аналогичным мероприятиям.

Студенты старших курсов, аспиранты и молодые сотрудники имели возможность выступить с докладами по собственным результатам на 18 подсекциях, охватывающих практически все аспекты физической науки. На каждой подсекции председательствующим совместно с присутствующими сотрудниками физического факультета были выделены лучшие сообщения, авторы которых награждены грамотами МГУ. Ниже приведены имена этих молодых талантливых ученых:

1. Шугаров А.С. – студ. 5 курса каф. экспериментальной астрономии
2. Грызлова Е.В. – аспирант каф. общей ядерной физики
3. Кириллова Т.Н. – науч. сотр. Института биофизики СО РАН
4. Серегин В.В. – аспирант каф. математики
5. Родченкова Н.И. – магистрант Петрозаводского гос. университета
6. Балабин Р.М. – студ. 3 курса РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина
7. Евдокимов И.Г. – аспирант МИЭТ
8. Сурменко Е.Л. – науч. сотр. Саратовский гос. техн. университет
9. Дубинин А.В. – студ. 4 курса каф. ОФ и ВП
10. Белоконова Ю.П. – студ 5 курса каф. физической электроники
11. Минаева О.В. – магистрант Московского пед. гос. университета
12. Слепнева С.К. – аспирант Московского пед. гос. университета
13. Касумов Ю.А. – аспирант ИПТМ и ОМ РАН, Черногловка
14. Пашев И.Н. – аспирант Поморского гос. университета им. М.В. Ломоносова
15. Пименов А.Б. – аспирант каф. теоретической физики
16. Агапова Е.И. – студ. 4 курса каф. физики полимеров и кристаллов
17. Смехова А.Г. – аспирант каф. физики твердого тела
18. Лаврентьева Е.К. – студ. 5 курса каф. физики полимеров и кристаллов
19. Жданов А.Г. – студ. 3 курса каф. квантовой электроники

Для большинства участников конференция «Ломоносов-2005» - это первое в жизни выступление в таком храме науки как Московский университет в год его 250-летия и оно запомнится на всю жизнь. Пройдет совсем немного времени и мы увидим имена участников этого молодежного научного форума среди авторов ярких статей в ведущих научных журналах, а впоследствии и среди лауреатов различных престижных премий за достижения в науке.

В настоящем сборнике представлены, систематизированные по подсекциям, тезисы докладов по секции «Физика».

Председатель оргкомитета секции «Физика»  
конференции «Ломоносов -2005», профессор

П.К. Кашкаров

**АСТРОФИЗИКА****Председатель подстанции****проф., д.ф.-м.н. Постнов Константин Александрович**

УДК 524.354

**КИНЕМАТИКА ГАЗА В ОСТАТКЕ СВЕРХНОВОЙ S8  
В ГАЛАКТИКЕ IC1613**

Подорванюк Н.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Галактика IC1613, расположенная на расстоянии 725-730 пк (Фридман, 1988), является одной из самых слабых карликовых Irr галактик Местной Группы.

Самой заметной структурой на узкополосных H $\alpha$  изображениях этой галактики является гигантский комплекс множественных ионизованных оболочек в северо-восточном секторе IC1613. Помимо ярких HII областей к многооболочечному комплексу принадлежит яркая туманность S8, представляющая единственный известный в этой галактике остаток вспышки сверхновой (Rosado et al., 2001).

В настоящей работе проведено исследование остатка вспышки сверхновой S8 и его протяженных окрестностей. При выполнении работы использовались результаты наблюдений галактики IC1613 в оптическом диапазоне с интерферометром Фабри-Перо (ИФП) и с мультиспектральным волоконным спектрографом (MPFS) на 6-м телескопе САО РАН, а также результаты наблюдений в радиолинии 21 см на VLA.

По наблюдениям остатка сверхновой с новым MPFS на 6-м телескопе САО РАН были построены изображения и поля скоростей в области остатка в различных линиях. Показано, что изображения остатка сверхновой во всех линиях имеют схожую структуру – остаток вытянут в направлении с северо-востока на юго-запад.

В отличие от предыдущих работ, посвященных изучению остатка S8 (Лозинская, Сильченко и др., 1998; Rosado et al., 2001), в результате гаусс-анализа линии H $\alpha$  были обнаружены только две компоненты. Построены диаграммы "позиция-скорость" для обеих компонент в двух направлениях - параллельно большой и малой осям симметрии остатка. Построенные диаграммы позволили впервые выявить эффект расширения остатка. Главный компонент линии, по всей вероятности, представляет собой приближающуюся сторону оболочки. Скорость расширения яркой стороны оболочки, определяемая по характерному искривлению P/V диаграммы, составляет около 50 км/с на разрезах, проведенных в обоих направлениях. Второй компонент, более слабый, вероятно представляет удаляющуюся сторону оболочки. Разница средней скорости первого и второго компонент дает возможную скорость расширения слабой удаляющейся стороны оболочки около 100 км/с.

Различие потоков и скоростей расширения двух сторон оболочки может объясняться различной плотностью среды, в которой распространяется ударная волна, инициированная вспышкой сверхновой.

В настоящей работе также были проведены поиски плотной внешней оболочки или плотного слоя, с которыми, возможно, сталкивается остаток сверхновой.

По наблюдениям протяженной области вокруг остатка в линии  $\text{H}\alpha$  с помощью ИФП на 6-м телескопе САО РАН, в которых автор принимал участие, признаков столкновения остатка со стенками такой оболочки или слоя  $\text{HII}$  не обнаружено.

По наблюдениям галактики в линии 21 см обнаружена слабая нейтральная оболочка, в которой расположен остаток сверхновой. Выявлены следы расширения этой нейтральной оболочки. Остаток расположен на внутренней границе этой оболочки, скорость расширения вещества в стенке оболочки в области остатка составляет не менее 10 км/с. Обнаружение оболочки подтверждает схему вспышки сверхновой внутри каверны, окруженной плотной оболочкой, и столкновения расширяющегося остатка со стенкой оболочки. Такая модель была предложена в работе (Лозинская, Сильченко и др., 1998) для объяснения пекулярности этого остатка, сочетающего признаки молодого и старого объектов и имеющего высокую яркость одновременно в оптическом и в рентгеновском диапазонах.

1. Лозинская Т.А. Сверхновые звезды и Звездный ветер. Взаимодействие с ветром галактики. Издательство "Наука", Москва. 1986.
2. Лозинская Т.А., Моисеев А.В., Подорванюк Н.Ю.// ПАЖ, 2003, т. 29, № 2, с. 1.
3. Лозинская, Сильченко и др. //АЖ, 1998, 116, 2328.
4. Rosado M., Valdez-Gutierrez M., Georgiev L.// AJ, 2001, 122, 194.

УДК 524.7-33

## ИНФРАКРАСНЫЕ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК МЕСТНОГО ОБЪЕМА

Кутькин А.М., Караченцев И.Д.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

На основе недавно опубликованного каталога близких галактик (Караченцев и др., 2004), а также обзора всего неба в инфракрасных (ИК) полосах 2MASS были проанализированы свойства 451 галактики Местного объема (МО).

В результате отождествления галактик МО с ИК-источниками была получена выборка 122 галактик, для которых 2MASS XSC каталог содержит значения J, H и K-extended величин. Таким образом, только 27% галактик МО оказались видимыми в 2MASS обзоре. Для оценки ИК-величин остальных галактик использовалась зависимость показателей цвета B-K, J-K, H-K от морфологического типа в классификации Вокулера (Ярретт и др. 2003).

Основываясь на определенных J, H и K величинах и используя приведенные в каталоге расстояния, мы построили ИК функцию светимости (ФС) близких галактик. Аналогичным образом были определены J, H и K величины и построена ФС для членов скопления Virgo. Коул и др. (2001), используя 2MASS фотометрию 17173 галактик с измеренными красными смещениями из 2dF обзора, получили ФС галактик в J и K полосах.

Используя распределение галактик МО по абсолютным величинам и расстояниям, можно определить среднюю плотность светимости,  $j_k$ , как функцию радиуса сферы вокруг нашей Галактики. В правом нижнем углу двумя горизонтальными прямыми приведены оценки глобальной средней плотности светимости в K-полосе по данным Кочанека и др. (2001) и Белла и др. (2003). Таким образом, вычисленная локальная плотность светимости в K-полосе в пределах 8 Мпк,  $6.8 \times 10^8 L_{\text{sun}}/\text{Мпк}^3$ , превышает гло-

бальную плотность в (1.4 - 1.6) раза. В В-полосе это отношение составляет (1.7-2.0) раза.

Около 2/3 галактик МО были обнаружены в линии HI, что позволило определить для них массу водорода  $M(\text{HI})$  и полную массу в пределах стандартного радиуса  $M_{25}$ . Величины отношения этих масс к светимости являются важными глобальными параметрами галактики, которые зависят от особенностей эволюции: темпа преобразования газа в звезды, частоты слияний и т.д. Распределения галактик МО по отношению к си-ней светимости обсуждалось в каталоге. При изменении ИК-светимости галактики на пять порядков среднее отношение массы к светимости остается практически постоянным и составляет  $(1.5 \pm 0.2) M_{\text{sun}}/L_{\text{sun}}$ .

Как хорошо известно, отношение массы к светимости у систем галактик возрастает при переходе от двойных и тройных систем к группам, скоплениям и сверхскоплениям. Характер этой зависимости обсуждался, в частности, Караченцевым (1996). Оценки  $M/L_K$  для отдельных галактик, групп и скоплений/сверхскоплений показаны соответственно кружками, треугольниками и квадратами. Горизонтальными полосами показаны вклады звездной и барионной компонент, а также глобальное отношение  $(M/L_K)_{\text{global}} = \rho_c / j_K$ , где  $\rho_c = (3H_0^2 / 8\pi G)$ . Анализ представленных данных позволяет сделать несколько заключений общего характера.

Плотность звездной массы и газа на единицу светимости вполне достаточна для объяснения среднего отношения массы к светимости внутри стандартного радиуса как у гигантских, нормальных, так и у карликовых галактик.

Переход от видимых областей галактик размером (1–30) Кпк к группам, где доминирует одна галактика (масштабы 50–300 кпк), сопровождается возрастанием массы примерно на порядок при почти неизменной светимости. Среднее отношение  $M/L_K$  у групп галактик практически совпадает со средним отношением для барионной массы,  $(14.8 \pm 1.9) M_{\text{sun}}/L_{\text{sun}}$ .

Самые крупномасштабные и населенные системы галактик – богатые скопления/сверхскопления характеризуются отношениями  $M/L_K \sim 50 M_{\text{sun}}/L_{\text{sun}}$ , что составляет всего 16% от глобальной величины  $(M/L_K)_{\text{global}} = (316 \pm 29) M_{\text{sun}}/L_{\text{sun}}$ . Поскольку в такие сверхсистемы входит только малая часть всех галактик,  $\sim (10-20)\%$ , то среднее значение по ансамблю систем галактик,  $\langle M/L_K \rangle \approx (20-25) M_{\text{sun}}/L_{\text{sun}}$ , оказывается заведомо меньше значения  $\langle M/L_K \rangle_m = (80-90) M_{\text{sun}}/L_{\text{sun}}$ , ожидаемого в стандартной космологической модели с  $\Omega_m = 0.27$  и  $\Omega_\lambda = 0.73$  (Спергель и др., 2003). Чтобы согласовать между собой среднее значение плотности материи по ансамблю систем галактик  $\Omega_{\text{DM}} \sim 0.07$  с глобальным значением  $\Omega_m = 0.27$ , необходимо предположить, что большая часть темной материи во Вселенной не ассоциируется с галактиками и их системами (Караченцев, 2005).

Как показывают приведенные выше данные, ИК-светимости близких галактик играют важную роль в изучении динамических условий и эволюции систем галактик. К сожалению, среди 450 галактик МО с расстояниями  $D < 10$  Мпк только малая часть галактик (27%) видна в 2MASS из-за их низкой поверхностной яркости или голубого цвета. Поэтому представляется весьма актуальной задача измерения величин J, H, K у всех северных и южных близких галактик с целью создания образцовой фотометрической выборки, которая могла бы служить эталоном при сравнении с нею более глубоких выборок на различных красных смещениях.

Благодарности. Работа частично поддержана грантами РФФИ 04-02-16115 и РФФИ-DFG-02-02-04012.

1. Караченцев и др. *Astron. J.*, v. 127, p. 2031, 2004
2. Ярретт и др. (Jarrett T.H. et al.) *Astron. J.*, v. 125, p. 525, 2003

3. Коул и др. (Cole S. et al.) MNRAS, v. 326, p. 255, 2001
4. Кочанека и др. (Kochanek C.S. et al.) Astrophys. J., v. 560, p. 566, 2001
5. Белл и др. (Bell E.F. et al.) Astrophys. J. Suppl., v. 149, p. 289, 2003
6. Караченцев И.Д. Астрофизика, т. 2, с. 81, 1996
7. Спергель и др. (Spiegel D.N.) Astrophys. J. Suppl., v. 148, p. 175, 2003
8. Караченцев, Кутькин //Astronomy Letters, 2005 (принято к печати); astro-ph/0412369

УДК 522.617.3

## АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ПЗС-КАМЕРА С НЕТРАДИЦИОННЫМИ РЕЖИМАМИ НАКОПЛЕНИЯ

\*)Шугаров А.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящий момент подавляющее большинство астрономических наблюдений осуществляется с помощью ПЗС–камер. Непрерывающийся прогресс в электронике, вычислительной технике и литографических технологиях, используемых при производстве светочувствительных кремневых кристаллов, позволяет постоянно совершенствовать ПЗС–камеры и расширять область их применения.

Подавляющее большинство ПЗС–камер, производимые различными фирмами, предназначены для получения двухмерного изображения исследуемого объекта. В астрономии подобные камеры с успехом применяются для получения глубоких снимков звездного неба для последующей фотометрической или астрометрической обработки, а также в спектральных исследованиях.

Тем не менее, необходимо отметить возможность нестандартного применения ПЗС в режимах, отличных от обычного «фотоаппарата». Необходимость применения подобного рода методик накопления и считывания заряда, как правило, обусловлена ограничениями архитектуры ПЗС: невозможностью измерения накопленного сигнала в произвольном пикселе без считывания всех предыдущих и неизбежного роста шумов при увеличении скорости считывания.

Целью курсовой работы является разработка и изготовление ПЗС–камеры для исследования особенностей работы в различных нестандартных режимах накопления сигнала. Еще одним требованием, накладываемым на камеру, является возможность совместной работы с другими приборами, разработанными в лаборатории новых фотометрических методов ГАИШ.

Наиболее сложным и трудоемким в разработке компонентом ПЗС–камеры является электронный контроллер, осуществляющий все операции от задания времени экспозиции до передачи результатов измерений в компьютер. Алгоритм чтения ПЗС–кристалла определяется микрокодом, хранящимся в перепрограммируемой flash–памяти контроллера. Это позволяет модифицировать разработанную камеру для использования в будущих проектах.

Результаты тестов показывают, что эквивалентный суммарный шум аналого-цифрового тракта разработанного контроллера составляет 1ADU при использовании

---

\*) Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

16-битного АЦП. Передача данных между камерой и компьютером осуществляется в цифровом виде по последовательному интерфейсу RS485 в пакетном режиме. Достоинствами данного интерфейса, применяющегося в разработках лаборатории новых фотометрических методов ГАИШ, являются высокая помехозащищенность, возможность работы на больших расстояниях. Одна линия связи может быть использована как для работы с ПЗС-камерой, так и для обмена данными с другими приборами или датчиками.

При использовании ПЗС-кристалла ISD029AP шум считывания составляет  $7.5 e^-$ . Темновой ток составляет  $3e^-/с/яч.$  при температуре кристалла  $-32^{\circ}C$ . Результаты лабораторных испытаний показывают соответствие экспериментально полученных результатов с ожидаемыми.

Таблица 1. Общие характеристики разработанной ПЗС-камеры

ПАРАМЕТР	ЗНАЧЕНИЕ
Формат ПЗС-кристалла	512x512
Размер ячейки	16 мкм
Заряд насыщения	150 тыс. эл.
Шум считывания	$7.5e^-$
Рабочая скорость считывания	26000 пкс/с
Темновой сигнал ( $-32^{\circ}C$ )	$3e^-/с/пкс$
Коэффициент преобразования (регулируемый)	1.8; 3.4; 5.4 $e^-/ADU$
Экспозиция от механического затвора	0.2с – 18мин.
Компьютерный интерфейс	LPT, EPP mode
Источник питания	12В 1.3А

Возможные использования разработанной ПЗС-камеры: детектор наклона волнового фронта, режим TDI для обзорных задач, трекинг-детектор атмосферных мерцаний.

ПЗС-камера для нестандартных режимов накопления является первым подобным детектором, разработанным в ГАИШ. Следует отметить первые в ГАИШ успешные испытания метода сканирования неба. Анализ полученных данных будет полезным при разработке методики сканирующего многоцветного фотометрического обзора неба с помощью подобных ПЗС-камер. Также планируется использование камеры в другом нестандартном режиме – в качестве детектора наклона волнового фронта для новой системы активной оптики телескопа ЗТЭ крымской станции ГАИШ.

Высокая гибкость заложенных в ПЗС-камеру алгоритмов чтения и возможность перепрограммирования контроллера для реализации будущих задач делает возможным использование разработанной камеры в новых астрономических проектах.

УДК 535.3, 522.617.3

## ДАТЧИК ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШАКА-ГАРТМАНА В СХОДЯЩЕМСЯ ПУЧКЕ

Потанин С.А., Котляр П.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В связи с бурным развитием методов повышения эффективности астрономических наблюдений, возникает задача усовершенствования одной из главных частей адаптивной оптической системы- датчика волнового фронта.

Самым распространенным устройством регистрации волновых aberrаций, в работающих системах адаптивной оптики, является датчик Шака-Гартмана. Он обладает хорошими свойствами по пропусканию света и высокой точностью регистрации фазовых искажений.

Однако существующие датчики такого типа имеют несколько существенных недостатков. Во-первых, в оптических схемах этих устройств микролинзовый растр расположен в параллельном пучке, сформированном коллиматором. Поскольку детектор, на котором регистрируется положение объекта, по многим причинам не может иметь размер более 5-10 мм, то и размер растра ограничен такой же величиной. Это сильно увеличивает трудоемкость при его изготовлении, и, соответственно, стоимость. Во-вторых, классическая схема датчика содержит дополнительные оптические элементы, которые увеличивают потерю света.

Разработанный и изготовленный нами прибор устраняет обе эти проблемы.

В нашем устройстве линзовый массив помещается на вогнутую сторону стеклянного мениска с нулевой оптической силой. Мениск установлен в сходящемся пучке. Радиус кривизны поверхности мениска равен радиусу кривизны волнового фронта или расстоянию от линзового массива до фокальной плоскости системы. Линзы строят изображения источника на выпуклой поверхности, находящейся на некотором расстоянии от фокальной плоскости (ближе к мениску).

Схема детектора была рассчитана таким образом, что в пучке со сходимостью 1/8, мениск имел диаметр 33 мм и содержал 75 квадратных субапертур с размером 3x3 мм. При этом изображения укладывались в круг, диаметром 10 мм, на расстоянии 180 мм от мениска. Таким образом, была решена проблема сложности изготовления линзового массива. Он был сделан в лаборатории новых фотометрических методов ГАИШ без специального оборудования.

Исследования датчика на оптической скамье показали, что данное устройство способно регистрировать отклонения волнового фронта от опорной сферической поверхности с амплитудами от 0,025 длины волны видимого света (550нм) до 30 длин волн на масштабах 1 субапертуры. Это полностью удовлетворяет требованиям датчика, устанавливаемого в системах адаптивной оптики.

Кроме того, такое устройство не требует наличия никаких дополнительных оптических элементов, что уменьшает потери полезного света и увеличивает его эффективность.

УДК 522.614.4, 523.841.3

## ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ПОИСКА ПЕРЕМЕННЫХ ОБЪЕКТОВ НА СЕРИЯХ ПЗС-ИЗОБРАЖЕНИЙ

Соколовский К.В., Лебедев А.А., Насонов Д.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Извлечение максимально возможного количества информации из ПЗС-изображений является достаточно актуальной задачей. Часто на снимках звёздных полей производятся исследования лишь одного или нескольких объектов, при этом большая часть информации остаётся невостребованной в том числе из-за отсутствия удобных программных средств её извлечения.



Мы представляем программный комплекс предназначенный для поиска и фотометрии переменных

объектов, в первую очередь переменных звёзд, на сериях ПЗС-изображений одной и той же области неба.

К каждому кадру применяется следующая процедура.

На первом этапе обработки на ПЗС-кадре с помощью пакета SExtractor [1] производится обнаружение и фотометрия всех объектов, соответствующих критериям отбора.

Следующим шагом производится отождествление полей (сравнение данного кадра с опорным) и привязка по звездной величине к опорному кадру.

В результате обработки всех кадров серии строится график зависимости разброса звёздных величин объектов (от кадра к кадру) от их звёздной величины, а также кривая блеска для каждого объекта.

По графику можно сделать предположение о переменности того или иного объекта, которое можно проверить, анализируя его кривую блеска.

Программа написана на языке Си под операционной системой linux, но, вероятно, способна работать в любой unix-подобной ОС. Документация и последняя версия доступны по адресу <http://saistud.sai.msu.ru/~poisk>.

Методика тестировалась на сериях ПЗС-изображений, полученных в 2003-2004 годах на телескопах Цейсс-2 и АЗТ-5 Крымской лаборатории ГАИШ МГУ Антипиным С.В.

[1] Bertin E., "SExtractor v. 2.3 User's manual", Institut d'Astrophysique & Observatoire de Paris. <http://terapix.iap.fr/soft/sextractor/>

УДК 550.388.2

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОДЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ ПРОТОНОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ С ДАННЫМИ СПУТНИКА КОРОНАС-Ф

Николаева Н.И., Кузнецов Н.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время для прогнозирования потоков протонов на орбитах космических аппаратов с высотой более 350 км используются эмпирические модели, разработанные в NASA (AP8) [1] и НИИЯФ МГУ [2]. При разработке этих моделей использовался практически один и тот же набор экспериментальных данных, полученных на спутниках до 1985 г. Обе эти модели используют специальные координаты (параметр дрейфовой оболочки и напряженность магнитного поля), характеризующие реальную конфигурацию магнитного поля Земли, с которыми однозначно связаны значения потоков протонов. Отличительной особенностью компьютерной версии модели НИИЯФ МГУ, по отношению к модели NASA, является учет изменения магнитного поля Земли, происходящего со временем в результате смещения внутренних (внутри Земли) источников поля. Это обстоятельство приводит к расхождению расчетных потоков протонов с энергией менее 10 МэВ, определяемых указанными моделями на низких (до 1000 км.) орбитах. Однако сравнительного анализа результатов расчетных моделей с экспериментальными данными до сих пор не проводилось. В настоящем докладе такое сравне-

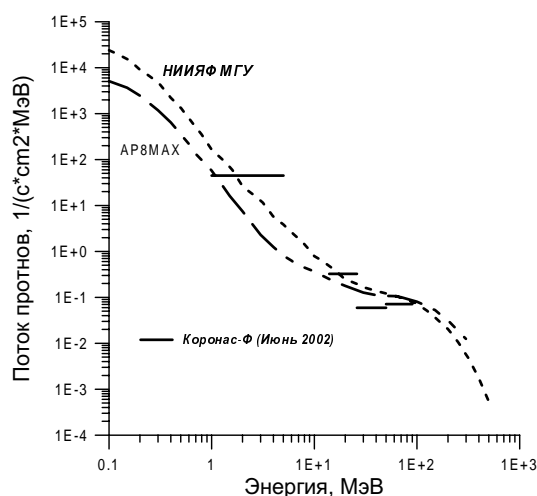


Рис. 1

ние выполнено, используя электронную базу данных прибора МКЛ за 2001-2002 г.г., установленного на российском спутнике КОРОНАС-Ф [3] (высота  $\sim 500$  км., наклонение  $\sim 83^\circ$ ).

Для анализа были выбраны данные детекторов, регистрирующие потоки протонов в интервале 1-5, 14-26, 26-50 и 50-90 МэВ. Расчет потоков протонов по моделям проводился с использованием реальных геоцентрических координат, которые спутник имел во время полета в анализируемый период времени. Для анализа выбирались только такие продолжи-

тельные периоды времени полета, в течение которых отсутствовали потоки солнечных космических лучей, а возмущения магнитосферы в среднем соответствовали среднегодовым индексам. Результаты расчета дифференциальных энергетических спектров плотности потока протонов на орбите спутника КОРОНАС-Ф по обеим моделям и экспериментальные данные детекторов (горизонтальные отрезки) приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются при энергиях протонов более 10 МэВ. Данные детектора 1-5 МэВ лучше согласуются с данными, рассчитанными по модели НИИЯФ.

Для более детального анализа было проведено сравнение расчетных и экспериментальных потоков протонов с энергией 1-5 МэВ в зависимости от параметра дрейфовых оболочек  $L$ . Эти данные приведены на рис. 2. Из

Рис. 2

рис. 2 видно, что экспериментальное распределение потоков протонов имеет два пика, один из которых (при меньших значениях  $L$ ) модели не описывают. Второй пик по положению совпадает с расчетными данными, но отличается по амплитуде от расчетных данных (особенно для модели НИИЯФ).

Таким образом, полученное расхождение расчетных и экспериментальных результатов указывает на необходимость более детального анализа потоков протонов на нижней границе радиационных поясов Земли с дополнительным привлечением других спутниковых данных.

1. D.Heuynderickx, J.Lemaire and E.J.Daly. Historical review of the different procedures used to compute the L-parameter. Radiation Measurement. V. 26. No 3. pp.325-331. 1996.
2. Н.В.Кузнецов, М.И.Панасюк. Космическая радиация и прогнозирование сбое- и отказоустойчивости интегральных микросхем в бортовой аппаратуре космических аппаратов. Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ), сер. радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2001, № 1-2. С. 3-8.

3. В.И.Бараковский, Ю.П.Гордеев, Ю.В.Гоцелюк и др. Регистрация заряженного компонента солнечных космических лучей комплексом аппаратуры СКЛ. В трудах 3 международного совещания «КОРОНАС-И». 1989. С.89-98.

УДК 550.388.2

## ДИНАМИКА ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ВО ВРЕМЯ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ БУРЬ В 2001-2004 ПО ДАННЫМ ИСЗ КОРОНАС-Ф

Муравьева Е.А., Кузнецов С.Н., Мягкова И.Н.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В работе представлены результаты экспериментального исследования вариаций внешнего радиационного пояса Земли (РПЗ) в энергетическом диапазоне 0.3-6 МэВ для электронов во время сильных магнитных бурь, произошедших с августа 2001 по ноябрь 2004 г., выполненного по данным прибора МКЛ, установленного на борту ИСЗ «КОРОНАС-Ф» ( $h_{\text{орбиты}} \approx 500 \text{ км}$ ,  $i = 82.5^\circ$ ,  $T_{\text{обр}} = 94.5 \text{ мин}$ ) [1]. Нами были проанализированы данные, полученные во время следующих магнитных бурь: 6 ноября 2001 г. ( $Dst = -257 \text{ нТл}$ ), 24 ноября 2001 г. ( $Dst = -221 \text{ нТл}$ ), 17-20 апреля 2002 г. ( $Dst = -156 \text{ нТл}$ ), 29-30 октября 2003 г. ( $Dst = -400 \text{ нТл}$ ), 20 ноября 2003 г. ( $Dst = -472 \text{ нТл}$ ) и 8-10 ноября 2004 г. ( $Dst = -370 \text{ нТл}$ ). Как известно, в результате воздействия магнитных бурь потоки электронов в РПЗ претерпевают заметные вариации (например, [2-4]), что и наблюдалось в эксперименте на КОРОНАС-Ф. Во время бурь 2001-2003 гг. было получено, что во время главной фазы магнитной бури происходит сильное уменьшение интенсивности, можно даже сказать, фактическое исчезновение внешнего радиационного пояса, по крайней мере для энергий выше 1.5 МэВ. На фазе восстановления внешний радиационный пояс восстанавливается значительно ближе к Земле, приблизительно на  $L = 2.1-2.2$ , где до бури находился зазор между внутренним и внешним поясом. В последующие дни пояс возвращается в исходное положение.

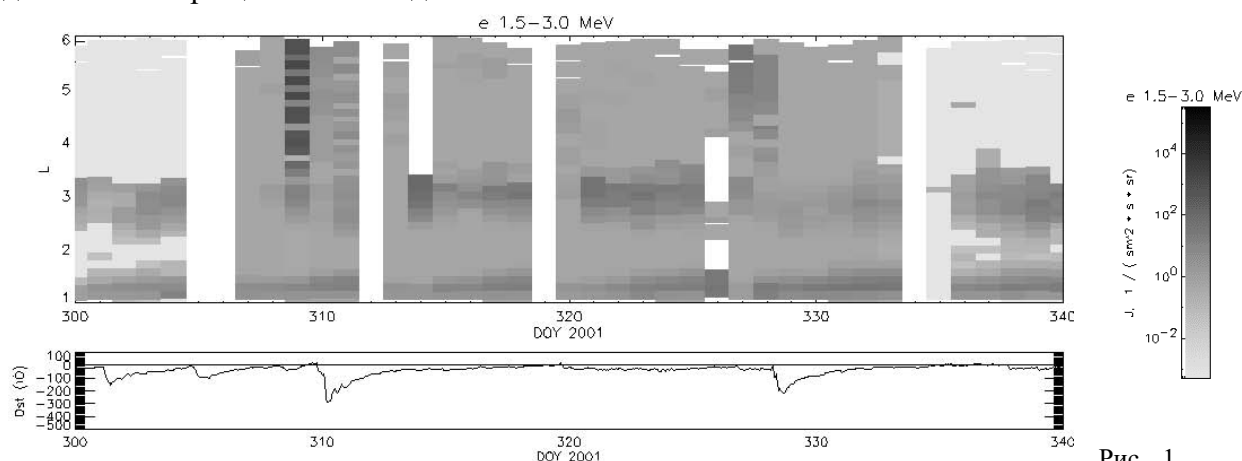


Рис. 1.

Вариации потоков протонов и электронов в период с 27 октября по 6 декабря 2001 по данным ИСЗ КОРОНАС-Ф

В качестве примера, наглядно иллюстрирующего данный эффект, вариации потоков электронов в периоды с 27 октября по 6 декабря 2001 г и с 20 октября по 5 ноября 2003 в координатах "X - день года; Y- L-оболочка; цвет - интенсивность" пока-

заны на рисунках 1 и 2. Кроме того на рисунках приведены данные о Dst-вариации за рассматриваемый период.

Падение интенсивности электронов мы связываем с резким уменьшением размеров магнитосферы во время главной фазы бури. Следует также отметить, что во всех исследованных случаях вариации РПЗ носили достаточно длительный (не менее нескольких суток) характер.

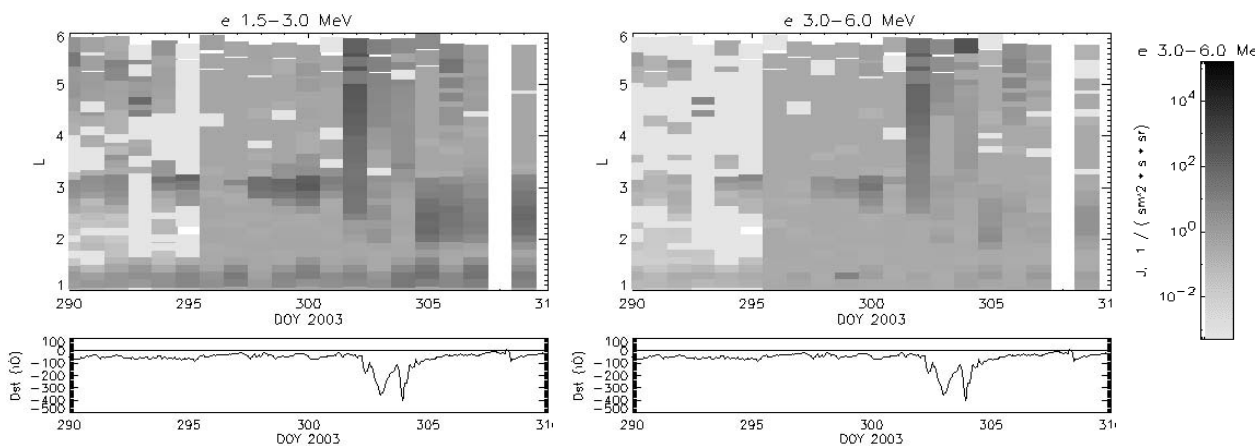


Рис.2. Вариации потоков протонов и электронов в период с 20 октября по 5 ноября 2003 по данным ИСЗ КОРОНАС-Ф

1. Кузнецов С.Н., Богомолов А.В., Гордеев Ю.П. и др. // Изв.РАН. Сер. физ. 1995. Т. 59. С.2–4.
2. Williams, D.J., J.F.Arens, and L.J.Lanzerotti // *J. Geophys. Res.*, 1968, V. 73, p.5673-5696.
3. Emel'yanenko S.P., Kuznetsov S.N., Stolpovsky V.G. // *Cosmic Res. (USA)*, 1978, V.15, p.129-132.
4. West A.I., Buck R.M., Davidson G.T. // *J. Geophys. Res.*, 1981, V. 86, p. 2111-2119.

УДК 523.41/43

## ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ НА ДОСОЛНЕЧНОЙ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ПРОТОПЛАНЕТНОГО ОБЛАКА

Багров А.А., Кузьменков А.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время получившая широкое распространение концепция формирования планет солнечной системы [1] сталкивается с серьезными проблемами. Одной из самых больших трудностей теории является невозможность объяснения происхождения метеоритного вещества в кометных ядрах [2]. Считается, что кометные ядра состоят из конденсированного первичного межзвездного вещества, т.е. исключительно из смерзшихся газов и пыли [3]. Альтернативой существующей теории является концепция формирования планетной системы на досолнечной стадии эволюции протопланетного облака, существенным элементом которой является ударное разрушение планеты Фаэтон. В рамках этой концепции развивается идея о возможности формирования планетезималей (кометных ядер) второго поколения на основе выброса в виде роя частиц,

вследствие его взаимодействия с протопланетным облаком [4]. В настоящей работе проведено компьютерное моделирование формирования таких ядер и получение результатов, которые могут быть проверены путем наблюдения комет и образуемых ими метеорных потоков. Показано, что при скоростях выброса роев мелких частиц из разрушенной планеты порядка 25 км/с и выше образуются тела с орбитами, принадлежащими поясам Койпера и Казимирчак-Полонской. Для случая движения роя в плоскости протопланетного диска формирование кометного ядра занимает на 10-15 витках (порядка 3000 лет). Отношение массы полученного ядра к начальной массе роя – величина порядка 5-20. Оценка массы вещества метеорных потоков, рожденных распадом комет, и массы самой кометы может являться методом проверки модели.

В дальнейшем предполагается распространить моделирование на орбиты комет, не лежащие в плоскости протопланетного диска, и на их основе получить оценку времени существования протопланетного облака после разрушения Фаэтона (т.е. до начала звездной активности Солнца и, соответственно, выметания облака лучевым давлением).

1. Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы: Происхождение и ранняя эволюция. – М.: Наука, 1990. – 296 с.
2. Додд Р. Метеориты: Пер. с англ. – М.: Мир, 1986. – 384 с.
3. Шульман Л.М. Ядра комет. – М.: Наука, 1987. – 232 с.
4. Багров А.В. Два поколения кометных ядер и наблюдательные различия в последствиях их распада. / Околосемная Астрономия – 2003. Труды конференции. т.1. Терскол, 8-13 сент. 2003 // Институт астрономии РАН. - СПб.: ВВМ, 2003.- с.125-133.

УДК 523.855

## ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МАССЫ БЛИЗКИХ ГРУПП ГАЛАКТИК ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ХАББЛОВСКОГО ПОТОКА ВОКРУГ НИХ

<sup>\*\*</sup>)Кашибадзе О.Г., Караченцев И.Д.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В соответствии с работами Sandage [1] и Lynden-Bell et al. [2], любые достаточно плотные группа или скопление галактик могут быть охарактеризованы сферической «поверхностью нулевой скорости», которая отделяет группу как большую концентрацию массы от окружающего хаббловского потока. Радиус этой сферы связан с интегральной массой группы, и это позволяет оценить массы близких групп галактик.

В работе используются наблюдательные данные о лучевых скоростях и расстояниях для 133 галактик в окрестностях Местной Группы и группы М81, а также для ряда галактик, принадлежащих группам Центавр, Гончие Псы, Маффей и Скульптор. Главным источником данных служил каталог близких галактик [3], дополненный самыми последними измерениями расстояний до близких галактик, которые выполняются на космическом телескопе им. Хаббла.

Отличие от других подобных работ [4], [5] заключается в том, что в данном исследовании положение центра масс варьируется между двумя наиболее яркими и, следовательно, массивными галактиками группы, в то время как в более ранних работах по

---

<sup>\*\*</sup>) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

этой теме положение центра масс было фиксированным (в случае Местной Группы оно определялось соотношением масс нашей Галактики и туманности Андромеды, в остальных случаях в качестве центра масс рассматривалась самая яркая галактика). Истинное положение центра масс может быть достаточно уверенно определено через ряд параметров и согласуется с другими соображениями, в частности, с отношением светимостей галактик в инфракрасном диапазоне. Определенные таким образом оценки массы были сопоставлены со значениями, полученными другими методами.

Как известно, тангенциальные скорости для подавляющего большинства внегалактических объектов неизвестны. Используемая в работе модель предполагает, что тангенциальные движения галактик пренебрежимо малы. Чтобы проверить, так ли это, в случае Местной Группы и группы М81 для каждой галактики была задана случайная тангенциальная компонента. Распределение их по абсолютной величине предполагалось гауссовым, а ориентация по позиционному углу – равномерно случайной. Для каждой группы было смоделировано по десять реализаций. В результате, получаемые при каждой реализации значения положения центра масс группы практически не отличались друг от друга и от значений, полученных в предположении о нулевых тангенциальных скоростях. Значения радиуса поверхности нулевой скорости отличались друг от друга незначительно. Моделирование с большим значением средней абсолютной величины тангенциальной компоненты оставило эти параметры практически неизменными, но увеличило их дисперсию.

На представленных графиках показаны хаббловские диаграммы для окрестностей Местной Группы и группы М81 соответственно. В обоих случаях за положение центра масс принимается то, которому соответствует минимальная дисперсия скоростей относительно хаббловской регрессии.

Определенные в данной работе радиусы сферы нулевой скорости составляют  $0.96 \pm 0.03$  Мпк для Местной Группы и  $0.89 \pm 0.05$  Мпк для группы М81. Соответствующие этим значениям массы (выраженные в солнечных массах) -  $(1.29 \pm 0.14) \cdot 10^{12}$  и  $(1.03 \pm 0.17) \cdot 10^{12}$  соответственно. Кроме того, получено отношение масс  $0.8 : 1.0$  для нашей Галактики и туманности Андромеды и  $0.54 : 1$  для М82 и М81, что близко к соотношению светимостей этих галактик в инфракрасном диапазоне.

[1] Sandage, A. 1986, ApJ, 307, 1

[2] Lynden-Bell, D., Faber, S.M., Burstein, D., et al. 1988, ApJ, 326, 19

[3] Karachentsev, I.D., Karachentseva, V.E., et al. A Catalog of Neighboring Galaxies. 2004

[4] Karachentsev, I.D., Dolphin, A.E., et al. 2002, A&A, 383, 125

[5] Karachentsev, I.D., Makarov, I.D., et al. 2002, A&A, 389, 812

УДК 82-3

## АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЛАНДШАФТ В ПРОИЗВЕДЕНИЯХ М.А. ШОЛОХОВА

Кашибадзе О.Г.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Проза Михаила Александровича Шолохова отличается обилием и богатством астрономических образов и зарисовок, их безупречной точностью, отсутствием, с научной точки зрения, фактических ошибок.

В настоящей работе произведен наиболее общий количественный и качественный анализ использования М.А. Шолоховым астрономических образов и зарисовок. Выявлена высокая степень насыщенности текстов произведения автора астрономическим ландшафтом.

В работе рассмотрены следующие произведения писателя: «Донские рассказы», «Тихий Дон», «Поднятая целина», «Судьба человека». Было выявлено, что автор использует в указанных работах образы основных астрономических объектов, среди которых: Солнце, Луна («месяц»), звезды и их группы (созвездие Большой Медведицы, скопление Плеяды – «Стожары», Полярная звезда, Млечный Путь – «Млечный Шлях»), метеорные явления («падучие звезды»). Фактом использования считалось любое упоминание в тексте хотя бы одного из вышеперечисленных объектов.

Подобные упоминания имеют разную значимость в количественном и качественном отношении, что дало основание применить к ним термин «астрономический ландшафт», учитывая универсальность самого понятия «ландшафт», обеспечивающего целостность восприятия окружающего пространства.

Функциональная роль астрономического ландшафта сводится к трем основным положениям:

- обозначение времени-пространства;
- раскрытие психологического состояния героев;
- создание соответствующих логике произведения картин окружающего мира и ситуаций.

Однако далеко не все случаи использования астрономического ландшафта можно классифицировать, поскольку они не относятся безоговорочно ни к одной из трех основных позиций, или же многофункциональны. Установлена положительная связь плотности астрономического ландшафта, выбора определенных астрономических образов со степенью психологического напряжения произведений. Так, психологизмы в астрономическом ландшафте малой прозы используются автором в четверти случаев, что в два раза реже, чем в романах, где почти половина зарисовок имеет ту или иную психологическую нагрузку. Очевидно, это свидетельствует в пользу роста мастерства писателя от первых его рассказов к зрелым романам.

## ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ КОЛЕБАНИЙ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

\*\*) Юровский Ю.Ю.

*Черноморский филиал МГУ им. М.В. Ломоносова*

Приход в окрестности Земли сгустков заряженных частиц, выброшенных Солнцем, вызывает магнитные бури, полярные сияния, прекращение радиосвязи и производит другие воздействия на земные процессы [1]. Следовательно, при прогнозировании состояния окружающей среды необходимо учитывать солнечную активность. Одной из сложных задач астрофизики является проблема нагрева до миллиона градусов солнечной короны, расположенной между фотосферой с более низкой температурой и относительно холодным межпланетным пространством. Наибольшее распространение получила гипотеза нагрева за счет рассеяния энергии волн сжатия, возбуждаемых конвективным движением вещества в верхних слоях фотосферы [2]. Колебания интенсивно-

---

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

сти радиоизлучения с подходящим периодом 1-5 мин наблюдаются на волнах сантиметрового диапазона [3]. В качестве причины их возникновения рассматриваются как вариации напряженности магнитного поля [3], так и вариации температуры и плотности, вызванные распространением акустической волны. Однако эти результаты основаны на свойствах колебаний, а не распространяющихся волн.

Радиоизлучение выходит с тем большей высоты над фотосферой, чем длиннее волна наблюдений [4]. Если колебания связаны с распространением волн, то должен существовать сдвиг колебаний по времени в двух отстоящих точках пространства. Следовательно, анализ одновременных наблюдений на разных длинах волн может прояснить причину возникновения колебаний.

Так как из-за турбулентности солнечной атмосферы колебания случайны, то наиболее приемлемым методом их исследования является вейвлет-анализ, разлагающий исходную функцию времени на компоненты по координатам период-время-интенсивность [5]. С помощью разработанного автором алгоритма вейвлет-преобразования исследовались записи радиоизлучения Солнца на волнах 2.0, 2.3 и 3.5 см, полученные 7 октября 2002 г. в порядке выполнения плана НИР сотрудниками Лаборатории радиоастрономии НИИ КрАО на большом радиотелескопе РТ-22. Измерена эффективная температура излучающих областей, оказавшаяся равной  $114 \cdot 10^3$  К на волне 2.0 см и  $850 \cdot 10^3$  К на волне 3.5 см. По этим оценкам определена высота расположения источников радиоизлучения  $5.5 \cdot 10^3$  км и  $13 \cdot 10^3$  км соответственно. Вейвлет-анализ позволил установить, что колебания с периодом 1750 с на более длинной волне 3.5 см запаздывали на 78 с относительно колебаний на волне 2.0 см. Показано, что такое запаздывание характерно для распространяющихся в солнечной хромосфере акустических волн. Таким образом, в работе получено экспериментальное подтверждение существования распространяющихся волн сжатия в хромосфере Солнца.

1. Кочаров Г.Е. Сб. Солнечная активность и солнечно-земные связи. Ред. Кочаров Г.Е.Л.: ФТИ, 1987, 203 с.

2. Шкловский И.С. Физика солнечной короны. М., ГИФМЛ.-1962.-516 с.

3. Ниндос и др. (Nindos A., Alissandrakis C.E., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Gontikakis C.) «Spatially resolved microwave oscillation above a sunspot» // 2002, A&A, v.386, No2, p.658-673.

4. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: "Наука". 1964. 560 с.

5. Астафьева Н.М. «Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения» // УФН, 1996, 166, № 11. С.1145-1170.



**АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА****Председатель подсекции****проф., д.ф.-м.н. Гришин Владислав Константинович****ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ И РАСПАДЕ  
ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ АТОМНЫХ РЕЗОНАНСОВ**

\*)Грызлова Е.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Частичное перекрывание или полное вырождение уровней в квантовой системе приводит к образованию интерференционной структуры, проявляющейся в том, что физические (измеряемые) характеристики процессов в этой системе (сечения, угловые распределения и поляризация продуктов распада и т. д.) не являются простой суммой соответствующих характеристик для отдельных состояний. Вырождение состояний приводит к новым эффектам – так называемому отталкиванию уровней, перераспределению заселенностей и т. п. Теория процессов возбуждения и распада перекрывающихся резонансов актуальна как для физики ядра физики, так и для атомной физики, физики твердого тела, квантовой электроники, нелинейной оптики. Впервые некоторые аспекты перекрывания резонансов в электронном и фотонном рассеянии на атомах и молекулах были рассмотрены в пионерской работе [1].

В изолированных системах перекрывание состояний с одинаковыми квантовыми числами возникает крайне редко. Однако оказывается возможным создать вырождение (перекрытие) состояний используя явление лазерно индуцированных резонансов. В 1980 Ю. И. Геллер [2, 3] показал, что лазерное поле создает в гладком континууме атомов структуру, подобную автоионизационному состоянию (АИС). Эта структура соответствует состоянию новой системы «атом + сильное поле», так называемому «одетому» состоянию. Возможно, следовательно, создать вырождение в континууме атомов двух ЛИР; или АИС и ЛИР, индуцированного на дискретном состоянии; или двух АИС связанных лазерным полем подходящей частоты.

Задача о двух связанных лазерным полем АИС исследовалась для разных систем [4, 5, 6], однако влияние поляризации и направления распространения излучений на сечения фотопоглощения для реальных атомов не было рассмотрено.

Здесь мы рассмотрим систему двух АИС  $^1P$  и  $^1S$  в атоме гелия, связанных сильным лазерным полем ( $I \leq 10^{-5}$ ) произвольной поляризации. Окрестность  $^1P$  состояния сканируется пробным полем, так же произвольным образом поляризованным и распространяющемся в некотором направлении, не обязательно параллельном сильному. Пробное поле полагается достаточно слабым, чтобы не влиять на спектр одетых состояний, и его можно было рассматривать по теории возмущений.

Волновая функция системы «атом + сильное поле» может быть найдена из решения уравнения Шредингера:

---

\*) Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi$$

Здесь гамильтониан включает в себя гамильтониан свободного атома, и операторы взаимодействия с лазерным и пробным полем:  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} + \hat{v}$ . Будем искать решение в виде разложения по волновым функциям свободного атома, участвующем в задаче:

$$\Psi = a_0(t) \varphi_0 + \sum_{\{N\}} a_{\{N\}}^d(t) e^{-iE_N t} \varphi_{\{N\}}^d + \sum_{\{N\}} \int a_{\{N\}}^c(t) e^{-iE t} \psi_{\{N\}}^c dE$$

Следуя методу эффективного гамильтониана [6], получаем следующее выражение, определяющее эволюцию системы:

$$(\Omega \hat{I} - \hat{H}_{eff})^{-1} \vec{a} = \vec{t},$$

где  $\vec{t}$  - вектор, определяющий переходы из основного состояния.

$$\hat{H}_{eff} = \begin{pmatrix} E_S & -V_{S,P-1} & -V_{S,P+1} \\ -V_{P-1,S} & E_{P-1} & 0 \\ -V_{P+1,S} & 0 & E_{P+1} \end{pmatrix}$$

Здесь  $E_{LM} = E_{LM} - (i/2)\Gamma_{LM}$  - комплексные квазиэнергии состояний, характеризующая одновременно положение ( $E_{LM}$ ) и ширину ( $\Gamma_{LM}$ ) состояний, а  $V_{S,P\pm 1}$  - матричный элемент перехода под действием сильного поля между соответствующими состояниями.

Показано, что при любой поляризации сильного поля существует унитарное преобразование, приводящее матрицу эффективного гамильтониана к системе двух связанных состояний и одного несвязанного. Сечение фотоионизации системы «атом + сильное поле» пробным полем с энергией, соответствующей области перекрывающихся резонансов, с учетом интерференционных эффектов оказывается возможным представить в аналитическом виде в виде суммы по состояниям системы «атом + поле». Параметрами, управляющими индуцированной интерференционной структурой являются интенсивности, частоты, поляризации полей.

$$\frac{\sigma}{\sigma_d} = 1 - \text{Im}(\vec{t}^T (\Omega \hat{I} - \hat{H}_{eff}) \vec{t}).$$

Угловое распределение фотоэлектронов можно получить из выражения для вероятности вылета фотоэлектронов в единицу времени в направлении  $\vec{k}$ , определяемой как  $\int \frac{d}{dt} |a_{E\vec{k}}|^2 dE$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{2\pi} \sin^2(\Theta) (1 + A \cos(2\varphi + \varphi_0))$$

где

$$A = 2 \frac{\sum_j (\Omega \hat{I} - \hat{H}_{eff}^{(2)})_{ij}^{-1} \vec{t}_j \sum_{j'} (\Omega \hat{I} - \hat{H}_{eff}^{(2)})_{ij'}^{-1} \vec{t}_{j'}}{\left| \sum_j (\Omega \hat{I} - \hat{H}_{eff}^{(2)})_{ij}^{-1} \vec{t}_j \right|^2}, \quad \varphi = \arg \left( \frac{\sum_j (\Omega \hat{I} - \hat{H}_{eff}^{(2)})_{ij}^{-1} \vec{t}_j \sum_{j'} (\Omega \hat{I} - \hat{H}_{eff}^{(2)})_{ij'}^{-1} \vec{t}_{j'}}{\left| \sum_j (\Omega \hat{I} - \hat{H}_{eff}^{(2)})_{ij}^{-1} \vec{t}_j \right|^2} \right).$$

Для данной задачи дифференциальное сечение фотоэлектронов в зависимости от энергии в точности повторяет полное сечение фотоионизации.

Для циркулярно поляризованного пробного поля сечение обладает аксиальной симметрией относительно оси  $z$ . Однако если поляризация поля такова, что заселяются подуровни  $^1P$  с разными значениями  $M$ , то в сечении появляется зависимость от полярного угла. Степень полярной асимметрии зависит от поляризационных характеристик полей и энергии возбуждения пробным полем.

1. Mies F.H., Phys. Rev. 175 164 (1968).
2. Геллер Ю.И., ЖЭТФ 78 506 (1980).
3. Heller Y.I., Phys. Lett. 82A 4 (1981).
4. Bachau H., Phys. Rev. A 34 4785 (1986).
5. Karapanagioti N.E., Phys. Rev. A 53 2587 (1996).
6. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 32, 1669 (1999).
7. Fano U., Phys. Rev 178 131 (1969).

УДК 533.92:537.521

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГИБЕЛИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ НА АТОМАХ $O(^3P)$ И МОЛЕКУЛАХ $O_2(A^1\Delta_g)$ В ПЛАЗМЕ КИСЛОРОДА

Белостоцкий С.Г., Лопаев Д.В., Рахимова Т.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время плазма электроотрицательных газов, таких как  $CF_4$ ,  $C_2F_6$ ,  $C_3F_8$ ,  $SF_6$ ,  $Cl_2$ ,  $O_2$ , и т.п. широко используется в различных технологиях, прежде всего в микроэлектронике [1]. Хорошо известно, что отрицательные ионы играют важную роль в плазме электроотрицательных газов. Например, реакции ассоциативного отлипания электронов на радикалах, метастабильных атомах и молекулах ведут к изменению зарядового состава и тем самым непосредственно влияют на распределение электрических полей и на функцию распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). Кроме того, отрицательные ионы активно участвуют в процессах полимеризации в электроотрицательной плазме, образовании пылевых частиц в качестве начальной «затравки» (центров нуклеации) и т.п. При использовании импульсно-периодических разрядов эволюция плазмы электроотрицательных газов в послесвечении приводит к значительному потоку отрицательных ионов на подложку [2, 3]. Поэтому исследование кинетики отрицательных ионов является не только интересной фундаментальной, но и чрезвычайно важной прикладной задачей.

Известно, что во многих электроотрицательных газах отрицательные ионы в объеме плазмы могут гибнуть в процессах ассоциативного отлипания электронов на радикалах, метастабильных молекулах и атомах. При значительной степени электроотрицательности, т.е. при  $n^-/n_e > 1$  ( $n^-$  и  $n_e$  – концентрация отрицательных ионов и электронов соответственно) это приводит к заметному изменению параметров плазмы (зарядовый состав, ФРЭЭ). Поэтому при моделировании плазмы электроотрицательных газов необходимо правильно описывать процессы разрушения отрицательных ионов активными нейтралами и иметь точные значения констант скоростей этих процессов. Несмотря на то, что плазма чистого кислорода является одним из наиболее изученных объектов, имеющиеся в литературе данные по константам скоростей гибели отрицательных ионов на метастабильных молекулах  $O_2(a^1\Delta_g)$  существенно различаются [4, 5] (отличие составляет около одного порядка). Это связано с трудностями измерения как молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$ , так и отрицательных ионов. Тем не менее, концентрация метаста-

бильных молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  может достигать достаточно больших значений в плазме кислорода (~10-20%), и поэтому процессы с их участием существенно влияют (а во многом и определяют) параметры плазмы.

В настоящей работе методом лазерного фотоотлипания исследована динамика плотности отрицательных ионов в плазме модулированного тлеющего разряда в чистом кислороде в диапазоне давлений (0.1÷5 Тор) и плотностей тока разряда (2÷40 мА/см<sup>2</sup>). Было экспериментально показано, что в широком диапазоне разрядных параметров динамика концентрации отрицательных ионов при модуляции разряда изменяется с характерными временами изменения концентрации атомарного кислорода и метастабильных молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$ . Для определения скоростей гибели отрицательных ионов на этих активных частицах исследована динамика концентраций атомов  $O(^3P)$  с помощью метода время-разрешенной актинометрии и молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  по их эмиссии на 1.27 мкм. Анализ полученных данных показал, что при параметре  $pR > 0.3$  Тор·см ( $p$  – давление газа,  $R$  – характерный размер области, занимаемой плазмой) реализуется прилипательно-отлипательный режим горения разряда, когда прилипание электронов к молекулам  $O_2$  практически полностью уравнивается их отлипанием на  $O(^3P)$  и  $O_2(a^1\Delta_g)$ . Показано, что в данных условиях основным отрицательным ионом является ион  $O^-$ . Анализ динамики гибели ионов  $O^-$  дал возможность впервые непосредственно в самой плазме определить константы скорости процессов ассоциативного отлипания на атомах  $O(^3P)$  ( $O^- + O(^3P) \rightarrow O_2 + e$ :  $k_d^O = (1.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с) и молекулах  $O_2(a^1\Delta_g)$  ( $O^- + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow products + e$ :  $k_d^A = (1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с).

Особую ценность представляет то, что все величины, необходимые для определения данных констант были получены экспериментально. Кроме того, эти величины (отрицательные ионы, атомы и синглетные молекулы кислорода) измерялись в «одной» пространственной точке. Это существенно отличает наши измерения от предыдущих работ [4, 5]. Поэтому хотелось бы порекомендовать определенные в данной работе константы скорости гибели отрицательных ионов  $O^-$  на атомах  $O(^3P)$  и молекулах  $O_2(a^1\Delta_g)$  для использования в базах данных для моделирования плазмы.

[1] Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Material Processing. New York: Wiley, 1994.

[2] Ramamurthi V., Economou D.J. // J. Vac. Sci. Technol. A, 2002, Vol.20, No. 2, pp. 467-478.

[3] Panda S., Economou D.J. // J. Appl. Phys., 2000, Vol. 87, No. 12, pp. 8323-8333.

[4] Fehsenfeld F.C., Albritton D.L., Burt J.A., Schiff H.I.// Can.J.Chem., 1969 Vol.47, p.1793.

[5] Upschulte B.L., Marinelli W.J., Green B.D.// J.Phys.Chem., 1994, Vol.98, pp.837-842.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ИЗОТОПОВ НИОБИЯ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Конюхов И.Г., Макаренко И.В., Минеева Т.Н.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время изучение долгоживущих ядерных состояний представляет интерес как в плане фундаментальных исследований, так и для решения прикладных задач. Особый интерес представляет поиск и исследование метастабильных состояний,

в частности в связи с задачей создания  $\gamma$ -лазера. Одним из наиболее перспективных методов является метод заселения этих состояний в результате фотоядерных реакций.

В НИИЯФ МГУ был проведен эксперимент по облучению ядер  $^{93}\text{Nb}$  тормозными  $\gamma$ -квантами от электронов с энергией 50 МэВ. Целью эксперимента являлось определение соотношения выходов фотоядерных реакций, а также изучение возможности заселения изомерных уровней методом фотоядерных реакций.

Эксперимент проводился в режиме наведенной активности на электронном пучке разрезного микротрона РТМ-70 НИИЯФ МГУ.

Исследуемая мишень облучалась тормозными фотонами, после чего измерялся  $\gamma$ -спектр остаточной активности на детекторе эффективностью 30 %, изготовленном из сверхчистого германия.

Облучение образца длилось 15 мин, спектр измерялся в течение 2.22 ч спустя 1.25 ч после окончания активации.

В эксперименте изучались фотоядерные реакции на ядре-мишени  $^{93}\text{Nb}$ . Энергия электронов от микротрона (50 МэВ) превышала порог реакции ( $\gamma, 4n$ ) на исследуемом ядре. В данных условиях возможны фотоядерные реакции, приведенные в табл. 1.

Таблица 1.

Реакция	Порог реакции, МэВ	Конечное ядро
$(\gamma, n)$	8.83	$^{92}\text{Nb}$
$(\gamma, 2n)$	16.71	$^{91}\text{Nb}$
$(\gamma, 3n)$	28.76	$^{90}\text{Nb}$
$(\gamma, 4n)$	38.91	$^{89}\text{Nb}$

В экспериментальном спектре (рис. 1) наблюдаются  $\gamma$ -линии от реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ .

По экспериментальным данным найдено отношение выходов реакций  $Y(\gamma, n) / Y(\gamma, 3n) = 63 \pm 1$ . Выходы реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  оценивались по  $\gamma$ -линиям 934 кэВ и 1129 кэВ соответственно. Теоретические оценки, основанные на модели испарений, дают  $Y(\gamma, n) / Y(\gamma, 3n) = 97$ .

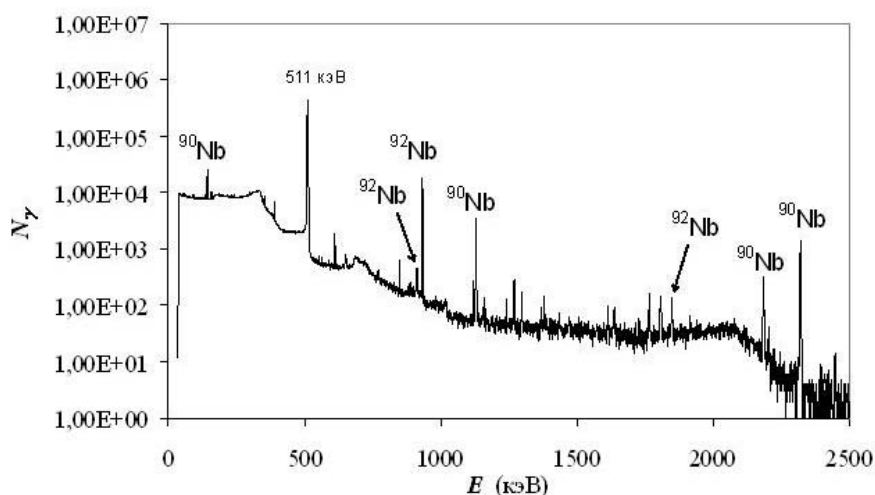


Рис. 1. Экспериментальный спектр

В случае, когда образующееся в результате фотоядерной реакции ядро обладает метастабильным уровнем, для расчета полного выхода реакции необходимо суммировать выход заселения изомерного уровня и выход заселения основного состояния конечного ядра. Образующееся в результате реакции  $(\gamma, n)$  ядро  $^{92}\text{Nb}$  в основном состоянии является очень долгоживущим ( $t_{1/2} = 3.47 \cdot 10^7$  лет), и его распады не удастся надеж-

но наблюдать. Поэтому экспериментальные данные позволяют рассчитать только выход заселения изомерного уровня.

Наблюдается хорошее согласие экспериментального значения и теоретических оценок для отношения выходов реакций, и это является указанием на то, что в случае реакции ( $\gamma$ , n) большая часть конечных ядер  $^{92}\text{Nb}$  образуется в метастабильном состоянии.

Энергия изомерного уровня ядра  $^{92}\text{Nb}$  составляет 135.5 кэВ, период полураспада 10.15 дней. В спектре присутствуют линии 912 кэВ, 934 кэВ, 1847 кэВ, соответствующие распадам этого состояния.

В настоящей работе показано, что метод возбуждения долгоживущих состояний ядер через фотоядерные реакции на пучке микротрона РТМ-70 НИИЯФ МГУ в режиме наведенной активности позволяет получать высокие значения выходов реакций, что позволяет признать этот метод перспективным в последующем поиске и исследовании метастабильных ядерных состояний.

1. Бобошин И.Н., Варламов В.В., Иванов Е.М., Иванов С.В., Песков Н.Н., Степанов М.Е., Чесноков В.В. Реляционные базы данных об атомных ядрах и ядерных реакциях в Интернет для исследований в области ядерной физики и смежных областях науки и техники. Труды Всероссийской научной конференции «Научный сервис в сети Интернет». Новороссийск, 24 – 29 сентября 2001г. ISBN 5-211-04521-1. Издательство Московского университета, Москва 2001, сс. 19 – 21: URL – (<http://cdfc.sinp.msu.ru/services/ensdfr.html>).
2. Гришин В.К., Ермаков А.Н., Ишханов Б.С., Шведун В.И., Лихачов В.П., 70 МэВ разрезной микротрон как источник жесткого излучения //Вестник Московского университета, Сер. 3 Физика и Астрономия, 2002, 5, С. 74-76.

## ПРОГРАММА АВТОМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ИЗОМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Николайшвили И., Самойлов П., Тун Ч.Ч.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В НИИЯФ МГУ начаты эксперименты по изучению изомерных состояний ядер. Активация изомерных уровней производится в фотоядерных реакциях на тормозных  $\gamma$ -квантах. Источник электронов ( $E_e=50$  МэВ) – разрезной микротрон РТМ-70. Тормозная мишень - вольфрамовая пластина толщиной 2мм.

Для изучения фотоядерных реакций была собрана спектрометрическая установка на основе сцинтилляционного детектора [1].

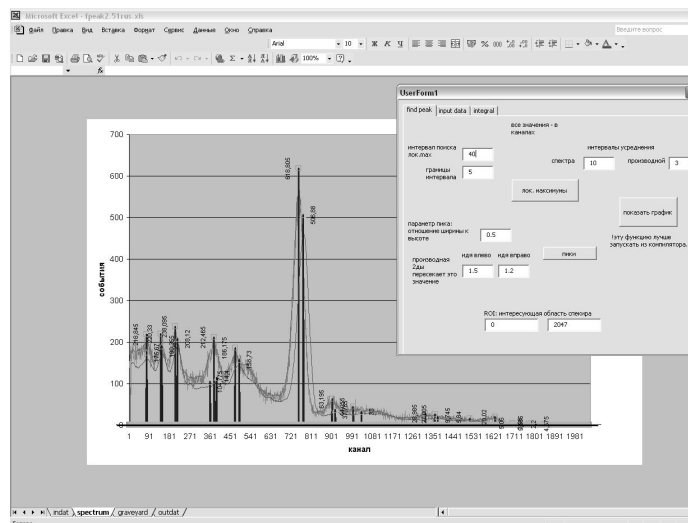
Программное обеспечение амплитудного анализатора этой установки позволяет автоматически набирать и записывать спектры.

Для автоматизации обработки данных была написана программа на языке visual basic для Microsoft Excel (рис. 1), реализующая:

1. Поиск пиков в спектре по заданным параметрам (находит координаты максимума пика и его границ).
2. Расчет интеграла под каждым пиком, с вычитанием комптоновской подложки.
3. Расчёт периодов полураспада пиков.

Все расчёты автоматизированы.

Визуализация процесса поиска позволяет быстро подобрать параметры поиска и расчёта.



ния PCI для ПК). Число каналов амплитудного анализатора - 2048. Калибровка производилась по известным источникам  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ .

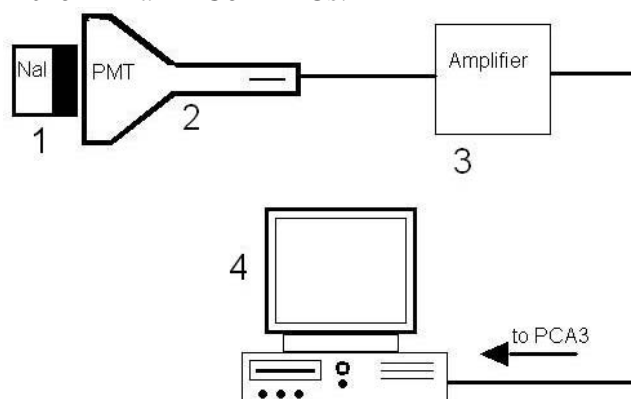


Рис. 1. Структурная схема спектрометрической установки

Соединённый с фотоэлектронным умножителем кристалл находится в свинцовой защите, которая позволяет снизить фон внешнего излучения.

Данный детектор использовался для исследования метастабильного состояния  $^{111}\text{Cd}$ . ( $E=396\text{КэВ}$ ,  $T_{1/2}=48,5\text{мин.}$ ,  $J^P=11/2^-$ ).

≈

$E(\text{КэВ})$

Рис. 2. Спектр Cd, измеренный с помощью сцинтилляционного детектора

Нас интересовали реакции  $(\gamma, n)$  на  $^{112}\text{Cd}$  (содержание в природной смеси 24,13%),  $(\gamma, 2n)$  на  $^{113}\text{Cd}$  (содержание в природной смеси 12,22%),  $(\gamma, 3n)$  на  $^{114}\text{Cd}$  (содержание в природной смеси 28,73%).

Данное метастабильное состояние распадается каскадом с испусканием  $\gamma$ -квантов с энергией 157 кэВ и 241 кэВ (так же возможен случай, при котором оба  $\gamma$ -кванта регистрируются одновременно – 395 кэВ). Как видно из рис. 2, первый пик (157 кэВ) попадает на первый канал детектора и не может быть зарегистрирован, а пики с энергиями 241 и 395 кэВ видны на спектре.



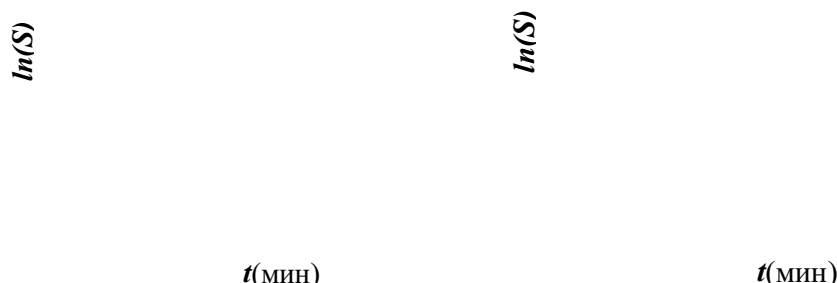


Рис. 3. а) линия 241 кэВ, 1 – экспериментальные данные, 2 – линия, построенная по МНК. Период полураспада  $57 \pm 10$  мин; б) линия 396 кэВ, 1 – экспериментальные данные, 2 – линия, построенная по МНК. Период полураспада  $63 \pm 15$  мин.

На рис. 3 приведены зависимости логарифма полного числа отсчетов под пиком от времени для линий 241 кэВ и 396 кэВ. Период полураспада можно рассчитать по тангенсу угла наклона аппроксимирующей прямой. Для линии 241 кэВ период полураспада  $T_{1/2} = 57 \pm 10$  мин. Для линии 396 кэВ –  $T_{1/2} = 63 \pm 15$  мин.

1. Ермаков А.Н., Капитонов, Конюхов И.Г., Макаренко И.В., Минеева Т.Н., Стопани К.А., Ханкин В.В., «О возбуждении долгоживущих состояний на электронном пучке ускорителя РТМ-70 НИИЯФ МГУ», Труды V межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», стр. 63-66, Москва, НИИЯФ МГУ, ноябрь 2004 г.
2. Гришин В.К., Ермаков А.Н., Ишханов Б.С., Шведунов В.И., Лихачов В.П., «70 МэВ разрезной микротрон, как источник жесткого излучения» //Вестник Московского университета, Сер. 3 Физика и Астрономия, 2002, №5, С. 74-76.

УДК 539.173

## СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ БОРЕЛЕВСКИМИ ПРАВИЛАМИ СУММ ДЛЯ СИЛЬНЫХ КОНСТАНТ СВЯЗИ $G(\eta\Sigma\Sigma)$ И $G(\eta\Lambda\Lambda)$

Яковлев С.Б.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Метод правил сумм КХД позволяет вычислять свойства низко лежащих адронных состояний. В большинстве работ в формализме борелевских правил сумм исследовались массы и магнитные моменты барионов[1]. Однако, в последнее время активно изучались константы связи сильных взаимодействий. Практически во всех работах отдельно рассматриваются характеристики  $\Sigma$  и  $\Lambda$  гиперонов, что связано с особенностями строения их волновых функций. По этой же причине до сих пор не были построены

правила сумм для  $g(\eta\Lambda\Lambda)$ . Недавно нами были предложены соотношения между правилами сумм для масс  $\Lambda$  и  $\Sigma$  гиперонов [2].

В этой работе показано, каким образом подобные соотношения в формализме борелевских правил сумм приводят к связи между мезон- барионными константами  $g(\eta\Sigma^0\Sigma^0)$  и  $g(\eta\Lambda\Lambda)$ .

Поясним основную идею на примере  $SU(3)$ . Можно показать, что в  $SU(3)$  константы связи для  $\Sigma$ -подобных барионов  $B(qq,h)$  (с двумя кварками одного аромата в симметричном состоянии) с нейтральными мезонами  $M = \{\pi^0, \eta\}$  определяются выражением

$$g(MBB) = g_{Mqq}2F + g_{Mhh}(F-D),$$

где  $F$  и  $D$ - характерные константы  $SU(3)$ , а значения констант связи мезонов с кварками определяются из формулы токов:

$$j(\pi^0) = \sqrt{1/2}(u\gamma_5 u - d\gamma_5 d), j(\eta) = \sqrt{1/6}(u\gamma_5 u + d\gamma_5 d - 2s\gamma_5 s).$$

Напомним результат  $SU(3)$ :  $-g(\eta\Sigma^0\Sigma^0) = \sqrt{2/3}D$ ,  $g(\eta\Lambda\Lambda) = -\sqrt{2/3}D$ .

Запишем выражение для константы  $g(\eta\Sigma^0\Sigma^0)$  в виде

$$g(\eta\Sigma^0\Sigma^0) = g_{\eta uu}F + g_{\eta dd}F + g_{\eta ss}(F-D) = -g_{\eta ss}D = \sqrt{2/3}D.$$

Теперь запишем формальные выражения, которые получаются из вышеприведенного выражения заменами ( $u \leftrightarrow s$ )

$$g(\eta\Sigma_{us}^0\Sigma_{us}^0) = -g_{\eta uu}D = -\sqrt{1/6}D$$

и

$$(d \leftrightarrow s)$$

$$g(\eta\Sigma_{ds}^0\Sigma_{ds}^0) = -g_{\eta dd}D = -\sqrt{1/6}D$$

Справедливо следующее тождество:

$$2g(\eta\Sigma_{us}^0\Sigma_{us}^0) + 2g(\eta\Sigma_{ds}^0\Sigma_{ds}^0) - g(\eta\Sigma^0\Sigma^0) = 3g(\eta\Lambda\Lambda)$$

Это тождество следует из связи волновых функций  $\Sigma^0$  и  $\Lambda$  барионов и вспомогательных гиперонов  $\Sigma_{us}^0$  и  $\Sigma_{ds}^0$ . Итак, на примере модели унитарной симметрии мы показали, каким образом, отправляясь от выражения для  $\Sigma^0$ , можно получить выражение для  $\Lambda$ .

Оказывается, что аналогичные соотношения имеют место и в случае борелевских правил сумм для поляризационных операторов  $\Pi(\Sigma^0)$  и  $\Pi(\Lambda)$  определенных также как в [2,3]. Можно показать, что для них справедливы соотношения

$$2\Pi(\Sigma_{us}^0) + 2\Pi(\Sigma_{ds}^0) - \Pi(\Sigma^0) = 3\Pi(\Lambda).$$

Вычисляя соответствующие матричные элементы оператора  $\Pi(\Sigma^0)$ , следуя [2,3] и сохраняя невырожденными все массы кварков и их конденсаты, получим правило сумм (выпишем его здесь только для одной из лоренцевских структур) для константы связи  $\Sigma^0$ :

$$\begin{aligned} & \sqrt{1/2} m_\eta^2 \lambda_\Sigma^2 g(\eta\Sigma^0\Sigma^0) \exp(-m_\Sigma^2/M^2) [1 + A_\Sigma M^2] = \\ & = m_\eta^2 M^4 E_0(x) [g_{\eta ss} \langle ss \rangle / 12\pi^2 / f_\eta + 3f_{3\eta} / 4 / f_\eta \sqrt{2} - M^2 / f_\eta [g_{\eta ss} [m_d \langle uu \rangle + \\ & \quad m_u \langle dd \rangle] \langle ss \rangle - m_\eta^2 / 72 / f_\eta [g_{\eta ss} \langle ss \rangle] \langle \alpha_s \zeta^2 / \pi \rangle \\ & \quad + m_0^2 / 6 / f_\eta [(g_{\eta uu} m_d \langle uu \rangle + g_{\eta dd} m_u \langle dd \rangle) \langle ss \rangle] \equiv D(u,d,s) \end{aligned}$$

(имеется ввиду полная зависимость  $D(u, d, s)$  от констант  $g_{\eta qq}$ , масс кварков  $m_q$  и их конденсатов  $\langle qq \rangle$ ,  $q = \{u, d, s\}$  :  $D(u, d, s) \equiv D(g(\eta, uu), m_u, \langle uu \rangle, g(\eta, dd), \dots)$ )

Как и в модели унитарной симметрии, образуем вспомогательные величины в правой части правил сумм (ПЧ) заменами ( $u \Leftrightarrow s$ ) и ( $d \Leftrightarrow s$ ). В итоге приходим к правилу сумм для  $\Lambda$ :

$$\begin{aligned} \sqrt{(1/2) m_\eta^2 \lambda_\Lambda^2 g(\eta\Lambda\Lambda) \exp(-m_\Lambda^2/M^2) [1+A_\Lambda M^2]} = \\ = [2D(s,d,u) + 2D(u,s,d) - D(u,d,s)]/3. \end{aligned}$$

Вычисляя правую часть в доверительном интервале борелевского параметра  $M=1.0-2.0$  (прочие параметры взяты из [2]) и воспользовавшись приближением для борелевского вычета  $\lambda_\Lambda^2 = CM^6$  ( $C=4.7 * 10^{-4}$ ), получим значение константы связи  $\eta$ -мезона с  $\Lambda$ -гипероном  $g(\eta\Lambda\Lambda) = -3.39$ .

[1] Иоффе Б.Л., Беляев В.М. ЖЭТФ 56, 493(1982); Иоффе Б.Л., Смилга А.В. Nucl. Phys. B232, 109 (1984).

[2] Ozpineci A., Yakovlev S.B., Zamiralov V.S. Modern Physics Letters A, Vol. 20, No 4 (2005).

[3] Kim H., Doi T., Oka M., Lee S.H. Nucl. Phys A662, 371 (2000).

УДК 539.121.7

## ВОЗМОЖНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ РАСПАДОВ В-МЕЗОНОВ ДЕТЕКТОРОМ ATLAS УСКОРИТЕЛЯ LHC

Томс К.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

1. Введение. Что изучает В-физика?
2. Редкие распады В-мезонов и поиск расширений СМ. Физика редких лептонных, радиационных лептонных и полулептонных распадов В-мезонов: диаграмматика, распределения, вклад от нестандартной физики.
3. Возможность регистрации распадов В-мезонов на современных ускорителях. Ускоритель LHC и детектор ATLAS: сроки постройки, технические характеристики, светимость, преимущества перед всеми современными детекторами и ускорителями для изучения В-физики.
4. Описание установки ATLAS: Inner Detector, Calorimeter, Muon Chambers. Этапы моделирования редких распадов В-мезонов. Матричные элементы распадов, пакет Pythia и его модификации для LHC (для пакета программ Athena).
5. Математическая модель детектора ATLAS. Цепочка: "Генерация->Симуляция->Восстановление->Анализ". Проблемы детектирования каналов распада. Катыв, отклики детектора, физические ограничения.
6. Вычислительные ресурсы. Сеть GRID - краткое описание и приложение к физике высоких энергий.
7. Заключение.

УДК 539.142

## ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ ЯДРА МИШЕНИ НА АНИЗОТРОПИЮ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ

Дерменёв А.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Рассматривается процесс формирования угловых распределений осколков деления при распаде тяжелых ядер, образующихся в реакциях под действием тяжелых ионов при высоких значениях ядерной температуры и углового момента. Показано, что наличие деформации и спина в основном состоянии ядер мишени, приводит к существенно неравновесным начальным распределениям по проекции полного углового момента на ось пучка и ось симметрии делящегося составного ядра. Кроме того, продемонстрировано, что при делении ядер, обладающих барьерами деления сравнимыми с (или даже более низкими) величиной ядерной температуры в угловых распределениях должны проявляться эффекты “памяти” о начальных условиях, сформированных сразу же после слияния сталкивающихся ядер. Анализ экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления и сечениям полного слияния проводился для двух реакций  $^{12}\text{C}+^{236}\text{U}$  ( $I_{gs}=0\hbar$ ) [1] и  $^{12}\text{C}+^{235}\text{U}$  ( $I_{gs}=7/2\hbar$ ) [2] при  $E_{\text{cm}} = (60\div 80)$  МэВ. При расчёте сечений слияния и начальных распределений по проекциям полного углового момента на ось пучка и ось деления для ядерного взаимодействия использовался потенциал Вудса-Саксона. Продемонстрировано, что учет эффектов, связанных с наличием деформации и спина у ядра мишени, позволяет объяснить существенно различное поведение анизотропии угловых распределений осколков деления для рассматриваемых реакций при энергиях близких к барьеру слияния.

[1] Murakami T. et al., Phys. Rev C, 34 (1986) 1353.

[2] Leston J.P. et al., Phys. Rev C, 56 (1986) R2907.

УДК 537.521

## СОЗДАНИЕ САМОСОГЛАСОВАННОГО НАБОРА СЕЧЕНИЙ РАССЕЙЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА МОЛЕКУЛЕ $\text{CHF}_3$

Волошин Д.Г.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время актуальны проблемы субмикронной электроники и травления на субмикронном уровне. К современным плазменным реакторам травления предъявляются требования высокой скорости процессов, селективности и анизотропности. Было установлено, что для улучшения этих характеристик целесообразно использовать газовые смеси, содержащие фторуглеводороды, например  $\text{CHF}_3$ . Для исследования плазмохимических процессов проходящих в таких реакторах, необходимы наборы сечений рассеяния электронов на компонентах газовой смеси.

Следует отметить, что построение согласованного набора сечений рассеяния электронов на сложных молекулах затруднено отсутствием необходимых экспериментальных и расчетных данных как по актам рассеяния по различным каналам, так и по экспериментам в дрейфовых камерах, позволяющих протестировать набор сечений по экспериментальным данным транспортных коэффициентов: дрейфовой скорости, ионизационного коэффициента, коэффициента продольной диффузии. Очень важно при построении набора сечений для молекул с большими сечениями колебательного возбуждения электронным ударом корректно нормировать эти сечения по экспериментальным данным в смесях исследуемых молекул с аргоном. Опубликованные ранее наборы сечений для  $\text{CHF}_3$  [1,2] были протестированы только в чистом  $\text{CHF}_3$ . Исходя из значений порогов различных процессов в  $\text{CHF}_3$  ясно, что функция распределения электронов в энергетическом диапазоне до 10 эВ определяется неупругими потерями в процессах возбуждения колебательных уровней. И для проверки колебательных сечений необходимо правильно описать транспортные коэффициенты в  $\text{CHF}_3$ , разбавленном Ar. Известно [3] что в смеси  $\text{CHF}_3:\text{Ar}$ , наблюдается немонотонная зависимость дрейфовой скорости от приведенного электрического поля  $E/N$ . Этот эффект есть результат анизотропии функции распределения электронов, вызванной большой величиной неупругих потерь, так как колебательные сечения попадают в область рамзауэровского минимума транспортного сечения Ar. Поэтому использование двучленного приближения для получения функции распределения и транспортных коэффициентов является некорректным. При расчетах методом Монте-Карло с использованием двух ранее опубликованных наборов сечений [1,2] в смеси  $\text{CHF}_3:\text{Ar}$  наблюдается явное различие полученных данных и эксперимента.

В данной работе при моделировании транспортных коэффициентов был использован следующий набор сечений. В смеси  $\text{CHF}_3:\text{Ar}$  использованы известные сечения для Ar [6]. Форма колебательных сечений для различных колебательных мод взята из кванто-механических расчетов [1]. Абсолютное значение получено из нормировки на транспортные коэффициенты в смеси при большом разбавлении Ar, когда влияния упругих потерь электронов на молекуле  $\text{CHF}_3$  малы. Сечения ионизации взяты из экспериментов [4]. Сечения диссоциации при энергиях  $\epsilon > 20$  эВ соответствует данным [5]. Припороговое резонансное поведение сечения диссоциации получено в работе [1] на основе кванто-механических расчетов и использовано нами в полном сечении диссоциации  $\text{CHF}_3$  электронным ударом. Абсолютное значение полного сечения диссоциации получено нами при нормировке на экспериментальные данные по ионизационному коэффициенту в чистом  $\text{CHF}_3$ . Абсолютное значение сечения диссоциативного прилипания электронов к молекуле  $\text{CHF}_3$  получено из сравнения расчетов приведенного коэффициента ионизации с экспериментальными данными

На основе полученного хорошего согласия транспортных коэффициентов с экспериментальными данными как в чистом  $\text{CHF}_3$ , так и в смеси  $\text{CHF}_3:\text{Ar}$  итоговый набор сечений может быть использован при численном моделировании электронной кинетики в различных плазменных реакторах.

1. Morgan L., Winstead C. and McKoy V. // J. Appl. Phys., 2001, v.90, p.2009
2. Kushner M.J. and Da Zhang // J. Appl. Phys., 2000, v.88, p.3231
3. Wang Y., Christophorou L.G. et al // Chem. Phys. Lett, 1999, v.304, p.303
4. Christophorou I.G. Olthoff J.K. et al // J. Phys. Chem. Ref. Data, 1997, v.26, p.1
5. Goto M., Nakamura K., Toyoda H. and Sugai H. // J. Appl. Phys., 1994, v.33, pp.3602-3607
6. Phelps A.V., JILA Information Center Report N28, 1985

УДК 537.534.7

## ТРАНСПОРТИРОВКА И ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КАНАЛОВ

Вохмянина К.А., Похил Г.П.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Пучки заряженных частиц в настоящее время находят широкое применение в различных областях науки и техники. При этом проблема взаимодействия пучков с диэлектриками до настоящего времени рассматривалась в основном в связи с необходимостью нейтрализации заряда, накопленного диэлектриком при облучении его заряженными частицами. Воздействие заряженного диэлектрика на пучок изучено относительно слабо. В работах по электронной и ионной оптике задача транспортировки пучков заряженных частиц через различные каналы рассматривалась только при исключении взаимодействия частиц со стенкой во избежание потерь тока. В последние годы проведен ряд экспериментов, в которых пучки взаимодействуют со стенкой канала.

В 80-х гг. была экспериментально продемонстрирована и исследована транспортировка и фокусировка импульсных сильноточных электронных пучков (энергия пучка до 800 кэВ, ток – до 80 кА) в вакуумных каналах с диэлектрическими стенками [1,2].

Перенос положительных ионов через диэлектрический канал без соударения со стенками впервые наблюдался лишь в 2002 г. [3]. В работе показано, что при прохождении пучков многозарядных ионов ( $Ne^{7+}$ , ток пучка 1,3 нА, энергия—3 кэВ) через диэлектрические нанокapилляры (диаметр каждого капилляра 100 нм, длина 10 мкм) не происходит перезарядки ионов.

В работах, выполненных в НИИЯФ МГУ в 2001–2003 гг. [4,5], изучалось взаимодействие скользящих пучков протонов с поверхностью диэлектрической пластины. В вакуумной камере пучок протонов (энергия от 50 до 500 кэВ) направлялся вдоль поверхности диэлектрической (стеклянной) пластины и прижимался к ней с помощью электрического поля плоского конденсатора (пластина располагалась на отрицательной пластине конденсатора). На пластины конденсатора подавалось регулируемое напряжение до 5000 В. При постепенном увеличении напряжения на конденсаторе сначала отмечалось смещение следа пучка на экране, затем происходило “касание” пластины и “скольжение” частиц вдоль поверхности изолятора. Измерение энергетических спектров ионов показало, что движение пучка вдоль поверхности происходит без ионизационных потерь энергии.

В НИИЯФ МГУ было проведено исследование [6] по прохождению протонов с энергией 0,1–0,3 МэВ через кварцевые трубки длиной 100 мм и диаметром 1,6 мм. Оказалось, что протоны проходят через трубку без потерь энергии. Пучок протонов проходит через трубку и при отклонении оси трубки от оси пучка. Угловая ширина кривой вероятности прохождения протонов через трубку от угла падения составляет приблизительно  $3^\circ$ .

Таким образом, эксперименты указывают на самоорганизующийся характер взаимодействия пучка ионов со стенками капилляра, если он изготовлен из хорошего изолятора.

Мы полагаем, что за эффект ответственна электризация поверхности канала. В первые моменты прохождения заряженных частиц через диэлектрический канал часть ионов сталкивается со стенкой и она заряжается благодаря эмиссии электронов и осаждению ионов на ней. Затем, когда формируется определенное распределение заряда,

частицы пучка перестают сталкиваться со стенками, и практически все частицы проходят через капилляр без потерь энергии и без перезарядки.

Оказалось, что существенным является конечность длины канала. В средней по длине части канала потенциал краевых сил квадратично зависит от  $x$ . С ростом  $L$  величина поля убывает. Если длина канала не слишком велика, то краевые эффекты играют решающую роль в формировании потенциала и прекрасно объясняют бесконтактное прохождение ионов через канал. Но при аспектном отношении  $L/d > 10^4$  фокусирующее действие канала уже нельзя объяснить краевыми силами.

Возникающий на стенке заряд распределен не равномерно, а флуктуирует. Известно, что быстро осциллирующая сила, действующая на частицу, приводит к возникновению однонаправленной силы, т. н. градиентной силы (силы Миллера-Гапонова) [7,8,9]. Именно эти силы и обеспечивают бесконтактное прохождение ионов через длинный изолирующий канал. Проведенный модельный расчет для конкретного случая  $\sigma = 668$  СГСЭ/см<sup>2</sup>,  $d=0,1$  см,  $\lambda = d/4$  и  $x \sim 0.932 * d/2$  показал, что при длине канала, меньше, чем  $L_1 \sim 40$  см, преобладают краевые силы, а при большей длине действуют градиентные силы.

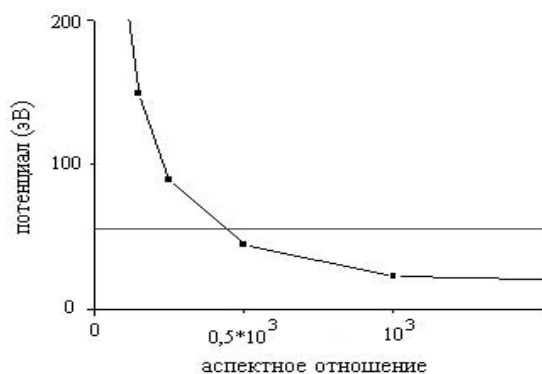


Рис. 1. Зависимость потенциалов, создаваемых краевыми силами (черная кривая с точками) и градиентными силами Миллера-Гапонова (красная сплошная линия) от аспектного отношения

Таким образом, оказалось, что механизм бесконтактного прохождения ионов через диэлектрические каналы разный при различных длинах канала и определяется величиной аспектного отношения.

1. Крастелев Е.Г., Яблоков Б.Н. // Письма в ЖТФ, 1977, Т. 3, № 15, С. 775.
2. Агафонов А.В., Айрапетов А.Ш., и др. // Физика плазмы, 1981, Т. 7, № 2, С. 267.
3. N. Stolterfoht, J.-H. Bremer, V. Hoffmann et al. // Phys.Rev.Lett. 2002. V. 88. P. 133201-
4. Жилияков Л.А., Костановский А.В., и др.// Поверхность, 2002, № 11, С. 65.
5. Жилияков Л.А., Костановский А.В., и др.// Поверхность, 2003, № 4, С. 6.
6. Похил Г.П., Вохмянина К.А., и др. // XXXIV Международная Конференция по физике Взаимодействия заряж. частиц с кристаллами. Москва. 31 мая-2 июня, 2004 г. Тезисы докладов, с. 22.
7. Гапонов А.В., Миллер М.А.// ЖЭТФ, 1958, т. 34, С. 242.
8. Гапонов А.В., Миллер М.А.// ЖЭТФ, 1958, т. 34, С. 751.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Механика, Т. 1, раздел «Движение частиц в быстро осциллирующем поле». Наука, Москва, 1988 г.

УДК 539.12.08

## СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ТЕМНОВЫХ ШУМОВ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ ДЕТЕКТОРА БОРЕКСИНО

Орехов Д.И., Маймистов Д.И., Чепурнов А.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Среди множества актуальных задач, стоящих перед современной физикой, важное место занимает задача подтверждения теоретических гипотез о механизмах реакций, обеспечивающих светимость Солнца [1], и выяснение природы нейтрино.

Детектор Борексино предназначен для измерения потока солнечных  ${}^7\text{Be}$  нейтрино [2], детектирование которых происходит путем рассеяния нейтрино на электронах жидкого сцинтиллятора с последующим образованием фотонов. Для регистрации фотонов с целью последующей реконструкции события и выделения событий с участием нейтрино используется большое количество ФЭУ. Детектор состоит из «внутреннего» детектора, регистрирующего события во внутреннем объеме детектора при отсутствии срабатывания триггера от «внешнего» детектора, выполняющего функции мюонного вето [3]. Характеристикой любого ФЭУ является наличие темновых шумов, которые необходимо учитывать при интерпретации физических событий в детекторе. Превышение уровня темновых шумов ФЭУ над проектным может сделать нормальную работу детектора невозможной. В связи с этим возникает необходимость в мониторинге темновых шумов.

Неотъемлемой частью любой современной большой ядерно-физической установки (ускоритель заряженных частиц или детектор) является система управления. Система управления установкой обеспечивает функционирование установки, контроль ее состояния, предлагает удобный и развитый человеко-машинный интерфейс, обеспечивает возможность удаленной работы и интерактивный доступ к накопленной информации. В систему сбора данных детектора Борексино в качестве независимой подсистемы входит система контроля темновых шумов ФЭУ. Эта распределенная система предназначена для непрерывного мониторинга состояния детектора, а также накопления, хранения и доступа к данным о темновых шумах с целью их последующего анализа. Система включает в себя аппаратную и программную части.

Аппаратная часть системы контроля темновых шумов представляет собой набор интеллектуальных модулей измеряющих частоты темнового шума и объединенных в компьютерную сеть индустриального типа. Архитектурной особенностью системы является ее разделение на две подсистемы, независимо контролируемые темновые шумы для «внутреннего» и «внешнего» детектора. Для «внешнего» детектора контролируется уровень темновых шумов для каждого из 250 ФЭУ. Для «внутреннего» детектора происходит контроль суммарного темнового шума от группы из 12 ФЭУ при общем количестве ФЭУ более 2200.

Программное обеспечение (ПО) системы контроля темновых шумов детектора Борексино состоит из 4 уровней: аппаратный уровень, уровень сбора данных, уровень обработки данных, уровень отображения данных. Исходя из выполняемых задач, в ПО можно выделить такие функциональные подсистемы: сбора данных, имитации темновых шумов ФЭУ, упаковки данных, оперативного контроля детектора, анализа накопленных данных. Благодаря использованию механизма сокетов для обмена данными, физически разные уровни системы могут располагаться как на одном компьютере, так и быть распределены в сети Ethernet. Общая схема ПО показана на рис. 1.



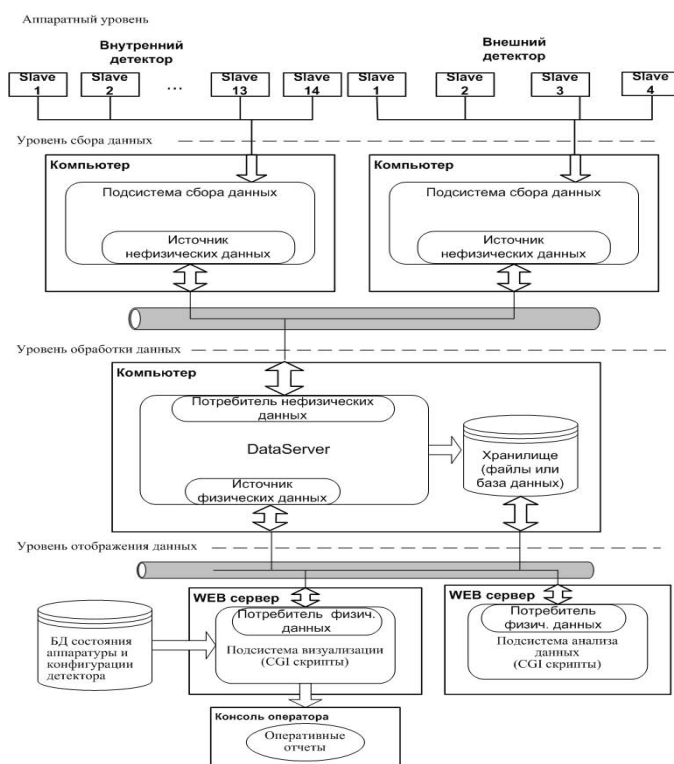


Рис 1. Архитектура ПО системы контроля темновых шумов детектора Борексино

влияющих на частоты темновых шумов ФЭУ.

В данный момент идет работа над подсистемой анализа накопленных данных, которая позволит получить удобный доступ к базе данных темновых шумов посредством веб-интерфейса. Данная подсистема позволит просто и быстро получать доступ к данным, собранным детектором Борексино, из любой точки мира, где есть Интернет. Это сделает процесс получения данных для обработки более эффективным, а так же упростит совместную работу учёных по обработке накопленных данных.

Разработанное программное обеспечение было запущено в работу осенью 2004 года в составе системы сбора данных детектора Борексино. В процессе работы был накоплен предварительный массив тестовых данных по темновым шумам ФЭУ. На следующих этапах работы предполагается провести статистический анализ накопленных данных для установления зависимостей между характером шумов ФЭУ и различными внешними и внутренними динамическими факторами, влияющими на работу детектора [4]. Это позволит в будущем выдавать прогнозы о возможных флуктуациях темновых шумов и, сравнивая эти цифры с реально измеренными значениями, с большей точностью оценивать состояние детектора.

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А. Нуклеосинтез во вселенной. Москва, Изд-во Московского университета, 1998.
2. Дж. Бакал Нейтринная астрофизика. Москва, Изд-во «Мир», 1993.
3. Borexino Collaboration «Science and technology of borexino: a real time detector for low energy solar neutrinos» // *Astroparticle Physics*, November 27, 2000.

Одним из основных компонентов программного обеспечения является модуль *dataserver*, предназначенный для обработки, временного хранения данных и их упаковки в базу данных с привязкой ко времени детектора, а также для выдачи требуемых обработанных данных по запросам клиентов. Важными требованиями при разработке модуля *dataserver* была надежность работы и сведение к минимуму риска потери данных. Кроме того, была реализована возможность гибкой настройки программы во время ее работы.

Подсистема оперативного контроля детектора в реальном времени работы используется при настройке детектора после включения, ремонта, модернизации, для технологической отладки и контроля состояния детектора оператором в реальном времени. Также она предназначена для анализа аварийных или непонятных событий в детекторе,

4. Сабельников А.А., Чепурнов А.С. Исследование интенсивности одноэлектронных темновых шумов фотоумножителей детектора Борексино. Препринт ИАЭ-6305/15, Москва, 2003.

УДК 537.533.7

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ДОЗЫ ДЛЯ ПУЧКОВ ФОТОНОВ

Белоусов А.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Для дальнейшего развития лучевой терапии, диагностики и ядерной медицины чрезвычайно важно иметь аналитические выражения для дозы, переданной веществу пучком заряженных частиц или фотонов.

В данной работе впервые разрабатывается аналитическая методика описания зависимости дозы, переданной веществу, от глубины проникновения. Эта методика основана на том, что экспозиционная доза жестко связана через энергию ионизации с поглощенной, и, следовательно, исходная задача может быть переформулирована. Требуется найти зависимость числа электронов на заданной глубине как функцию начальной энергии пучка и глубины проникновения в вещество.

В работе /1/ на основе теории электронно-фотонных ливней получена система интегро-дифференциальных уравнений, описывающая распределение с глубиной числа электронов, энергия которых лежит в некоем интервале  $(E, E + dE)$ . Она решена для определенных начальных условий, когда на входе в среду присутствуют только моноэнергетические электроны. В этой работе приводится решение для случая, когда на входе в вещество существуют только моноэнергетические фотоны. Глубинное распределение дозы в воде можно описать выражением:

$$D(x, E_0) = D_0 \exp \left\{ - \frac{(\ln^2 x - \alpha(E_0))}{\alpha(E_0)} \right\},$$

где  $E_0$  - начальная энергия фотонов,  $x$  - глубина проникновения фотонов в воду, выраженная в см. Для диапазона энергий  $E_0 = 10-30$  МэВ коэффициенты  $\alpha, \beta$  выражаются формулами

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha \approx 0.22 \ln \left( \frac{E_0}{2m_e c^2} \right) + 0.8 \\ \beta \approx \ln \left( \frac{E_0}{2m_e c^2} \right) + 14.8 \end{array} \right.$$

В целом наблюдается хорошее согласие расчета с экспериментальными данными, максимальное отклонение не превышает 5%, а интегральная доза отличается не более чем на 3% для диапазона энергий 10-50 МэВ.

Прохождение ионизирующих излучений через вещество сопровождается появлением вторичных частиц (электронов, протонов, нейтронов, ядер отдачи, фотонов и

т.д.), которые образуются в результате неупругого рассеяния и ядерных реакций в теле человека. Вторичные частицы влияют на форму распределения дозы и изменяют относительную биологическую эффективность ионизирующих излучений.

Роль фотоядерных реакций в большинстве действующих систем планирования лучевой терапии не учитывается из-за их малого вклада в общее значение дозы, передаваемой веществу. Однако при энергиях тормозных  $\gamma$ -квантов более 10 МэВ влияние продуктов фотоядерных реакций оказывается заметным, поскольку значения ОБЭ вторичных частиц ( $n$ ,  $p$ ,  $H^2$ ,  $He^3$ ,  $He^4$ ), которые образуются при фотоядерных реакциях, значительно больше единицы.

В работе [2] получена энергетическая зависимость коэффициента ОБЭ тормозных фотонов в интервале  $E_\gamma = 0-50$  МэВ. Полученная зависимость находится в хорошем согласии с данными других работ и в обсуждаемом энергетическом интервале составляет  $OBE = 1.04-1.03$ .

Поскольку изменение энергии пучка фотонов в следствии Комpton эффекта сказывается только на больших глубинах, когда глубинное распределение дозы спадает, то для монохроматических пучков фотонов с энергией выше 10 МэВ можно не учитывать зависимость ОБЭ от энергии пучка. При энергии фотонов 20 МэВ интегральная доза при учете зависимости ОБЭ фотонов от их энергии отличается  $\sim 3\%$ . Что очень значительно для нужд лучевой терапии.

1. Белоусов А.В., Грязнов С.В., Черняев А.П. Аналитическая оценка выражения для глубинного распределения дозы при прохождении электронов через вещество. Препринт НИИЯФ МГУ-2003-20/733 24 с.
2. Белоусов А.В., Черняев А.П., Янушевская Т.П. Влияние фотоядерных реакций на ОБЭ пучков тормозных фотонов. Научные технологии, 2004, №10, 3–10.

УДК 537.533.7

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ, ПУЧКАМИ РАЗНЫХ ЧАСТИЦ

Куракин А.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Для повышения эффективности важную роль играет исследование и моделирование воздействия на мишень комбинаций пучков различных типов ионизирующего излучения. В данной работе проведены расчеты глубинного распределения дозы для мишени без магнитного поля и с магнитным полем комбинаций пучков электронов, позитронов и фотонов в диапазоне энергий 30 – 200 МэВ. Моделирование проводилось на базе пакета GEANT4.

Расчеты показали, что использование пересекающихся пучков электронов без магнитного поля позволяет повысить эффективность облучения мишени в  $\sim 2$  раза. Кроме того, в настоящей работе нами предложен и другой метод лучевой терапии при одновременном использовании взаимно перпендикулярных пучков электронов и позитронов в магнитном поле. При облучении мишени, помещенной в магнитное поле, пучками электронов и позитронов с разных сторон доза в мишени возрастает в  $\sim 3 - 4$  раза,

а градиент спада дозы за мишенью увеличивается в 2.0–2.5 раза, что снижает дозу в здоровых тканях.

На основе проведенного анализа предложен метод лучевой терапии на пучках позитронов. Он заключается в одновременной с проведением лучевой терапии регистрации аннигиляционных  $\gamma$ -квантов, образующихся в результате взаимодействия позитронов с мишенью, на совпадение, по которой определяется место, где произошла аннигиляция. По числу аннигиляционных актов контролируется величина дозы, получаемой тем или иным участком ткани, в процессе облучения. С помощью компьютерной программы можно изменять эту величину дозы, варьируя интенсивность пучка. Для диагностики может быть использована  $\gamma$ -камера или другая система регистрации  $\gamma$ -квантов на совпадение.

В данной работе, были также смоделированы и исследованы глубинные распределения дозы пучка позитронов с энергией 20 МэВ, как без магнитного поля, так и в магнитных поля 0 – 2.5 Тл [2,3]. Исследования показали, что в случае использования пучков позитронов рост поперечного магнитного поля приводит к увеличению значения дозы в максимуме от 1.1 раза при  $B=0.5$  Тл до 2.3. раза при  $B=2.5$  Тл. При этом градиент спада дозы и эффективность облучения мишени пучком позитронов практически такая же, как и для пучка электронов (в сравнении со случаем, когда магнитное поле отсутствует, доза, передаваемая мишени, возрастает в  $\sim 2$  раза).

Полученные данные позволяют сделать заключение о целесообразности рассмотрения использования позитронов в лучевой терапии, как по отдельности, так и в совокупности с другими типами пучков, а также применение магнитного поля для модулирования дозного распределения.

1. Черняев А.П. Эффективность передачи дозы биологическим объектам пучками фотонов и электронов. Автореферат диссертации. Москва 2004.
2. Варзарь С.М., Тултаев А.В., Черняев А.П. Управление распределением дозы пучка электронов в лучевой терапии. Приборы и Техника Эксперимента, № 1, с. 113-117, 2002.
3. Варзарь С.М., Плотников А.Б., Тултаев А.В., Черняев А.П. Пространственное распределение дозы пучка электронов в магнитном поле. Медицинская физика. №1(13), с. 44-49, 2002.

УДК 537.533.7

## ИЗМЕРЕНИЕ НА ПУЧКЕ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА ГЛУБИННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В СРЕДЕ

Грязнов С.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время пучки  $\gamma$ -квантов и электронов - виды ионизирующего излучения, наиболее широко применяемые в лучевой терапии. Это обусловлено относительной простотой и сравнительно невысокой стоимостью установок, на которых их получают. Основная причина, ограничивающая применение фотонных и электронных пучков в терапии - распределение дозы по глубине вещества (максимум дозы локализован близко к поверхности облучаемой среды). Эффективность применения пучков ио-

низирующего излучения в лучевой терапии определяется такими характеристиками как отношение дозы передаваемой мишени (ткани содержащей раковые клетки) и окружающим здоровым тканям, отношение дозы в мишени к дозе на поверхности.

Для повышения эффективности облучения пучками фотонов и электронов предлагается мишень располагать в поперечном магнитном поле. Взаимодействие электронов и  $\gamma$ -квантов с таким полем превращает траектории электронов пучка или вторичных электронов в скручивающуюся спираль, в центре которой возникает максимум дозы. Это приводит к увеличению дозы в области мишени и уменьшению дозы за ней.

С помощью пакета программ GEANT4.0 было проведено моделирование распределения дозы пучков в магнитном поле методом Монте-Карло.

На базе разрезного микротрона НИИЯФ МГУ собрана экспериментальная установка, включающая в себя ускоритель электронов, магнитную систему, тканеэквивалентную среду, детектирующие пленки. Выполнен цикл экспериментов на пучках электронов с энергиями 25 и 50 МэВ, а также на пучке тормозных фотонов с максимальной энергией 25 МэВ на мишенях, расположенных в поперечном магнитном поле 1.16 Тл, 1.0 Тл 0.5 Тл.

Установлено, что при облучении мишени в глубинных распределениях дозы наблюдается максимум на глубинах соответственно 6.2 см, 6.4 см и 7.0 см. Его глубинное положение и форма хорошо согласуется с результатами модельных расчетов.

1. Белоусов А.В., Плотников А.В., Черняев А.П., Шведунов В.И. Повышение эффективности облучения мишени пучками фотонов и электронов в лучевой терапии. ПТЭ, №6, 2003, с.111–114.

УДК 539.17

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧНОСТИ И НАДЕЖНОСТИ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ РЕАКЦИИ ( $\gamma,3n$ ) НА ОСНОВАНИИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Варламов В.В., Комаров С.Ю., Песков Н.Н.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Большинство сечений парциальных фотоядерных реакций с образованием нейтронов ( $\gamma,n$ ), ( $\gamma,2n$ ) и ( $\gamma,3n$ ) было получено [1 – 4] в экспериментах, выполненных с помощью квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции (КМА) на лету релятивистских позитронов, в лабораториях Ливермора (США) и Сакле (Франция). Несмотря на то, что использованные экспериментальные методики практически идентичны, между результатами, полученными в обеих лабораториях, существуют [5, 6] известные отчётливо выраженные систематические расхождения.

В работе [6] проведено детальное сравнение экспериментальных сечений реакций ( $\gamma,xn$ ), ( $\gamma,n$ ) и ( $\gamma,2n$ ), полученных в Ливерморе и Сакле для 19 ядер:  $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ . В результате обработки данных было обнаружено, что:

непосредственно определенные в экспериментах сечения полной фотонейтронной реакции ( $\gamma,xn$ ), полученные в Сакле, оказываются по абсолютной величине на  $\sim 6 -$

16 % больше сечений, полученных в Ливерморе и, следовательно, должны быть скорректированы – умножены на соответствующий индивидуальный коэффициент  $R^{\text{int}}(\gamma, xn) = R^{\text{int}}(\gamma, n) = \sigma^{\text{int}}_S(\gamma, n) / \sigma^{\text{int}}_L(\gamma, n)$  ( $\langle R^{\text{int}}_{\text{sys}} \rangle = 1.12$ ), где  $S$  – сечения Сакле, а  $L$  – сечения Ливермора;

величины сечений реакций  $(\gamma, n)$  полученных в Сакле, в целом также оказываются больше величин сечений этих же реакций, полученных в Ливерморе, однако для сечений реакции  $(\gamma, 2n)$  соотношения оказываются обратными;

причиной расхождений является неправильный расчет множественности нейтронов в Сакле, в результате чего величины сечений реакций с вылетом одного нейтрона оказывались завышенными, а с вылетом двух нейтронов – напротив, заниженными.

Для взаимной корректировки результатов был использован специальный метод – часть сечений реакции  $(\gamma, n)$  Сакле  $(1/2(\sigma(\gamma, n)_S - R\sigma(\gamma, n)_L))$  возвращалась “на место” в сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ .

В настоящей работе скорректированные данные по сечениям реакций  $(\gamma, xn)$ ,  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  были использованы для оценки точности и надежности данных по сечениям реакции  $(\gamma, 3n)$ . Так как большинство данных по сечениям реакции  $(\gamma, 3n)$  было получено в узком энергетическом диапазоне на самом “хвосте” ГДР, причем с большими систематическими погрешностями, для получения большинства сечений трехнейтронных реакций использовалось соотношение  $\sigma^{\text{eval}}(\gamma, 3n) = 1/3[\sigma(\gamma, xn) - (\gamma, n) - 2\sigma(\gamma, 2n)]$ . Оно получено на основании связи в области ГДР реакций различной множественности  $(\gamma, xn) = (\gamma, n) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n)$ . Проведенный анализ полностью подтвердил правильность процедуры, использованной в [6]:  $\sigma^{\text{eval}}(\gamma, 3n)$  согласуются с экспериментальными данными Ливермора для реакции  $(\gamma, 3n)$ , в случае данных Сакле относительное согласие достигается лишь при использовании предварительно скорректированных [6] данных Сакле для реакций  $(\gamma, xn)$ ,  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .

На основании выполненного анализа, в данной работе были получены оцененные взаимно согласованные данные по сечениям реакций  $(\gamma, 3n)$  для 11 ядер  $^{117}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{119}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  и проведено сравнение полученных результатов с единственно доступными данными по реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$ , выполненными в экспериментах иного типа – на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения при использовании метода наведенной активности [7, 8].

Работа частично поддерживается грантами Президента России № SS-1619.2003.2, а также РФФИ № 03-07-90431 и № 04-02-16275.

1. Fuller E.G., Gerstenberg H. Photonuclear Data - Abstracts Sheets 1955 - 1982. NBSIR 83-2742. U.S.A. National Bureau of Standards, 1983.
2. Варламов В.В., Сапуненко В.В., Степанов М.Е. Фотоядерные данные 1976 - 1995. Указатель. Издательство Московского университета, -М., 1996.
3. Dietrich S.S., Berman B.L. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38 (1988) 199.
4. Berman B.L., Fultz S.C. Rev.Mod.Phys., 47 (1975) 713.
5. Wolyneec E., Martins M.N. Discrepancies Between Saclay and Livermore Photoneutron Cross Sections. Revista Brasileira Fisica, 17 (1987) 56.
6. Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. Согласованная оценка сечений фотонейтронных реакций по данным, полученным в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Сакле (Франция). Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1-2 (2003) 48.
7. Carver J.H., Turchinets W. Proc.Phys.Soc., 71 (1958) 613.
8. Barber W.C., Wiedling T. Nucl.Phys., 18 (1960) 575.

УДК 539.17

ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПА  $^{181}\text{Ta}$ 

Лютиков И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Проведено исследование влияния интенсивного тормозного потока  $\gamma$ -квантов с максимальной энергией 30 МэВ на изотоп  $^{181}\text{Ta}$ . Исследование было выполнено методом компьютерного моделирования.

Для описания сечений взаимодействия фотонов с атомными ядрами была использована статистическая модель ядерных реакций [1], согласно которой энергетическое распределение фотонейтронов можно описать максвелловским испарительным спектром:

$$I(\varepsilon)d\varepsilon \approx \text{const}\varepsilon \exp[-\varepsilon/\Theta], \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  – энергия вылетающего фотона, а  $\Theta$  – максимальная температура конечного ядра (МэВ). Так как в ядре  $^{181}\text{Ta}$  испарение протонов подавлено кулоновским барьером, то ниже порога отделения двух нейтронов ( $E_\gamma < B_2$ ) можно считать, что сечение реакции ( $\gamma, n$ ) приблизительно равняется сечению фотопоглощения  $\sigma_{\text{abs}}$ . Выше порога  $B_2$  это сечение можно аппроксимировать выражением

$$\sigma(\gamma, n) \approx \sigma_{\text{abs}} \left( 1 - \frac{\int_0^{E_\gamma - B_2} \varepsilon_1 \exp[-\varepsilon_1/\Theta_1] d\varepsilon_1}{\int_0^{E - B_1} \varepsilon_1 \exp[-\varepsilon_1/\Theta_1] d\varepsilon_1} \right), \quad (2)$$

где  $\Theta_1$  – максимальная температура первичного конечного ядра,  $B_1$  – энергия отделения одного нейтрона. Второе слагаемое в скобках в (2) определяет вероятность испарения более одного нейтрона. Сечение фотопоглощения можно аппроксимировать следующим выражением [2]:

$$\sigma_{\text{abs}} \approx \sum_{i=1}^2 \frac{2}{\pi} \frac{S_i}{\Gamma_i + [(E_\gamma^2 - \varepsilon_i^2)^2 / E_\gamma^2 \Gamma_i]}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_i$ ,  $\Gamma_i$ ,  $S_i$  – энергии, ширины, и интегральные сечения резонансов, отвечающих продольным ( $i=1$ ) и поперечным ( $i=2$ ) дипольным колебаниям ядра, которые можно оценить из соотношений:

$$S_1 + S_2 = (1 + \alpha) \frac{60NZ}{A} (\text{МэВ} \times \text{мб}), \quad S_1/S_2 = 2, \quad (4)$$

вытекающих из правила дипольных сумм и отношения числа степеней свободы для колебаний вдоль и перпендикулярно к оси симметрии сфероидального ядра (параметр  $\alpha \approx 0.2$  учитывает влияние обменных сил).

В результате фотоядерных реакций происходит формирование трансмутационной цепочки. С учетом верхней границы спектра тормозного излучения и того, что где  $\lambda_{(A,Z)}^i$  – постоянная распада изотопа ( $A, Z$ ) по каналу  $i$ , где индекс  $i$  отвечает  $\alpha$ ,  $\beta^-$  и  $\beta^+$ -распадам, временная эволюция количества изотопа  $N(A, Z, t)$  определяется уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{dN(A, Z, t)}{dt} = & - \left[ \lambda_{(A,Z)}^{\beta^-} + \lambda_{(A,Z)}^{\beta^+} + \lambda_{(A,Z)}^{\alpha} + Y_{(A,Z)}^{(\gamma,n)} + Y_{(A,Z)}^{(\gamma,2n)} + Y_{(A,Z)}^{(\gamma,p)} \right] N(A, Z, t) + \\ & + \left\{ \lambda_{(A,Z-1)}^{\beta^-} N_{(A,Z-1)}(t) + \lambda_{(A,Z+1)}^{\beta^+} N_{(A,Z+1)}(t) + \lambda_{(A+4,Z+2)}^{\alpha} N_{(A+4,Z+2)}(t) \right\} + \\ & + \left\{ Y_{(A+1,Z)}^{(\gamma,n)} N_{(A+1,Z)}(t) + Y_{(A+2,Z)}^{(\gamma,2n)} N_{(A+2,Z)}(t) + Y_{(A+1,Z+1)}^{(\gamma,p)} N_{(A+1,Z+1)}(t) \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

где  $Y_{(A,Z)}^j(E_{\gamma m})$  - выход фотоядерной реакции на изотопе (A,Z), определяемый следующим соотношением:

$$Y_{(A,Z)}^j(E_{\gamma m}) = \Phi(\text{фотон} \times c^{-1}) \int_{E_{\min}}^{E_{\gamma m}} W(E, E_{\gamma m}) \sigma_{(A,Z)}^j(E) dE, \quad (6)$$

где индекс  $j$  соответствует каналам реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p)$  на изотопе (A,Z);

$\Phi(\text{фотон} \times c^{-1})$  - плотность потока фотонов, облучающих мишень из исследуемого изотопа,  $\sigma_{(A,Z)}^j(E)$  - парциальное сечение фотоядерной реакции  $j$ ,  $W(E, E_{\gamma m})$  - спектр тормозного  $\gamma$ -излучения.

Для всех элементов трансмутационной цепочки фотонейтронные сечения были рассчитаны с использованием выражений (1-4), а относительная величина интегрального сечения  $(\gamma, p)$ -канала –  $\sigma(\gamma, p) \sim 0.05\sigma_{\text{tot}}$  [3].

В работе приводится численный расчет для интенсивности тормозного потока  $\gamma$ -квантов  $\Phi = 10^{18} \text{ фотон} \cdot c^{-1}$ . Время облучения составляет 30 месяцев, а полное время наблюдения – 90, включая время облучения. Основное влияние на формирование трансмутационной цепочки оказывает короткоживущий изотоп  $^{180}\text{Ta}$ , распадающийся по  $\beta^+$  (86%),  $\beta^-$  (14%) – каналам, вовлекая в процесс изотопы с  $Z=74$  и  $Z=72$ .

1. Блат Д., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Иностран. Лит-ра, Москва, 1954.
2. Бор Щ., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Изд-во Мир, Москва, 1977.
3. Ишханов Б.С., Лютиков И.А., Павлов С.И. // Труды 4 межвузовской научной школы молодых специалистов. Москва. 2003.

УДК 550.388.8

## РАССМОТРЕНИЕ МЕХАНИЗМА УКОРЕНИЯ АВРОРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ДВОЙНЫМ СЛОЯМИ ЛЕНГМЮРА С УЧЕТОМ НЕМАКСВЕЛЛОВСКОГО ХАРАКТЕРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ

Ермакова Н.О.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Важную роль в процессе ускорения авроральных электронов играет механизм ускорения двойными слоями Ленгмюра. Двойной слой может возникнуть в плазме, где имеются два встречных потока – ионный и электронный. Плотность плазмы в двойном слое много меньше, чем вне двойного слоя. Интенсивность электрического поля внутри слоя много больше интенсивности поля в окружающей плазме. Возникновение сильных продольных полей в двойном слое обусловлено нарушением квазинейтральности.



Необходимым условием возникновения продольного скачка потенциала при гидродинамическом рассмотрении является сверхзвуковой характер электронного и ионного потоков. Первые результаты рассмотрения кинетических двойных слоев в магнитосферной плазме были получены (см.[1,2,3]) без учета существования захваченных частиц выше и ниже слоя. В статье (см.[4]) была учтена возможность существования сопряженных двойных слоев и образование немаксвелловских функций распределения в области вершины силовой линии. Возможность существования немаксвелловских функций распределения электронов ниже области ускорения, которая снимает необходимость формирования сверхзвукового течения ионосферных ионов, рассматривалась в статье (см.[5]).

В данной работе учитывается немаксвелловский характер функции распределения частиц, снимающий ограничения, налагаемые критерием Бома-Блока на движения частиц вне слоя.

Рассчитывается условие стационарности сильного двойного слоя Ленгмюра  $j_e/j_i = \sqrt{m_i/m_e}$  с учетом каппа-распределения частиц. При этом рассматриваются:

1.Необходимое условие существования стационарного двойного слоя:

$$n_e \succ n_i \quad \text{при } \Phi_k \rightarrow 0 \quad (1)$$

$$n_i \succ n_e \quad \text{при } \Phi \rightarrow \Phi_k \quad (2)$$

$$m_i u_0^2 \succ T_e^{ion} (n_{i0}^{ion} / n_{e0}^{ion})_{\Phi=\Phi_k} \quad (3)$$

2.Условия квазинейтральности вне слоя:

$$n_e(\Phi)_{\Phi=0} = n_i(\Phi)_{\Phi=0}, \quad n_e(\Phi)_{\Phi=\Phi_k} = n_i(\Phi)_{\Phi=\Phi_k} \quad (4),(5)$$

3.Условие общей нейтральности слоя, т.е. обращения продольного электрического поля в нуль вне слоя:

$$\int_0^{\Phi_k} [n_e(\Phi) - n_i(\Phi)] d\Phi = 0 \quad (6)$$

Расчет концентрации электронов магнитосферного происхождения дает:

$$n_e^m(\Phi, B_c) = \frac{n_0}{\pi^{1/2}} \left(1 - \frac{B_c}{B_K}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{e\Phi_K B_c/B_K + e\Phi}{kE_{0e}(1 - B_c/B_K)}\right)^{-k-1/2} B\left(\frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}, \frac{e\Phi}{kE_{0e}(1 - B_c/B_K)}\right) \quad (7)$$

Концентрация ионов магнитосферного происхождения равна:

$$n_i^m(\Phi, B_c) = \frac{n}{\pi^{1/2}} \left(1 - \frac{e\Phi}{kE_{0i}}\right)^{-k-1/2} B\left(\frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}, \frac{e\Phi_K - e\Phi}{kE_{0i}}\right) - \left(1 - \frac{B_c}{B_K}\right)^{1/2} \times \left(1 - \frac{e\Phi - e\Phi_K B_c/B_K}{kE_{0i}(1 - B_c/B_K)}\right)^{-k-1/2} B\left(\frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}, \frac{e\Phi_K - e\Phi}{kE_{0i}(1 - B_c/B_K)}\right) \quad (8)$$

Пренебрегая вкладом захваченных электронов, т.е. рассматривая случай, когда  $n_e^{ion}(\Phi_k, B_a) \prec n_i^{ion}(\Phi_k, B_a)$  и электронов ионосферы ( $e\Phi_k \succ T_e^{ion}$ ), можно получить зави-

симось потока ионов через слой от параметров системы и величины скачка потенциала в слое:

$$\begin{aligned} \frac{j_i m_i^{1/2}}{j_e^0 m_e^{1/2}} = & \left( \frac{k E_{0e}}{e \Phi_K} \right)^{1/2} \left( 2 \left( 1 - \frac{B_c}{B_K} \right) \right)^{1/2} \left( \left( 1 + \frac{e \Phi_K}{k E_{0e} (1 - B_c/B_K)} \right) \right)^{-k+1/2} \times \\ & \times B \left( \frac{3}{2}, k - \frac{1}{2}, \frac{e \Phi_K}{k E_{0e} (1 - B_c/B_K)} \right) - B \left( \frac{3}{2}, k - \frac{1}{2} \right) \left( -\pi^{1/2} \frac{n_0^H}{n^0} \frac{\Psi(\Phi_H, \Phi_K, B_c)}{k E_{0e}} - \right. \\ & - 2 \cdot \frac{n_i^m}{n^0} \frac{E_{0i}}{E_{0e}} \left( B \left( \frac{3}{2}, k - \frac{1}{2}, \frac{e \Phi_K}{k E_{0i}} \right) + \left( 1 - \frac{B_c}{B_K} \right)^{1/2} \left( \left( 1 + \frac{e \Phi_K B_c/B_K}{k E_{0i} (1 - B_c/B_K)} \right) \right)^{-k+1/2} \times \right. \\ & \left. \left. \times B \left( \frac{3}{2}, k - \frac{1}{2}, \frac{e \Phi_K}{k E_{0i} (1 - B_c/B_K)} \right) - \left( 1 - \frac{e \Phi_K}{k E_{0i}} \right)^{-k-1/2} B \left( \frac{3}{2}, k - \frac{1}{2} \right) \right) \right) \end{aligned} \quad (9)$$

### Выводы

1. Учет немаксвелловского характера функций распределения частиц позволяет снять ограничения на движения частиц вне слоя налагаемые критерием Бома-Блока.

2. Полученные результаты дают возможность предложить сценарий образования квазистационарного продольного падения потенциала.

3. В ходе анализа удалось уточнить предсказание положения на силовой линии области ускорения магнитосферных электронов, вызывающих появление спокойных однородных дуг полярного сияния.

1. Антонова Е.Е., Тверской Б.А. Геомагнетизм и аэрономия, 1975, 15, 105.
2. Антонова Е.Е., Тверской Б.А. Геомагнетизм и аэрономия, 1975, 15, 563.
3. Антонова Е.Е., Тверской Б.А. Геомагнетизм и аэрономия, 1976, 16, 298.
4. Антонова Е.Е., Тверской Б.А. Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, 877.
5. Kan J.R., Lee L.C., Akasofu S.-I. J. Geophys. Res., 1979, 84, 4305.

УДК 581.621.6

## ВЛИЯНИЕ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НЕЙТРОННОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Кужевский Б.М., Манаев А.Ю., Сигаева Е.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Уже более 50 лет проводится изучение состава, интенсивности и пространственного распределения ядерного излучения частиц в нижней атмосфере земли. В 1990 г. в результате эксперимента [1] было обнаружено, что вплоть до 1-2 км от поверхности Земли интенсивность нейтронов не зависит от высоты. Это явление и было названо «нейтронным полем земли» (НПЗ). Позднее, в НИИЯФ МГУ в лаборатории Б.М. Кужевского была разработана и создана установка ДЯИЗА (Детектор Ядерного Излучения Земли и Атмосферы) для подробного изучения происхождения нейтронного излучения вблизи поверхности Земли. Изучение статистических данных этой установки

показало наличие определенных зависимостей, флуктуаций и всплесков в интенсивности потока нейтронов во времени. В частности, была обнаружена анизотропия потока тепловых нейтронов вблизи земной коры и сезонная зависимость [2, 3], связь всплесков в нейтронном потоке с фазами Луны [4] и наличие в нейтронном излучении периодов, аналогичных периодам в геодинатике [Ошибка! Закладка не определена].

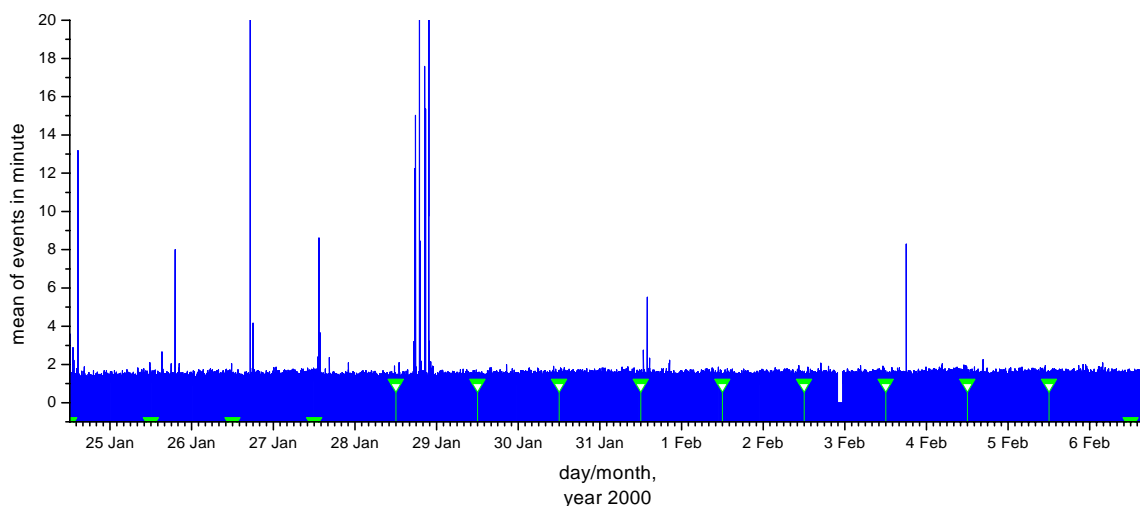


Рис.1. Пример всплеска в НПЗ, сопровождающего пересечение Землей секторных границ ММП. Среднее число нейтронов в минуту за 24.01 – 06.02.2000 (синим цветом). Значение ММП на каждый день - отмечено зеленым цветом

Результаты, полученные в последнее время, указывают на то, что на состояние НПЗ важное влияние оказывает пересечение Землей секторных границ Межпланетного Магнитного Поля (ММП). Данное событие может по-разному проявляться в статистике: либо как всплеск нейтронного поля, либо как медленное увеличение потока нейтронов, либо вовсе не сказаться на временном ходе. Вопрос о сопоставлении фактам прохождения секторов ММП всплесков НПЗ становится тем более резонансным, поскольку было установлено, что большинство землетрясений средних и высоких магнитуд приходится на момент пересечения землей секторов ММП.

Настоящая работа посвящена изучению временных и амплитудных характеристик всплесков в НПЗ, сопровождающих пересечение Землей секторных границ ММП, а разработке методики их выявления из общей статистики.

1. Kuzhevskij V.M., Nechaev O.Yu., Panasyuk M.I., Sigaeva E.A., Volodichev N.N., Zakharov V.A. Neutron field of the Earth. Origin and dynamics, The Journal of the Korean Association for Radiation Protection, V.26, №3, pp.315-319, 2001.
2. Кужевский Б.М., Нечаев О.Ю., Панасюк М.И., Сигаева Е.А. Сезонный ход анизотропии тепловых нейтронов вблизи поверхности Земли (возмущенный период), Сб. Физические проблемы экологии, №7, стр.101-109, 2001.
3. Кужевский Б.М., Нечаев О.Ю., Сигаева Е.А. Сезонный ход анизотропии тепловых нейтронов вблизи поверхности Земли, Вестник МГУ, Серия 3. Физика и Астрономия, №1, стр.55-58, 2002.
4. Володичев Н.Н., Захаров В.А., Кужевский Б.М., Нечаев О.Ю., Сигаева Е.А. Земная кора – активный источник нейтронов, Вестник МГУ, Серия 3. Физика и Астрономия, №5, стр.69-73, 2002.

УДК 517.958

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРНОМ ХВОСТЕ

Величкин А.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

На многие процессы, протекающие на Земле, существенное влияние оказывает ее магнитное поле и частицы, движущиеся в нем. Они оказывают воздействие на функционирование биосферы, влияют на процесс распространения радиоволн и радиоэлектронное оборудование в целом. Понимание процессов, происходящих при этом в магнитосфере, поможет предсказать и отчасти устранить последствия оказываемого отрицательного влияния.

Основной целью нашей работы на данном этапе является всестороннее изучение поведения частиц, которые движутся из хвоста магнитосферы к полярным шапкам Земли и регистрируются исследовательским спутником Polar. Эти частицы несут с собой информацию о структуре хвоста магнитосферы, и по их характеристикам можно судить о тех или иных процессах, протекающих в хвосте. Далее, на основе существующих моделей и в рамках современных гипотез можно высказывать предположения о причинах, вызвавших тот или иной процесс.

На данном этапе мы занимались изучением функции распределения частиц по питч-углам и энергиям, регистрируемых спутником. Это распределение может быть как изотропным, так и анизотропным, т.е. в отдельных ситуациях может наблюдаться выделенное движение вдоль какого-то направления. Из электродинамики известно, что в магнитном поле заряженная частица может двигаться в адиабатическом (и тогда она совершает ларморовское вращение вдоль силовой линии) или неадиабатическом режимах (и тогда характер ее движения гораздо более сложен или даже хаотичен). Один или другой режим можно выделить, произведя расчет параметра адиабатичности, характеризующий динамический хаос в исследуемой области. Теория дает достаточно широкий диапазон изменения этого параметра, в котором наблюдается хаотическое движение частиц. Причины изотропных распределений частиц, измеряемых спутником Polar на высоких широтах, в области магнитосферных каспов, до сих пор плохо изучены. Около десяти лет назад был предложен механизм формирования изотропных распределений как следствие хаотизации их орбит в хвосте магнитосферы Земли с последующей проекцией этих распределений в высокоширотные области. На данном этапе работы нам было необходимо сравнить результаты экспериментальных данных с результатами моделирования данного процесса. Объектом исследования выступал тестовый набор частиц с характерными скоростями и энергиями, для которых было проведено моделирование обратного процесса, т.е. были получены характеристики частиц данного набора в начальный момент, когда они находились в хвосте магнитосферы.

Было показано, что значение параметра адиабатичности для частиц с изотропным распределением составляет 3-5 (в то время как теоретические исследования показывали то, что он должен быть порядка единицы), что хорошо подтверждает высказанную гипотезу.

Таким образом, результаты проведенного нами исследования позволяют говорить о том, что гипотеза о динамическом хаосе в хвосте магнитосферы как механизме формирования области изотропных распределений частиц в высокоширотной области магнитосферы является близкой к действительности. Знание этого механизма может

приблизить нас к пониманию внутренних процессов функционирования магнитосферы – нелинейной динамической системы.

1. Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. Количественный подход М.: Мир, 1987, 312 с.
2. Нишида А. Геомагнитный диагноз атмосферы М.: Мир, 1980, 299 с.
3. Sergeev V.A., Sazhina E.M., Tsyganenko N.A. Pitch-angle scattering of energetic protons in the magnetotail current sheet as the dominant source of their isotropic precipitation into the nightside ionosphere // Planet Space Sci., 1983, vol. 31, 10, p. 1147-1155.

## КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЯ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

Листопад А.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Одним из направлений деятельности ИЯФ СО РАН является разработка инжекторов для современных термоядерных установок с магнитным удержанием. При испытаниях и настройке инжекторов очень важно иметь информацию о параметрах пучка: профиле плотности тока, энергосодержании, положении фокуса и т. д.

В работе представлена calorиметрическая диагностика, разработанная для исследования основных параметров пучков быстрых нейтральных частиц. Данная диагностика позволяет измерять как суммарное энергосодержание пучка, так и его пространственное распределение, а также отслеживать изменение параметров пучка во времени.

Устройство представляет собой проволочный многоканальный calorиметр, выполненный из вольфрамовой проволоки.

Диагностики на основе calorиметров позволяют измерять абсолютное значение поглощенной энергии, в отличие, например, от вторично-эмиссионных датчиков или цилиндров Фарадея, кроме того сигнал не зависит от соотношения нейтральной и заряженной фракций в пучке.

Одно из основных свойств проволочных calorиметров – это возможность проводить измерения практически сразу после выстрела (необходимо только дождаться выравнивания профиля температуры поперек проволочек), не дожидаясь продольного выравнивания. Таким образом, выбрав диаметр проволочек достаточно малым, можно свести к минимуму погрешность, связанную с тепловым излучением.

Поскольку проволочный calorиметр имеет высокую прозрачность (диаметр проволочек много меньше шага между ними), он практически не вносит возмущений в исследуемый пучок.

В работе представлены теоретические расчеты и оценки, использовавшиеся при разработке устройства, приведены схемы эксперимента и методы обработки данных, а также рассмотрено несколько наглядных примеров измерений.

В настоящее время диагностика используется в лаборатории 9.1 ИЯФ для тестирования инжекторов на стенде.

Научный руководитель – н.с. Ступишин Н.В.

УДК 51-7: 538.953

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

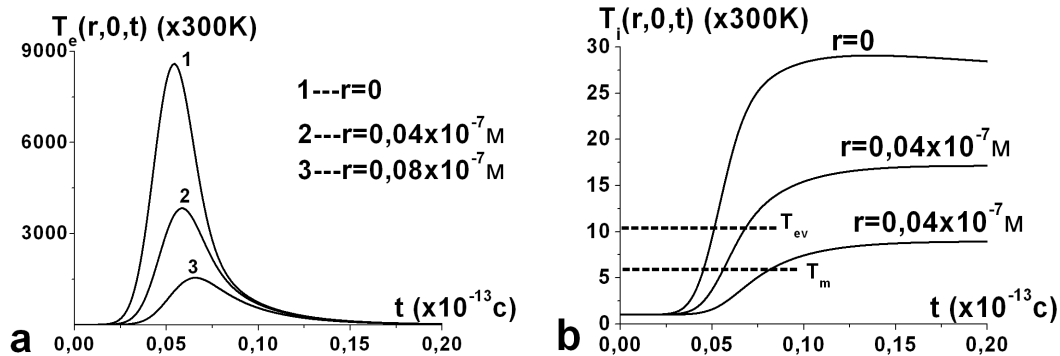
Шарипов З.А.

*Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна*

Исследование воздействия высокоионизирующих заряженных частиц на материалы в связи с созданием ускорителей и накопительных колец тяжелых ионов высоких энергий в ряде стран, а также с проблемой определения радиационной стойкости конструкционных материалов, которые предполагается использовать, в том числе и в термоядерных реакторах, становятся актуальными [1-3]. К таким исследованиям относятся, в частности, изучение особенностей радиационного распыления и изменения механических свойств материалов при облучении тяжелыми ионами высоких энергий.

Изучение процессов при прохождении тяжелых ионов через материалы обусловлено особенностями радиационных изменений в материалах и имеет не только большое фундаментальное значение для понимания основных закономерностей взаимодействия тяжелых заряженных частиц с конденсированными средами, но также важно и для научно-прикладных целей, а именно для использования радиационных эффектов в развитии новых технологий и совершенствовании уже имеющихся.

В данной работе на основе линейной двухтемпературной модели термического пика [4] получены результаты численного исследования температур электронного газа и кристаллической решетки при облучении их ионами высокой энергии (рис.1). Показано, что в случае облучения никеля ионами урана с энергией 700 МэВ могут происходить процессы, обусловленные фазовыми переходами: твердое тело-жидкость (плавление никеля) и твердое тело-парообразное состояние (испарение никеля) с последующим затвердеванием материала мишени при охлаждении и диссипацией тепла, выделенного ионом урана. На основе полученных зависимостей температуры решетки от радиуса вокруг траектории иона и глубины можно сделать вывод, что ионизационные потери иона урана в никеле достаточны для плавления и испарения материала с поверхности.



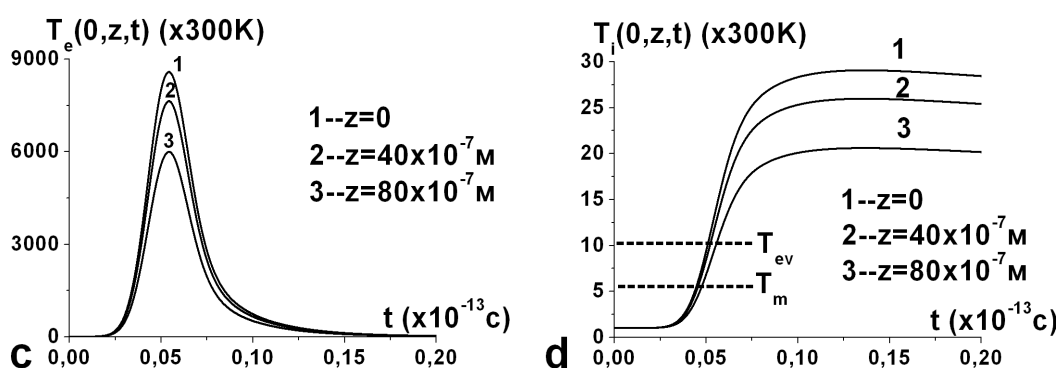


Рис. 1. Зависимости от времени температуры электронного газа (а) и решетки (б) на поверхности ( $z=0$ ) никеля облучаемого ионами урана для различных расстояний от оси трека. Зависимости от времени температур электронного газа (с) и решетки (д) в месте прохождения иона урана через поверхность ( $r=0$ ) для разных глубин  $z$  в мишени. Штрихованными прямыми (б, д) выделены температуры плавления  $T_{melt}$  и испарения  $T_{evap}$

1. Баранов И.А., Цепелевич С.О., Явлинский Ю.Н. Неупругое распыление твердых тел.// УФН. 1988, т. 156, № 3, с. 477-510.
2. Toulemonde M. Nanometric phase transformation of oxide materials under GeV energy heavy ion irradiation.// Nucl. Instr. and Meth. in Phys.Res. B 1999, v. 156, № 1-4, p. 1-11.
3. Дидык А.Ю., Робук В.Н., Семина В.Л. Температура в треке тяжелого иона с высокими удельными ионизационными потерями энергии в модели термического пика в материалах.// Препринт ОИЯИ Р17-2003-30, 2003, Дубна, ОИЯИ, 34 с.
4. Лифшиц И.М., Каганов М.И., Танатаров Л.В. К теории релаксационных изменений в металлах.// Атомная энергия. 1959, т. 6, с. 391-402.

УДК 539.1

## АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЁЛЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Гусаревич Е.С.

*Поморский государственный университет им. М.В.Ломоносова*

Изучение столкновений релятивистских многозарядных ионов (РМИ) с веществом представляет собой одно из интенсивно исследуемых направлений современной физики. Во многих странах планируются и проводятся эксперименты по исследованию процессов, сопровождающих такие столкновения. Одна из причин повышенного интереса, проявляемого к РМИ, - это то, что РМИ являются источниками сильного быстропеременного электромагнитного поля. Поэтому анализ результатов столкновения РМИ с веществом, позволяет изучить поведение атомов и молекул в электромагнитных полях большой интенсивности. Во-вторых, РМИ представляют собой уникальный инструмент для изучения внутреннего строения многоэлектронных атомов.

В связи с отмеченной выше фундаментальной значимостью изучения столкновений РМИ с веществом часто возникает необходимость в расчёте определённых характеристик (сечений) процессов, сопровождающих такие столкновения. Потребность в таких расчётах возникает на всех стадиях экспериментального исследования – плани-

рования, технического обеспечения, проведения измерений, обработки и интерпретации экспериментальных данных. Поэтому желательно, чтобы эти характеристики можно было бы рассчитать, используя простые аналитические выражения.

В данной работе представлено теоретическое исследование, целью которого было получение набора простых аналитических асимптотических по зарядам и скоростям ионов формул, аналогичных известным формулам Бёте в теории столкновений быстрых заряженных частиц с атомами, для расчётов сечений неупругих процессов при столкновениях точечных и структурных релятивистских тяжёлых многозарядных ионов с атомами. Здесь под структурными ионами понимаются ионы, имеющие в своём составе ядро и несколько связанных электронов, частично экранирующих заряд ядра и образующих его электронные оболочки. Никакие ограничения, связанные с применением теории возмущений, на величину заряда ионов не налагаются, поскольку в рамках данной работы используется развитая нами ранее непertурбативная расчётная методика. Основу расчётной методики составляет подход [1-3], использующий релятивистское обобщение метода шивки и широко известного нерелятивистского приближения эйконала, позволяющего получить для амплитуд неупругих процессов выражения, имеющие стандартный нерелятивистский предел, а в ультрарелятивистском случае переходящие в известное точное решение [4].

В работе получены следующие основные новые результаты:

1. Получены простые аналитические формулы типа асимптотик Бёте, описывающие сечения возбуждения водородоподобных атомов точечным РМИ в состоянии дискретного и непрерывного спектра. Аналогичные асимптотические выражения получены и для случая гелиеподобных мишеней – рассчитаны сечения однократной и двойной ионизации, а также сечения полного однократного и двойного возбуждения в состоянии дискретного спектра.

2. Разработан метод, позволяющий получить простые аналитические выражения для оценки сечения ионизации атомов водорода релятивистскими структурными многозарядными ионами.

3. Разработан метод расчёта дифференциальных характеристик процесса ионизации атомов водорода и гелия при столкновении с голыми и структурными РМИ. Получены аналитическое выражение, позволяющее рассчитать энергетический спектр электронов, вылетающих из атома водорода при столкновении с голым РМИ, а также предельные (при больших энергиях электронов) законы поведения энергетических спектров, соответствующих ионизации атомов водорода и гелия при столкновении со структурным РМИ.

Автор благодарит РФФИ (грант 04-02-16177-а) и Фонд INTAS-GSI (проект 03-54-4294) за финансовую поддержку работы.

[1] Матвеев В.И., Рахимов Х.Ю. // ЖЭТФ, 114, 1646 (1998).

[2] Matveev V.I., Rakhimov Kh. Yu., Matrasulov D.U. // J. Phys. B 32, 3849 (1999).

[3] Матвеев В.И., Гусаревич Е.С. // ЖЭТФ, 123, 42 (2003).

[4] Baltz A.J. // Phys. Rev. Lett., 78, 1231 (1997).



УДК: 539.1

## ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ СНАРЯДА ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БЫСТРЫХ СТРУКТУРНЫХ ИОНОВ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ АТОМАМИ

Рябченко С.В.

*Поморский государственный университет им. М. В. Ломоносова*

Частично ободранные ионы высоких зарядов и энергий используются во многих экспериментах, проводимых на ускорителях тяжёлых ионов [1]. Такие ионы состоят из ядра и некоторого количества связанных электронов, частично компенсирующих заряд ядра и образующих электронную шубу иона. Строго говоря, столкновения таких ионов с атомами следует рассматривать как столкновения двух сложных систем, при котором происходит одновременное возбуждение электронных оболочек обеих сталкивающихся систем. В настоящей работе развита непertурбативная теория возбуждения и ионизации быстрых водородоподобных ионов при столкновениях с атомами, причём в отличие от ранее развитых подходов, не делается модельных построений для возмущающего потенциала. На основе развитой теории рассчитано полное неупругое сечение для случая столкновения водородоподобных систем.

Рассмотрим столкновение движущегося со скоростью  $v_p$  и параметром удара  $b_p$  одноэлектронного снаряда с зарядом ядра  $Z_p$  с одноэлектронным атомом с зарядом ядра  $Z_t$ , имеющим скорость  $v_t$  и параметр удара  $b_t$ . Обозначим через  $R_t = b_t + v_t t$  и  $R_p = b_p + v_p t$  – координаты ядер атома-мишени и структурного иона-снаряда соответственно, а через  $r_t$  и  $r_p$  – координаты электронов атома-мишени и структурного иона-снаряда относительно их ядер. Тогда потенциал взаимодействия мишени и снаряда, используя [2], запишется в виде (здесь и везде ниже используются атомные единицы):

$$V(r_t, r_p, t) = \frac{Z_p Z_t}{|R_p - R_t|} - \frac{Z_p}{|R_p - R_t - r_t|} - \frac{Z_t}{|R_p - R_t + r_p|} + \frac{1}{|R_p - R_t + r_p - r_t|}.$$

Межъядерное взаимодействие, как не вызывающее электронных переходов, далее будем опускать.

При этом временная эволюция начального и конечного состояний системы имеет вид

$$\Phi_{00}(t) = \exp\left(-i \int_{-\infty}^t V(r_t, r_p, t) dt\right) \Phi_{00}, \quad \Phi_{kn}(t) = \exp\left(-i \int_t^{+\infty} V(r_t, r_p, t) dt\right) \Phi_{00}. \quad (1)$$

Тогда с учётом (1) амплитуда перехода атома-мишени из состояния  $\Phi_0(r_t)$  в состояние  $\Phi_n(r_t)$  и снаряда из состояния  $\Psi_0(r_p)$  в состояние  $\Psi_k(r_p)$  примет вид

$$A_{0 \rightarrow n}^0 = \langle \Phi_{kn}(t) | \Phi_{00}(t) \rangle = \langle \Phi_{kn} | \exp\left(-i \int_{-\infty}^{+\infty} V(r_t, r_p, t) dt\right) | \Phi_{00} \rangle, \quad (2)$$

а вероятность перехода, просуммированная по всем конечным состояниям мишени, определится соотношением

$$W_{0 \rightarrow k} = \sum_n |A_{0 \rightarrow n}^0|^2. \quad (3)$$

В результате получим вероятность перехода снаряда в состояние  $\Psi_k(r_p)$  при любой судьбе мишени:

$$W_{0 \rightarrow k} = \frac{2 Z_t^3}{\pi} \int d^2 s_t s_t K_1(2 Z_t s_t) \left| \int d^3 r_p \psi_k^*(r_p) \exp \left\{ \frac{2i}{v} [\ln |\mathbf{b} + \mathbf{s}_p - \mathbf{s}_t| - Z_t \ln |\mathbf{b} + \mathbf{s}_p|] \right\} \psi_0(r_p) \right|^2 \quad (4)$$

Сечение, соответствующее возбуждению снаряда в любое состояние за исключением основного, будет иметь вид

$$\sigma_r = \int d^2 \mathbf{b} (1 - W_{0 \rightarrow 0}(\mathbf{b})) . \quad (5)$$

Это выражение учитывает все возможные изменения состояния мишени при столкновении.

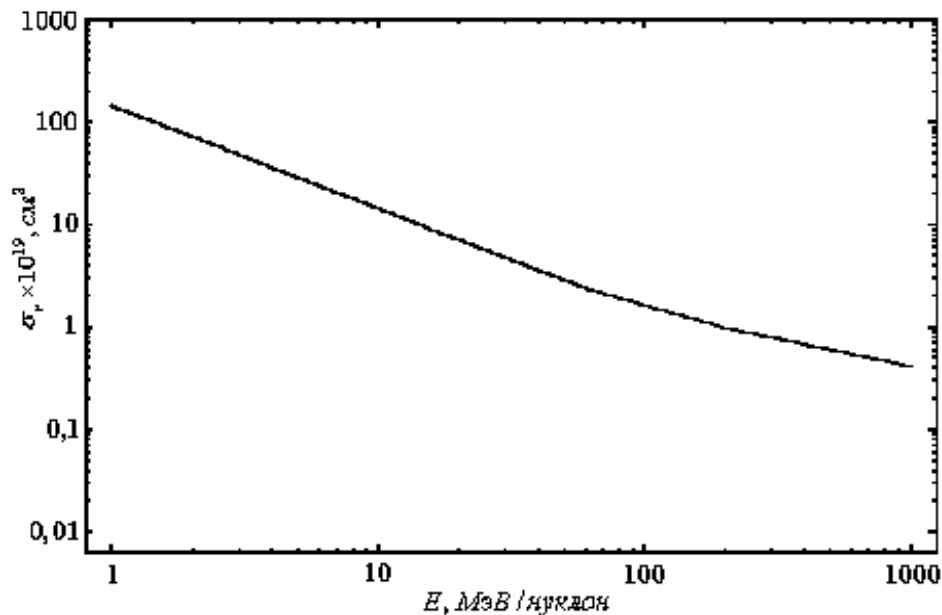


рис. 1

На рис. 1 представлены результаты расчетов полного неупругого сечения  $\sigma_r$  для случая столкновения друг с другом двух атомов водорода ( $Z_p = Z_t = 1$ ).

В случае, когда конечное состояние – есть состояние непрерывного спектра, соответствующее импульсу  $\mathbf{k}$ , соответствующее сечение ионизации получается интегрированием  $W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{b})$  по всей плоскости параметров удара и импульсам  $\mathbf{k}$  вылетевшего электрона  $\sigma_i = \int d^2 \mathbf{b} \int d^3 \mathbf{k} W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{b})$ .

Полученное ранее выражение (4) может быть, по аналогии с [3], обобщено на случай столкновения водородоподобного иона с многоэлектронным атомом. В этом случае для описания распределения электронной плотности в атоме мишени можно использовать модель Томаса-Ферми или плотность, рассчитанную с помощью аналитических функций Хартри-Фока.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Университеты России” (грант ур.01.01.478) и Фонда INTAS-GSI (проект 03-54-4294).

1. DuBois R.D., Santos A.C.F., Stohlker Th. et al. "Electron loss from 1.4-MeV/u U<sup>4,6,10+</sup> ions colliding with Ne, N<sub>2</sub>, and Ar targets" // Phys. Rev. A., 2004, V. 70, P. 032712.
2. Voitkiv A.B., Najjari B. "Two-centre dielectronic interaction in mutually ionizing projectile-target collisions at relativistic energies" // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2004, V. 37, P. 3339.

3. Матвеев В.И., Гусаревич Е.С. "Сечения неупругих процессов при столкновениях релятивистских структурных тяжелых ионов с атомами" //ЖЭТФ, 2003, Т. 123, № 1, С. 42.

УДК 533.9

## ПОИСК РИДБЕРГОВСКОЙ МАТЕРИИ: БЕРИЛЛИЙ, МАГНИЙ, КАЛЬЦИЙ

Попов А.В.

*Алтайский государственный университет*

При стандартном решении спектральной задачи предполагается, что волновая функция многоэлектронного атома регулярна и непрерывна по угловым переменным. Это требование приводит к решениям с целочисленными значениями орбитального и магнитного квантовых чисел  $l=0,1,2,\dots$  и  $m=0,\pm 1,\pm 2,\dots,\pm l$ . Произвольное поведение волновой функции по азимутальной переменной снимает ограничение на целочисленные значения параметра  $l$ . Будем считать его, в общем случае, комплексным  $L=l+x+iy$ , где  $l$ , как и прежде, пусть пробегает целочисленные значения. Тогда область изменения добавки  $x+iy$  может быть определена как  $|x|<0.5$  и  $|y|<0.5$ . Отказ от выше указанных ограничений позволяет включить в рассмотрение и движение электронов с орбитальным затуханием. В этом случае, задача отыскания спектра возбужденных состояний атома может быть сведена к проблеме собственных значений стационарного уравнения. Заметим, что при  $y \neq 0$  она является существенно неэрмитовой с комплексными значениями энергий. Перебирая все возможные значения  $|x|<0.5$  и  $|y|<0.5$  в процессе поиска самосогласованных решений можно проследить по минимуму полной энергии возбуждённого атома за его спектральными характеристиками.

Предложенный метод использован для описания возбуждений в бериллии, магнии, кальции. В качестве базисного метода использовали метод Хартри-Фока. В рентгеновском диапазоне энергий, как и следовало ожидать, долгоживущих возбуждений не обнаружено. Показано, что в оптическом диапазоне энергий возбуждения создаются условия возникновения Ридберговской материи. В  $Ca_2$  обнаружены долгоживущие возбуждения при расстояниях между атомами порядка 7 боровских радиусов, существенно больших, чем в  $Be_2$  – при 4 боровских радиусах, однако меньших, чем в  $Mg_2$  – при 9 боровских радиусах. В целом же, из трех рассмотренных систем  $Be_2$ ,  $Mg_2$ ,  $Ca_2$  последняя является наиболее перспективной в смысле практического поиска Ридберговской материи.

Работа выполнена при поддержке фонда некоммерческих программ «Династия» и МЦФФМ.

**БИОФИЗИКА****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Твердислов Всеволод Александрович**

УДК 539.22

**САМООРГАНИЗАЦИЯ МОЛЕКУЛ НУКЛЕИНОВЫХ КИСЛОТ НА ЛБ-ПЛЕНКАХ ЖИРНЫХ КИСЛОТ**

Старицын С.Н., Дубровин Е.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Задача прямого и быстрого анализа одиночных макромолекул на уровне первичной структуры, например, секвенирования нуклеотидной последовательности молекул ДНК, является важнейшей задачей биофизики макромолекул. Методы прямого секвенирования ДНК откроют новые возможности для картирования человеческого гена [1]. Разрешение некоторых методов наноскопии, например, сканирующей туннельной микроскопии, при исследовании отдельных молекул уже приближается к необходимому для различения нуклеотидных оснований [2]. Причём максимального разрешения обычно добиваются, когда молекулы образуют упорядоченную структуру [3]. Не решённой до сих пор проблемой остаётся нанесение отдельных молекул на поверхность подложки в заранее заданной конформации, в т.ч. упаковка молекул в упорядоченные структуры.

В нашей работе пленки стеариновой кислоты, сформированные на поверхности водной (1 М раствор NaCl) субфазы, содержащей полиаденин (в концентрации 10-1000 нг/мл), переносились на свежесколотую плёнку методом вертикального лифта. Исследование полученных структур проводилось на атомно-силовом микроскопе Nanoscope IIIa (Digital Instruments, USA) в режиме прерывистого контакта. Полиаденин (полиА) имел молекулярную массу  $10^5$ - $10^6$  дальтон, что соответствует длине цепочки в 300-3000 оснований.

Было обнаружено, что молекулы полиаденина образуют на поверхности монослоя стеариновой кислоты домены, внутри которых молекулы нуклеиновых кислот имеют выделенное направление, образуя таким образом упорядоченную структуру. Поверхностная плотность адсорбированных на поверхности монослоя молекул полиА зависит от их концентрации в субфазе: при повышении концентрации полиА в растворе нити полиА на подложке располагаются более компактно.

Так как при формировании комплексов полиаденина с монослоем стеариновой кислоты молекулы как жирных, так и нуклеиновых кислот находятся в депротонированном состоянии (рН субфазы равен 5.5-6.0), то одновалентные ионы  $\text{Na}^+$  играют важную роль в процессе адсорбции. Ионы натрия нейтрализуют (или экранируют) электростатическое отталкивание между молекулами жирной кислоты, образующими монослой, и молекулами полиА, позволяя им приблизиться друг к другу. Также ионы  $\text{Na}^+$  предотвращают взаимное отталкивание молекул полиА друг от друга, позволяя достичь плотной упаковки. Связывание же нуклеиновых и жирных кислот происходит скорее всего за счет образования мостиков между карбоксильными группами стеариновой ки-

слоты и остатками фосфорной кислоты в полиА. В качестве таких мостиков могут выступать ионы двухвалентных металлов, которые в небольших (примесных) количествах присутствуют в исходном NaCl.

Предложенный способ получения упорядоченной структуры вытянутых молекул нуклеиновых кислот может быть использован при разработке методов прямого секвенирования ДНК.

1. Collins F.S., Green E.D., Gutmacher A.E., Guyer M.S. Nature 422, 835.
2. Hamai C., Tanaka H., and Kawai T. J. Vac. Sci. Technol. B 17, 1313.
3. Gerritsen J.W., Elemans J.A.A.W., Hulsken B., Travaille A.M., Kempen H. van, Rasing Th., and Speller S. AIP Conference Proceedings 696, 365.

УДК 577.352.465

## ПРЕДСКАЗАНИЕ ПЕРВИЧНОЙ И ТРЕТИЧНОЙ СТРУКТУРЫ D-ИЗОМЕРОВ МОДЕЛЬНЫХ БЕЛКОВ ФУНКЦИОНАЛЬНО ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ПРИРОДНЫМ МЕМБРАННЫМ БЕЛКАМ

Марков И.В., Дмитриев А.В.

*Липецкий государственный педагогический университет*

Фундаментальным свойством природной клетки является хиральная чистота ее основных молекулярных компонентов: ферментов и нуклеиновых кислот. На атомно-молекулярном уровне организации, данное свойство проявляется в том, что в нуклеиновых кислотах природной клетки содержатся только D-изомеры сахаров, в ферментах – только L-изомеры аминокислот.

Одним из подходов, позволяющих понять причины предбиологической или биологической эволюционной фиксации изомеров определенного типа, является модельное построение неприродных белков и нуклеиновых кислот, содержащих D-аминокислоты и L-сахара, соответственно. Например, построение неприродных мембранных каналов, содержащих D-аминокислоты.

Установлено, что полная изомеризация природных калиевых ионных каналов с сохранением первичной структуры, приводит к нарушению их калиевой избирательности, а, следовательно, и к нарушению биологически важных свойств живой клетки (гомеостаз, генерация и распространение нервного импульса и др.). Поэтому в зеркальном антиподе природной клетки – клетки, содержащей D-аминокислоты белков и L-сахара нуклеиновых кислот, могут содержаться только мембранные каналы с отличной от природной аминокислотной последовательностью.

Нами предложен подход, позволяющий моделировать первичную и третичную структуру D-изомеров неприродных мембранных каналов функционально эквивалентных природным мембранным каналам, в основе которого, положено «энергетическое выравнивание» третичной структуры природных и неприродных каналов.

Установлена первичная, отличающаяся от природной, и третичная структура D-изомеров каналов, сохраняющих свойство калиевой избирательности. Причем неприродные изомеры каналов энергетически более стабильны, чем природные.

Предложены гипотетические схемы матричного синтеза неприродных мембранных каналов.

УДК 577.352.465

## РАЗДЕЛЕНИЕ ДАЛЬНИХ И БЛИЖНИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В РАСЧЕТАХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ МЕМБРАННЫХ КАНАЛАХ

Марков И.В., Дмитриев А.В.

*Липецкий государственный педагогический университет*

Предложен метод расчета распределения энергии ионов в мембранных каналах, основанный на разделении и независимом расчете энергий дальних и ближних взаимодействий в системе ион-канал.

В данном подходе все аминокислоты аксиально-симметричного канала разделяются на две группы: ближние и дальние аминокислоты. Ближние – аминокислоты, атомы которых принадлежат воображаемому цилиндру (цилиндр обрезания), ось которого совпадает с осью аксиальной симметрии канала и радиусом 5 Å; дальние – все остальные аминокислоты. Величина радиуса цилиндра обрезания и формальная схема предложенного подхода обоснованы теоретически, исходя из фундаментальных положений теории межмолекулярных взаимодействий. Энергию взаимодействия ионов с ближними аминокислотами рассчитывали квантовохимическим методом ЕНТ в стандартной параметризации, энергию взаимодействия ионов с дальними аминокислотами – по классической кулоновской схеме для точечных зарядов на атомах. При этом, в качестве зарядов на атомах использовали параметры электростатических взаимодействий силового поля AMBER. Результирующую энергию взаимодействия ионов с каналом рассчитывали в виде суммы энергий дальних и ближних взаимодействий.

Данный подход апробирован на потенциал-активируемом калиевом канале KcsA, потенциал-зависимом калиевом канале KvAP, трансмембранной  $\beta$ -субъединицы потенциал-зависимого калиевого канала Kv1, в которых рассчитаны распределения энергии ионов  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$ . Полученные распределения энергии ионов позволили не только качественно, но и количественно объяснить калиевую избирательность данных каналов.

Предложенная расчетная схема модифицирована для расчета распределения энергии ионов в несимметричных и другой группы симметрии каналах, введением сферы обрезания, вместо цилиндра.

УДК 577.355

## ВЛИЯНИЕ ПРЕПАРАТА ВІОН® - АКТИВАТОРА СИСТЕМНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ РАСТЕНИЙ ПРОТИВ ФИТОПАТОГЕНОВ НА ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ БОБОВ И ПШЕНИЦЫ.

Францев В.В., Солнцев М.К., Караваев В.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В исследовании фотосинтеза важную роль играет изучение влияния на растения веществ, используемых для борьбы с различного рода инфекциями и паразитами. Одним из классов таких веществ являются бензотиазолы. В нашей работе мы производили исследования влияния на функционирование фотосинтетического аппарата растений

препарата BION<sup>®</sup>, рекомендованного для борьбы с ложномучнистой росой на пшенице. Он содержит 50% активного вещества (бензо-1,2,3-тиазол-7-карботионовая кислота S-метил эфир [1]). В качестве объекта исследований использовали проростки пшеницы *Triticum aestivum* L. (сорта «Любава») и бобы *Vicia faba* L. (сорта «Русские черные»). В работе проводили исследование термолюминесценции растений [2,3]. При регистрации термолюминесценции выщечку из листа подвергали предварительному облучению светом 725 нм при температуре 25<sup>0</sup>С, затем светом от лампы накаливания, пропущенным через водный фильтр, при –30<sup>0</sup>С. Регистрацию термолюминесценции проводили при нагреве образца от –80 до 80<sup>0</sup>С со скоростью 30<sup>0</sup>С/минуту. Было обнаружено различное влияние препарата на растения с разным сроком хранения семян. Однократное опрыскивание 2-х недельных проростков пшеницы со сроком хранения семян 1 год (урожай 2001 года) не дало изменений в термолюминесценции (измерения производили спустя неделю после опрыскивания). Повторное опрыскивание производили спустя неделю после первого. Измерение термолюминесценции таких растений через неделю показало увеличение термолюминесценции в области пика А и появление пика С. Исследование термолюминесценции проростков пшеницы со сроком хранения 11 лет (урожай 1992 года) показало, что появление термолюминесценции в области пика С происходит уже после первой обработки, а вторая обработка усиливает его приблизительно в 2 раза. Выращивание пшеницы на растворе препарата (концентрацию меняли в пределах от 1/30 до 5/30 мг/мл) показало увеличение термолюминесценции в области пика С (измерения проводили спустя 3 недели после посадки). В случае семян с 11 - летним сроком хранения было обнаружено, что величина пика С растет по мере увеличения концентрации препарата. В случае семян со сроком хранения 1 год происходило усиление термолюминесценции только в области полосы С. Исследование влияния препарата BION<sup>®</sup> на бобы, опрысканные и исследованные в те же сроки, что и пшеница, не привело к изменениям в термолюминесценции после первой обработки, и только после второй обработки произошло усиление термолюминесценции в области полосы С. Пересадка бобов на гидропонику (через 2 недели после посадки) не привела к изменениям в термолюминесценции (измеряли через сутки после пересадки и через неделю). При пересадке использовали те же концентрации препарата, что и для пшеницы. Оценка состояния растений, выращенных в условиях гидропоники, показала, что препарат оказывает угнетающее действие на проростки бобов и не влияет на состояние проростков пшеницы. Аналогичный результат показан и для пшеницы, опрысканной BION. Различное влияние препарата на растения, возможно, связано с тем, что активаторы системной приобретенной устойчивости различным образом действуют на различные виды растений. В этом случае различный эффект действия препарата на термолюминесценцию можно объяснить тем, что BION<sup>®</sup> оказывает не прямое действие на фотосинтетический аппарат. Усиление термолюминесценции в области пика С связано с включением реакций системной приобретенной устойчивости у растений [4].

1. Tokunaga Y., Keon J.P.R. and Hargreaves J.A. Benzothiadiazole-activated defence gene expression and disease resistance in barley. Modern fungicides and antifungal compounds II, 1998, ed. by Lyr H., Russell P.E., Dehne H.-W. and Sisler H.D., Intercept.
2. Imre Vass, Govindjee. Thermoluminescence from photosynthetic apparatus. Photosynthetic research, 1996, v.48, pp.117-126.
3. Amesz J., Hoff A. J. Photosynthetic thermoluminescence as a simple probe of photosystem II electron transport. In “Biophysical techniques in photosynthesis”, 1996, Kluwer Academic Publishers, pp. 93-107.

4. Юрина Т.П., Караваев В.А., Солнцев М.К. Особенности метаболизма двух сортов огурца, различающихся по устойчивости к мучнистой росе. Физиология растений, 1993, т.43, с.73-79.

УДК 577.346

## АНАЛИЗ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ В МОДЕЛИ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ

Карелина Т.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Колебания, возникающие в ответ на включение света или резкое изменение газового состава среды, являются ярким проявлением регуляции в фотосинтетической системе [1]. Одним из способов экспериментального изучения фотосинтеза является регистрация замедленной люминесценции [2], которая возникает в ходе обратных реакций электронного транспорта в реакционном центре фотосистемы 2. В 1990 году были обнаружены колебания замедленной люминесценции [3].

Хорошей проверкой адекватности математических моделей фотосинтеза является их способность описать колебания. Ранее на кафедре биофизики была разработана модель [4], учитывающая как световые (поглощение кванта света пигментами, электронный транспорт), так и темновые процессы (поглощение  $\text{CO}_2$  в цикле Кальвина). С помощью этой модели нами был получен колебательный режим замедленной люминесценции, похожий на наблюдаемый экспериментально [5]. В отличие от результатов, полученных ранее при помощи этой модели [4], в этой работе удалось получить характерные времена, соответствующие наблюдаемым экспериментально. Это объясняется тем, что в ранних работах с целью ускорения компьютерных вычислений значения некоторых констант были завышены на 1-2 порядка по сравнению со значениями, оцененными на основе экспериментальных данных. Одна из основных проблем при создании математических моделей биологических систем – выбор констант скоростей реакций, используемых в дифференциальных уравнениях. В данной работе константы выбирались исходя из следующих соображений. Константы скоростей первичных процессов принимались равными приблизительно  $C_i^{-1} \cdot t_i^{-1}$ , где  $t_i$  – характерные времена этих процессов,  $C_i$  – концентрации реагентов. Константы скоростей цикла Кальвина специально были подобраны для совпадения расчетного периода колебаний и наблюдаемого в эксперименте. В связи с этим было интересно сравнить скорости реакций в нашей модели и скорости реакций, рассчитанные в созданных ранее моделях [6, 7]. Это позволит судить, насколько соответствуют действительности используемые нами значения констант скоростей. В данной работе сравниваются только скорости некоторых реакций цикла Кальвина и скорость синтеза АТФ. Как показали наши расчеты, стационарные скорости реакций в нашей модели отличаются от скоростей из других источников на порядок. Отметим, что у других авторов встречаются подобные и даже большие расхождения [6, 7]. Для более подробного исследования времен процессов мы сравнили кинетические кривые и для других режимов при тех же константах скоростей. Например, в монографии Лайска [8] приведены зависимости концентраций метаболитов цикла Кальвина от времени после выключения насыщающего света. Для сравнения были проведены расчеты кинетики аналогичного режима с помощью нашей модели. Модель



удовлетворительно описывает экспериментальные данные. При этом время достижения стационарного состояния почти совпадает в модели и в эксперименте (около 40-50 секунд). Кроме того, мы провели сравнение экспериментально полученной индукционной кривой замедленной люминесценции [9] с соответствующей зависимостью, рассчитанной в предложенной модели. Оказалось, что времена достижения стационарного состояния совпадают с точностью до порядка.

Таким образом, значения скоростей реакций, подобранные специально для получения нужного периода колебаний, с точностью до порядка соответствуют скоростям, рассчитанным в других моделях. Кроме того, они обеспечивают удовлетворительное описание других экспериментальных кинетических кривых.

Работа частично была поддержана грантом по программе «Университеты России»

1. Walker, D.A. *Photosynth. Res.* 1992. 34. P. 387-395.
2. Strehler B., Arnold W.A. *J. Gen. Physiol.* 1951. 34. P.809-820.
3. Дамдинсүрэн С. *Биофизика.* 1990. 35, N 4. С. 687-688.
4. Караваев В.А., Кукушкин А.К. *Биофизика.* 1993. 38, N 6. С. 958-975.
5. Карелина Т.А. Тезисы конф. «Ломоносов-2004», Секция «Физика», С. 91-93.
6. Horton P., Nicholson H. *Photosynth. Res.*, 1987. 12. P. 129-143.
7. Laisk A., Eichelmann H, Oja V. et al. *Proc.R.Soc.Lond.B*, 1989, 237, P. 389-415.
8. Лайск А.Х. *Кинетика фотосинтеза C<sub>3</sub>-растений.* Москва. Наука. 1991.
9. Долгополова А.А. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, М., 2004 г.

УДК 577.3

## ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛИСТЬЕВ ОЛЕАНДРА В ОНТОГЕНЕЗЕ

Школьников Д.Ю., Солнцев М.К.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В процессе онтогенеза растения происходит комплекс структурно-функциональных изменений в его фотосинтетическом аппарате [1], в результате чего фотосинтетическая функция растения непрерывно перестраивается и корректируется. В последние годы люминесцентные показатели листьев стали все более широко использоваться для оценки физиологического состояния растений в различных условиях [2, 3].

Мы исследовали листья олеандра (*Nerium oleander*, *Apocynaceae*) методом термолюминесценции (ТЛ). Этот метод заключается в следующем. Высечку из центральной части листа при комнатной температуре в течение одной минуты освещали светом с длиной волны 725 нм (для стандартизации условий эксперимента) при комнатной температуре. После этого образец быстро охлаждали до  $-30^{\circ}\text{C}$  и затем в течение трех минут освещали насыщающим белым светом ( $30\text{ Вт/м}^2$ ). Потом лист охлаждали до  $-80^{\circ}\text{C}$  и нагревали до  $80^{\circ}\text{C}$  со скоростью около 30 град/мин. Интенсивность излучения регистрировали в процессе нагрева.

Типичные кривые ТЛ показаны на рисунке 1. На кривой ТЛ мы выделяем три полосы: в диапазоне от  $-40^{\circ}\text{C}$  до  $0^{\circ}\text{C}$  (полоса А); от  $0^{\circ}\text{C}$  до  $40^{\circ}\text{C}$  (полоса В) и от  $40^{\circ}\text{C}$  до  $80^{\circ}\text{C}$  (полоса С). В зависимости от возраста листа каждая из этих полос вносит разный вклад в общую светосумму ТЛ. Обозначим  $S_A/S_{\text{общ}}$  ( $S_C/S_{\text{общ}}$ ) площадь полосы А (С), отнесенную к площади всей кривой в диапазоне от  $-40^{\circ}\text{C}$  до  $80^{\circ}\text{C}$ . Ранее нами

были установлены корреляции люминесцентных показателей с фотосинтетической активностью листа [2]. Полоса А ТЛ является результатом рекомбинации электронов с первичных хиноновых акцепторов с положительными компонентами водорасщепляющего комплекса ФС 2.

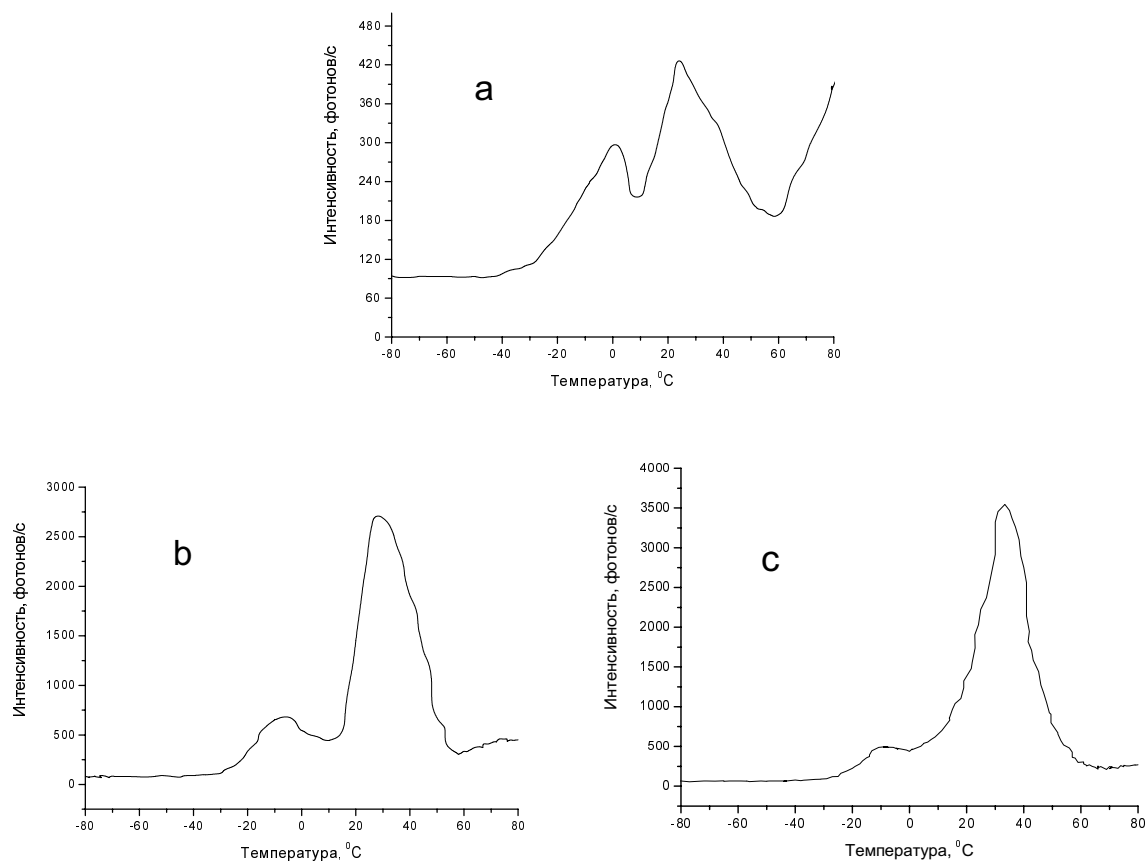


Рис. 1. Характерные кривые термолюминесценции: а – молодой лист, б – зрелый лист, с – старый лист

В молодых листьях преобладает первая фотосинтетическая система (ФС 1), а в зрелых листьях доминирует ФС 2. Однако с увеличением возраста листа резко уменьшается численность хлоропластов в единице площади. При этом в еще активно растущем листе уменьшается интенсивность фотосинтеза [1]. На основании этого можно объяснить уменьшение отношения  $S_A/S_{общ}$  у стареющего листа (Таблица 1). Известно, что в стареющих хлоропластах существенно меняется липидный состав мембран хлоропластов [1]. Некоторые исследователи считают, что ТЛ при высоких температурах (полоса С) имеет нефотосинтетическую природу [4]. Ранее мы обнаружили, что интенсивность полосы С связана со стрессовыми воздействиями на фотосинтетические объекты (недостаток минерального питания, действие различных химических соединений и др.) [5]. При таких воздействиях снижается “прочность” мембран хлоропластов. После замораживания и последующего нагревания листа наступает деструкция мембран. При высоких температурах происходит взаимодействие продуктов деструкции с кислородом, что приводит к свечению (при замене воздуха на инертные газы свечение отсутствует) [6]. Рост интенсивности ТЛ после 60° С у молодых листьев (Рис. 1а) возможно связан с тем, что мембраны хлоропластов недостаточно “прочные”. С возрастом мембраны менее подвержены деструктивным влияниям заморозки, но при старении отношение липиды/белки увеличивается, то есть происходит “ожирение” мембран и усили-

ваются окислительные процессы при нагревании (Таблица 1). В опытах с однодольной пшеницей ранее нами были получены похожие закономерности [3]. Отличие состоит в том, что у пшеницы величина  $S_C/S_{\text{общ}}$  с возрастом уменьшалась монотонно, а у олеандра зависимость этой величины имела минимум. Возможно, это связано с тем, что лист однодольной пшеницы формируется за счет интеркалярной меристемы.

Табл. 1. Термолюминесцентные характеристики листьев различной площади

Площадь листа, см <sup>2</sup>	0,3	7,8	22,1
$S_A/S_{\text{общ}}$	0,24	0,15	0,10
$S_C/S_{\text{общ}}$	0,35	0,13	0,25

Метод ТЛ может быть успешно применен для исследования структурно-функциональных изменений фотосинтетических объектов.

1. Мокронос А.Т. Онтогенетический аспект фотосинтеза. М.: Наука, 1981. 196 с.
2. Юрина Т.П., Умнов А.М., Караваев В.А., Солнцев М.К. Влияние мучнистой росы на физиологические процессы в листьях пшеницы // Физиология растений. 1992. Т. 39, вып. 2. С. 270-275
3. Полякова И.Б., Караваев В.А., Солнцев М.К., Чечулина А.А. Люминесцентные показатели в разных участках листа пшеницы в онтогенезе // Биофизика. 2003. Т. 48, вып. 6. С. 1108-1115.
4. Иноу Й., Сибата К. Термолюминесценция фотосинтетического аппарата Фотосинтез / Под. ред. Говинджи. М.: Мир, 1987. С. 680-712.
5. Солнцев М.К. О природе полосы термолюминесценции фотосинтетических объектов при 40 – 80 °С // Журн. физ. химии. 1989. Т. 63, № 7. С. 1959-1962.
6. Вашарош А., Солнцев М.К., Кукушкин А.К., Караваев В.А. Влияние кислорода на электронный транспорт в фотосинтетическом аппарате зеленого листа // Вестник Моск. ун-та. Сер. физ. астр. 1985. Т. 26. №5. С. 72-77.

УДК 535.372

## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИОЛОГИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ КУЛЬТУРЫ ПУРПУРНЫХ СЕРНЫХ БАКТЕРИЙ *CHROMATIUM SP.*

Милюков А.С., (1) Пацаева С.В., (2) Ростовцева Е.Л., (1) Южаков В.И.  
МГУ им. М. В. Ломоносова. 1 – Физический ф-т, 2 – Биологический ф-т

Спектральные методы изучения физиологического состояния пурпурных серных бактерий могут служить инструментом биомониторинга водоёмов, позволяющим обнаруживать начальные стадии реакции сообщества фототрофных бактерий на изменения физико-химических условий внешней среды. Целью нашего исследования является выяснение спектральных особенностей (поглощения, возбуждения и испускания флуоресценции) культуры пурпурных водорослей, выращенных в различных условиях. Спектры поглощения и флуоресценции измерялись на спектрофотометре Specord M40 и на спектрофлуориметрах Jobin Yvon 3CS и Perkin Elmer в стандартных кварцевых кюветках толщиной 1 см. Были получены следующие результаты:

1. Спектры поглощения бактериальной культуры имеют ярко выраженные максимумы поглощения протопорфирина при  $\lambda = 390$  нм и одной из форм бактериохлорофилла (Бхл800) около  $\lambda = 800$  нм.

2. Установлены три главные полосы флуоресценции культуры *Chromatium sp.* в УФ и видимой областях спектра:

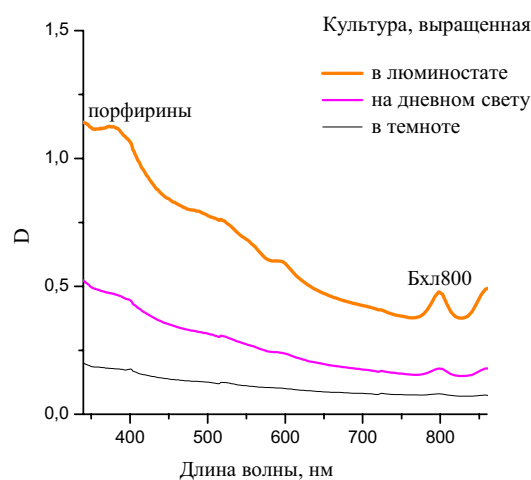
— широкая синяя полоса люминесценции клеток с максимум при  $\lambda = 440...450$  нм;

— УФ полоса триптофановых остатков белковых комплексов с максимумом при  $\lambda = 335$  нм при возбуждении длиной волны короче 270 нм;

— узкие полосы свечения порфириновых соединений с максимумом на 616 и 680 нм.

3. На интенсивность полос флуоресценции оказывают влияние различные факторы: условия культивирования *Chromatium sp.* (освещенность и состав питательной среды), а также физиологическое состояние культуры. При этом меняется соотношение интенсивностей полос флуоресценции.

4. Интенсивность свечения для всех трех полос флуоресценции при увеличении концентрации клеток в растворе сначала линейно возрастает, а затем выходит на насыщение. Обнаружено, что соотношение интенсивностей УФ полосы и «синей» люминесценции клеток зависит от физиологического состояния культуры: при старении культуры оно возрастает от 0,8 до 1,5. В то же время соотношение полос порфиринов и «синей» люминесценции, наоборот, при старении культуры значительно падает от 0,5 до 0,2. Эти соотношения могут применяться для оценки физиологического состояния клеток.



Спектры поглощения культуры *Chromatium sp.*, выращенной в различных условиях

УДК 577.3

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РАДИАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ О-О ВОДЫ КАК РЕЗУЛЬТАТ ПРОЕКЦИИ ЧЕТЫРЕХМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ В ТРЕХМЕРНОЕ ПРОСТРАНСТВО

Соловей А.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Как для свободной так и для связанной с биополимерами воды характерной особенностью является то, что исследование ее трехмерной структуры сталкивается со значительными трудностями, и, тем самым, исследователи вынуждены применять в той или иной степени, статистические методы. Одним из таких методов является рентгеноструктурное исследование структуры воды, а также рассеяние нейтронов. После обработки результатов можно получить радиальную функцию.

Радиальная функция О-О воды обладает рядом характерных особенностей, присущих именно жидкой воде. Интеграл под первым максимумом радиальной функции изменяет свое значение от 4.4 при низких температурах (порядка 0 С) до 4.8 при высоких температурах (порядка 80 С). Также следует отметить, что между первым (соответствующим первой координационной сфере) и вторым (соответствующим второй координационной сфере) максимумом на радиальной функции также присутствует промежуточный максимум на 3.7 Å. Считается, что молекула воды тетраэдрична – то есть число ближайших соседей, с которыми данная молекула образует связи равно четырем. Но следует отметить, что феномен бифуркатной водородной связи, недавно отмеченный экспериментально, говорит о том, что у данной молекулы воды может быть больше четырех ближайших соседей, связанный с данной молекулой водородными связями.

Общее мнение на настоящий момент состоит в том, что отличие значения интеграла под первым максимумом следует интерпретировать как отличие структуры воды от правильной тетраэдрической.

В настоящей работе предлагается другая интерпретация значения интеграла больше 4 у первого максимума на радиальной функции О-О воды. Эта интерпретация опирается на следующие представления. Предполагается, что трехмерная сетка водородных связей в воде может быть представлена, как проекция правильной четырехмерной структуры. Аргументом в пользу данной интерпретации, в частности служит тот факт, что угол при вершине четырехмерного симплекса составляет 104.5 – что с высокой точностью соответствует значению валентного угла Н-О-Н молекулы воды.

Значение интеграла под первым максимумом на радиальной функции и его зависимость от температуры можно объяснить с помощью проецирования правильной четырехмерной структуры в трехмерное пространство с различными весовыми функциями – геометрически соответствующими различным температурам. Тем самым «тетраэдрическая» вода – то есть структура льда-1h может быть рассмотрена как частный случай проекции четырехмерной структуры симплексов, такой проекции, при которой одно из направлений лежит строго по четвертой оси, и, тем самым, не присутствует в трехмерной структуре.

Проведено численное моделирование первой и второй координационных сфер для четырехмерного симплекса. К сожалению, пока не найдена соответствующая весовая функция «температуры», которая нормирует найденную радиальную функцию к виду, соответствующему трехмерной функции.

УДК 577.3 535.37

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВОДНО-СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ ГЛИЦИЛТРИПТОФАНА

Дубровский А.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Люминесценция свежеприготовленных водных растворов глицилтриптофана (ГТ) характеризуется полосой с максимумом при 355 нм. Обнаружено появление дополнительной полосы с максимумом при 395 нм при возбуждении на 300 нм через неделю после приготовления субмикромольных растворов. Этот эффект отсутствовал при более высоких концентрациях ГТ. Растворы стояли при комнатной температуре в темноте. Пробирки были закрыты с целью исключения попадания пыли при наличии

контакта с воздухом. Хранение при 7°C препятствует появлению эффекта: дополнительная полоса не появляется даже после 2 мес. хранения.

Использование для приготовления растворов особо чистой деионизованной воды Milli-Q и наличие эффекта только в случае сильно разбавленных растворов позволяют предположить существенную роль собственного строения воды в возникновении эффекта. Под собственным строением (структурой) воды здесь понимаются строение и динамические особенности пространственной сетки водородных связей в жидкой воде, не возмущенной достаточно большим количеством посторонних частиц. Известно, что из-за явления гидратации заряженных частиц сетка Н-связей в водных растворах электролитов приобретает свойства, отличные от чистой воды. В связи с этим были исследованы водно-солевые растворы ГТ.

Установлено увеличение интенсивности полосы люминесценции с максимумом при 355 нм при переходе от свежеприготовленного  $6 \cdot 10^{-7}$  М водного раствора ГТ к свежеприготовленным водно-солевым растворам ГТ. В 0,1 М водных растворах сульфата аммония, калия или натрия происходит увеличение интенсивности люминесценции ГТ при 355 нм на 16%. В растворах хлорида калия или натрия интенсивность люминесценции возрастает на 8% (прирост интенсивности в 2 раза меньше, что соответствует одновалентности хлорид-анионов в отличие от двухвалентности сульфат-анионов). Через 12 суток хранения наблюдали увеличение интенсивности люминесценции при 395 нм относительно исходного уровня, наблюдаемого в свежеприготовленных растворах. При хранении в водном растворе появляется максимум при 395, а интенсивность люминесценции возрастает в 3,25 раза (на 225%). В водно-солевых растворах ГТ также происходит увеличение интенсивности при 395 нм, но без появления максимума: в 0,1 М водном растворе сульфата аммония – на 50%, в растворе сульфата калия – на 85%, в растворе сульфата натрия – на 20%, в растворе хлорида калия – на 105%, в растворе хлорида натрия – на 65%. Интенсивность полосы с максимумом при 355 нм также претерпевает изменения при хранении. За 12 суток хранения  $6 \cdot 10^{-7}$  М водно-солевых растворов ГТ возникает следующее расхождение с водным раствором, также хранившимся в течение 12 суток: в 0,1 М водном растворе сульфата аммония и хлорида натрия интенсивность люминесценции ГТ на 20% больше, чем в водном растворе, в растворе сульфата калия – на 2% больше, в растворе сульфата натрия – на 65% меньше, в растворе хлорида калия – на 115% больше.

Таким образом, установлено, что интенсивность люминесценции свежеприготовленных субмикромольных растворов ГТ увеличивается при добавлении солей, а величина эффекта зависит от природы аниона. При хранении растворов ГТ происходит появление новой полосы люминесценции, интенсивность которой зависит как от аниона, так и от катиона добавляемой соли. Эти эффекты наблюдаются только при достаточно малых концентрациях ГТ и достаточно высокой температуре.

УДК 577.346

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЗМА ДЕЙСТВИЯ ФОТОСИНТЕТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА РАЗЛОЖЕНИЯ ВОДЫ

\*\*)Денисенко А.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Расщепление воды и выделение кислорода в фотосинтезе происходит в комплексе разложения воды (КРВ) в ходе следующей реакции:  $2\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{O}_2 + 4\text{H}^+ + 4\text{e}^-$  [1].

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Для обеспечения этой реакции необходимо последовательное поглощение четырех квантов света. Поглощение реакционным центром кванта света сопровождается разделением зарядов – восстановлением феофетина и окислением первичного донора  $P_{680}$ . Окисленный первичный донор  $P_{680}^+$  обладает уникально высоким для биологических соединений окислительно-восстановительным потенциалом (около 1,2 В), достаточным для окисления воды, и окисляет вторичный донор электронов, которым является остаток тирозина  $Y_z$ , расположенный в позиции 161 в аминокислотной последовательности интегрального полипептида D1 (33 кДа). Полипептид D1 совместно с полипептидом D2 (33 кДа) формируют реакционный центр ФС II. В свою очередь окисленный переносчик электронов  $Y_z$  окисляет марганцевый кластер. Последовательное поглощение четырех квантов света сопровождается последовательным удалением из марганцевого кластера четырех электронов, в результате чего окисленный марганцевый кластер окисляет две молекулы воды и восстанавливается до исходного редокс-состояния, завершая тем самым каталитический цикл. Этот каталитический цикл носит название S-цикла. Он состоит из пяти S-состояний  $S_0-S_4$ . Каждому S-состоянию соответствует определенная степень окисления катионов, образующих марганцевый кластер.

Несмотря на то, что к настоящему времени получено уже много экспериментальных данных о КРВ, механизм его работы до сих пор не ясен. В связи со сложностью изучаемой системы важную роль в исследовании механизма разложения воды занимают теоретические расчеты, дающие дополнительную информацию, которую невозможно на настоящий момент получить из экспериментов. Однако и проведение теоретических расчетов до недавнего времени было затруднено, поскольку строение КРВ не было точно известно. Появившиеся в конце января 2004 года в Protein Data Bank новые данные о структуре второй фотосистемы с разрешением 3,5 Å [2] позволили провести теоретические расчеты энергетических характеристик КРВ. В нашей работе впервые не только проведены подобные теоретические расчеты энергетических характеристик комплекса, но и подробно проанализировано строение КРВ с использованием методов квантовой химии для координационных соединений [3].

Квантовомеханический анализ строения модели КРВ, предложенной в работе [2], показал, что для стабильности (минимума потенциальной энергии) комплексу не хватает еще одного отрицательного заряда и двух неподеленных пар электронов. С учетом этого модель [2] была дополнена ионом хлора и молекулой воды (рис. 1). Использование

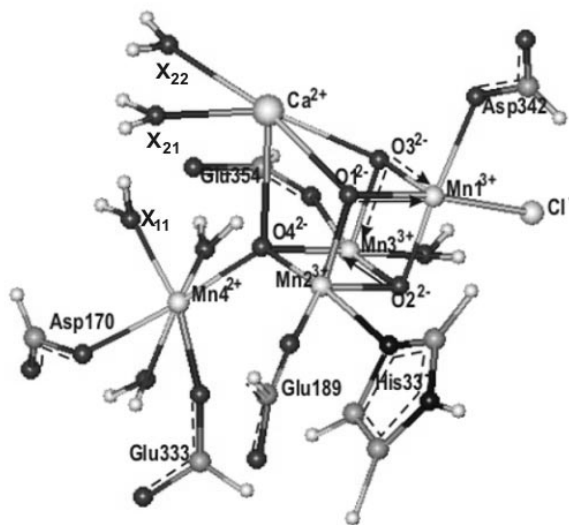


Рис. 1. Модель КРВ, построенная на основе данных рентгеновской спектроскопии. Показано  $S_0$ -состояние

правил 18 и 10 электронов теории поля лигандов [4] позволило построить весь каталитический S-цикл КРВ, т.е. предложить новую гипотезу разложения воды в фотосинтезе. В работе [3] подробно рассмотрены все этапы этого цикла. Здесь же приводится лишь схема каталитического S-цикла КРВ без объяснений (рис. 2). Предложенная схема согласуется со многими экспериментальными данными, известными о комплексе в различных его окислительных состояниях. Помимо построения гипотезы разложения воды

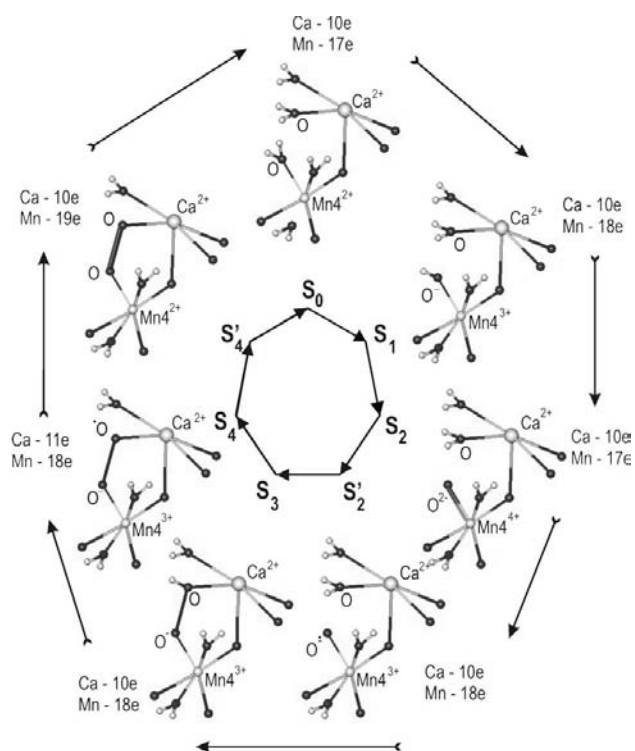


Рис. 2. Новая гипотеза образования кислорода при фотосинтезе. Последовательно показаны  $S_i$ -состояния. Из всего комплекса показаны только  $Mn4$  и  $Ca$ , поскольку другие марганцы в ходе реакции не участвуют и не изменяют своих окислительных состояний. Рядом с каждым рисунком написано количество электронов, занимающих групповые МО  $Ca$  и  $Mn4$

иона  $Mn$ , ион  $Ca$  не так охотно меняет свое окислительное состояние. Именно это свойство иона  $Ca$  и способствует формированию молекулы кислорода на этапе  $S_4$ .

Помимо априорного анализа модели КРВ в работе был проведен и теоретический расчет энергетических состояний комплекса. Для расчета мы использовали программный пакет HyperChem и полуэмпирический метод ZINDO, поскольку это единственный метод, подходящий для расчета систем с переходными металлами. Были проведены многочисленные попытки оптимизации системы с использованием различных методов оптимизации, но все эти попытки не увенчались успехом. В результате оптимизации структура комплекса очень сильно искажалась, даже при закреплении тех частей комплекса, положение которых было взято из структуры [2]. Поэтому мы пришли к выводу, что метод ZINDO не подходит для оптимизации геометрии комплексов с переходными металлами. Хотя оптимизировать структуру программа нам не позволяет, но зато мы можем рассчитать энергию системы в одной точке, т.е. энергию данной приведенной структуры. Такой расчет был выполнен и оказалось, что энергия комплекса в различных  $S$ -состояниях имеет положительное значение, то есть предложенная структура неустойчива. Варьируя расстояния до молекул, которые были добавлены нами в систему (ион хлора и молекула воды), удалось получить отрицательные значения энергий связи на каждом этапе  $S$ -цикла. Таким образом, удалось вручную без использова-

в нашей работе были решены и другие задачи. Впервые объяснена роль трех марганцев, которые не принимают непосредственного участия в разложении воды. Предполагается, что эти три иона марганца, как, впрочем, и кубический кластер, который они формируют, играют главную роль для обеспечения процесса разложения воды. Благодаря специально подобранному окружению  $Mn$ -кластер не позволяет функциональному иону  $Mn4$  восстанавливаться за счет электронов кластера, что подталкивает  $Mn4$  к окислению воды. Кубический кластер, образованный ионами марганца, кальция и кислорода, необходим для обеспечения нужной для функционирования КРВ геометрии. Расположение иона  $Mn4$  в отдалении от кубического кластера также не случайно. Это способствует сближению  $Mn4$  и  $Ca$  на этапе образования связи между кислородами разлагающихся молекул воды. В работе также объяснена роль иона кальция в разложении воды. Ион  $Ca$  не является переходным металлом, но в ряду химических элементов он предшествует им. Его электронное строение:  $3s^2 3p^6 4s^2$ . То есть  $3p$ - и  $4s$ -орбитали полностью заполнены, а  $3d$ -оболочка пуста. В отличие от



ния сложных программ оптимизации геометрии получить стабильную структуру комплекса.

В заключение нужно отметить, что, насколько нам известно, подобный квантово-механический анализ модели, основанной на последних рентгеноструктурных исследованиях строения КРВ, впервые используется для понимания функционирования КРВ.

Хочу поблагодарить своего научного руководителя Кукушкина А.К. за постановку задачи, помощь в понимании тематики и ценные замечания, а также Полтева С.В. за полезные советы по работе с программой HyperChem.

Работа частично была поддержана грантом по программе «Университеты России»

1. Рубин А.Б. Биофизика. М.: Книжный дом «Университет», 2000. Т.2, стр. 330-336.
2. Ferreira K.N., Iverson T.M., Maghlaoui K., Barber J., Iwata S.// Science. 2004. V. 303. P. 1831-1838.
3. Денисенко А.С., Кукушкин А.К.// Биофизика (в печати).
4. Минкин В.И., Симкин Б.Я., Миняев Р. М. Теория строения молекул. Ростов-на-Дону: «Феникс», 1997, 53-154 с., 407-453 с.

УДК 57.577.31

## КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИТОХОНДРИАЛЬНОЙ АДЕНИН НУКЛЕОТИД ТРАНСЛОКАЗЫ

<sup>\*\*</sup>)Метелкин Е.А., Демин О.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Аденин нуклеотид транслоказа (АНТ) один из наиболее важных белков, участвующих в энергетическом метаболизме клетки. Белок локализован на внутренней мембране митохондрии и его основной задачей обеспечение обмена АТФ и АДФ между митохондриальным матриксом и цитоплазмой. Ранее было показано, что во многих случаях скорость работы переносчика лимитирует окислительное фосфорилирование [1], а поскольку роль антипортера уникальна, даже частичное повреждение белка приводит к серьезным нарушениям в метаболизме всей клетки.

Несмотря на то, что АНТ считается одним из наиболее изученных транспортных белков митохондрии, механизм его функционирования и состав функциональной единицы до сих пор являются темами для обсуждения. В связи с этим, основной целью настоящей работы является построение математической модели АНТ исходя из выдвинутых ранее гипотез и проверка соответствия модели всем доступным экспериментальным данным.

Основываясь на данных по трехмерной структуре АНТ [2], а также результатах работ по связыванию антипортера с его ингибиторами [3], нами была построена кинетическая модель, которая учитывает зависимость скорости транспорта от концентраций АТФ и АДФ, а также от величины  $pH$  и электрического потенциала мембраны. Параметры модели были оценены на основании экспериментальных данных [4] по кинетике

<sup>\*\*</sup>) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

электрогенного обмена аденилатов посредством АНТ. Было показано, что единым набором параметров модели можно описать поведение переносчика при любых экспериментальных условиях, что может свидетельствовать о хорошем соответствии модели реальному переносчику. Кроме того, построенная модель позволила сделать предсказания особенностей поведения переносчика не наблюдаемые ранее экспериментально.

1. Kholodenko B.N. "Control of mitochondrial oxidative phosphorylation" // *J.Theor.Biol.*, 1984, v.107, p.179-188
2. Pebay-Peyroula E., Dahout-Gonzalez C., Kahn R., Trezeguet V., Lauquin G.J.M., Brandolin G. "Structure of mitochondrial ADP/ATP carrier in complex with carboxyatractyloside" // *Nature*, 2003, v.426, p.39-44
3. Brandolin G., Doussiere J., Gulik A., Gulik-Krzywicki T., Lauquin G.J.M., Vignais P.V. "Kinetic, binding and ultrastructural properties of the beef heart adenine nucleotide carrier protein after incorporation into phospholipid vesicles" // *Biochim.Biophys.Acta*, 1980, v.592, p.592-614.
4. Kraemer R., Klingenberg M. "Electrophoretic control of reconstituted adenine nucleotide translocation. Biochemistry" // *Biochemistry*, 1982, v.21, p.1082-1089

УДК 577.346

## КИНЕТИКА БЫСТРОЙ И ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ФОТОСИСТЕМЫ II ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЁН: ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Киржанов Д.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В данной работе используется математическая модель, ранее разработанная сотрудниками кафедры биофизики физического факультета МГУ [1,2]. Модель учитывает наличие двух фотосистем, цепочки электронного транспорта и цикла Кальвина. Для ускорения вычислений в систему дифференциальных уравнений, описывающих процессы в модели, введены малые параметры. Модель успешно использовалась для описания процессов, имеющих характерные времена порядка 10 мс. С её помощью описаны быстрая и замедленная люминесценция фотосистемы II при постоянном и модулированном освещении, кинетики превращений пигментов реакционных центров, компонентов электронно-транспортной цепи и метаболитов цикла Кальвина. Однако данная модель ранее не использовалась для исследования природы замедленной флуоресценции фотосистемы II. Предполагается, что флуоресценция может состоять из двух компонент: быстрой флуоресценции пигментов антенны и рекомбинационной флуоресценции фотосистемы II. Так же представляют интерес кинетики индукции и затухания флуоресценции, не разрешенные ранее в модели из-за использования малых параметров.

Для исследования процессов, происходящих на малых временах, была составлена эквивалентная модель, не содержащая малых параметров. При выбранных константах скоростей реакций для обеспечения устойчивости решения требуется выбирать шаг интегрирования не более  $5 \cdot 10^{-13}$  с, что существенно увеличивает время счёта. На современном персональном компьютере интервал в 10 мс модельного времени может быть вычислен за время порядка 10 часов. При использовании указанного шага интегрирования за это время выполняется около  $3 \cdot 10^{10}$  итераций.

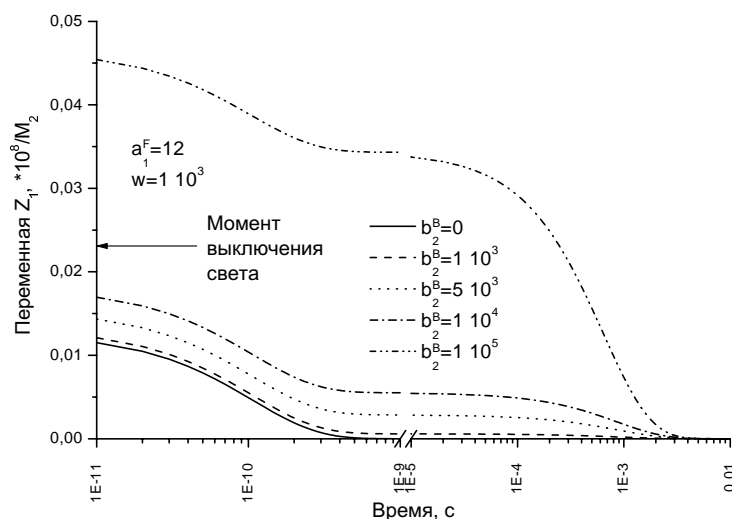


Рисунок 1. Две стадии уменьшения переменной  $Z_1$  после выключения освещения при различных скоростях реакции рекомбинации (параметр  $b_2^B$ ).

числений с использованием различных скоростей реакции рекомбинации. Численное интегрирование показывает, что в модели интенсивность флуоресценции фотосистемы II (переменная  $Z_1$ ) уменьшается в 2 этапа. Первый этап уменьшения интенсивности флуоресценции фотосистемы II продолжается около  $10^{-9}$  с. Второй этап уменьшения интенсивности флуоресценции фотосистемы II имеет продолжительность порядка  $2 \cdot 10^{-3}$  с и объясняет наблюдаемую в эксперименте замедленную флуоресценцию.

Таким образом, открыты перспективы для использования существующей модели на временах от  $10^{-11}$  с до  $10^{-3}$  с, что актуально в связи с появлением новых экспериментальных данных о процессах, происходящих в системе на малых временах.

Работа частично была поддержана грантом по программе «Университеты России»

1. Кукушкин А.К., Тихонов А.Н. Лекции по биофизике фотосинтеза высших растений. – М.: Издательство МГУ, 1988.– 320 с.: ил.
2. Караваев В.А., Кукушкин А.К. Теоретическая модель световых и темновых процессов фотосинтеза: проблема регуляции // Биофизика. – 1993. – т. 38, вып. 6.– С. 958-975

УДК 577.3

## МОСТИКОВЫЕ СТРУКТУРЫ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ ДНК В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИСПЕРСИЯХ

Курносов А.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

При добавлении к водно-солевым растворам нуклеиновых кислот полиэтиленгликоля образуются дисперсные системы, называемые жидкокристаллическими дисперсиями (ЖКД).

Соседние молекулы НК, фиксированные в структуре жидкого кристалла, могут быть использованы в качестве «строительных блоков» в химических реакциях, реализуемых как с участием пар оснований, так и соединений, которые могут быть присоединены к молекулам НК. В частности, с молекулами НК, находящимися в жидкокристаллическом состоянии, связывается антибиотик дауномицин (ДАУ) и образуют комплексы ионы двухвалентной меди  $\text{Cu}^{2+}$ , а также имеет место образование «мостиков» между соседними молекулами НК. Мостики представляют собой плоские хелатные комплексы из чередующихся ионов меди и молекул ДАУ.

В соответствии с подходом, развитым в [1-3], была выбрана модель адсорбции, описывающая образование мостиковых структур в растворе ДНК. В рамках модели получена система уравнений адсорбции:

$$\begin{aligned} r_1 &= C_f (1 - R - r_1 - r_2) \exp(-\Delta\epsilon_1); \\ r_2 &= C_u (1 - R - r_1 - r_2) \exp(-\Delta\epsilon_2); \end{aligned} \quad (1)$$

$$R (1 - R) = C_u n + 1 C_f n (1 - R - r_1 - r_2)^2 \exp(-2\Delta\epsilon_2 - 2n\Delta\epsilon);$$

где  $C_f$ ,  $C_u$  – концентрации свободных молекул ДАУ и ионов меди соответственно;  $\Delta\epsilon_1$  – энергия связи ДАУ с ДНК;  $\Delta\epsilon_2$  – энергия связи  $\text{Cu}^{2+}$  с ДНК;  $\Delta\epsilon$  – энергия связи  $\text{Cu}^{2+}$  с ДАУ в мостике;  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $R$  – степень заполнения ДНК молекулами ДАУ, ионами меди и мостиками соответственно;  $n$  – число молекул ДАУ в мостике ( $n = 5$ ).

С помощью системы (1) и уравнений материального баланса можно рассчитывать зависимость концентрации мостиков от концентраций ДАУ и меди в растворе, а также определять энергии связывания, как параметры, из экспериментальных данных.

На рис. 1 приведены теоретические кривые (сплошные линии) и полученные методом кругового дихроизма экспериментальные данные заполнения ДНК мостиками в зависимости от концентрации меди в растворе при концентрациях ДАУ 27.3 и 15.6 мкМ.

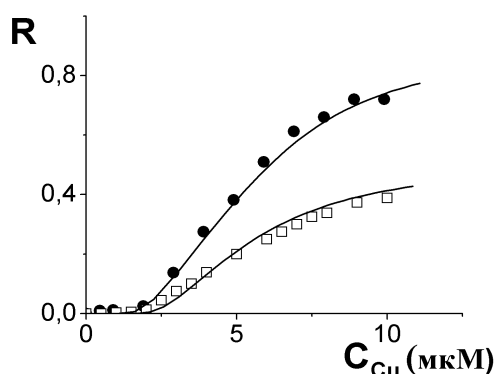


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические кривые, описывающие возрастание степени заполнения ДНК мостиками при добавлении в раствор, содержащий жидкокристаллические дисперсии, ионов меди. Эксперименты проводили при двух значениях концентрации ДАУ в растворе – 15.6 ( $\square$ ) и 27.3 мкМ ( $\bullet$ )

1. Нечипуренко Ю.Д., Стрельцов С.А., Евдокимов Ю.М. //Биофизика 2001, том 46, вып.3, с. 428-435.
2. Нечипуренко Ю.Д., Захаров М.А., Саянов В.И., Евдокимов Ю.М.// Биофизика 2002, том 47, вып. 4, с 600-606.
3. Нечипуренко Ю.Д., Рябоконт В.Ф., Семенов С.В., Евдокимов Ю.М.// Биофизика 2003, том 48, вып. 4, с. 635-643.

## О СТРУКТУРЕ БЕЛКОВ, СФОРМИРОВАННЫХ ИЗ L И D-АМИНОКИСЛОТ

Союнов Г.М.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

К хиральным объектам относятся объекты, которые не могут быть совмещены со своим зеркальным отображением. Важно отметить, что хиральные соединения имеют различия только в оптической активности. Физико-химические свойства хиральных объектов абсолютно идентичны (растворимость, температура плавления, внутренняя энергия).

Аминокислоты в составе белков представлены L-формой, а рибоза, входящая в состав рибонуклеиновых кислот имеет только D-форму.

Существуют две основные теории возникновения хиральной асимметрии (или зеркальной асимметрии) в биологическом мире. Первая теория (биогенная) предполагает возникновение трех видов организмов, систематизированных по своему хиральному составу: рацемический организм и два хиральных антипода [1]. В жесткой борьбе за существование и дальнейшее развитие побеждали организмы наиболее простые и одновременно быстро размножавшиеся. Возникновение даже простейших самореплицирующихся систем могло происходить только в хирально чистых условиях. Согласно биогенной теории, причиной биологической асимметрии является случайность: один из антиподов преобладал в количественном отношении.

Вторая теория (абиогенная) предполагает наличие внешних факторов, повлиявших на рацемический состав пребиотической среды [2].

Хиральная асимметрия, присущая современной биосфере, столкнулась с мощным потоком зеркально асимметричных соединений, источником которых является деятельность человека. Хиральное загрязнение может привести к необратимым опасным изменениям в среде обитания организмов [3,4].

Стабильная конфигурация L-аквапорина на  $\Delta E = 146,1$  ккал/моль выгоднее чем конфигурация D-аквапорина. Учитывая, что энергия клетки складывается из энергий ее компонентов (белков, в т.ч. аквапорин, липиды и т.д.), можно утверждать, что клетка с L-аквапорином будет стабильнее клетки с D-аквапорином. Это утверждение можно считать одним из ответов на вопрос о «выборе природы» именно клеточных L-белков в процессе предбиологической эволюции.

Несмотря на пространственную идентичность D-изомера аминокислоты и зеркального отражения L-изомера аминокислоты, структура белка, состоящего только из D-аминокислот, не идентична зеркальному «отображению» нативной структуры человеческого аквапорина.

1. Чернавский Д.С.// Проблема происхождения жизни и мышления с точки зрения современной физики.// «Успехи Физических Наук», том 170 (2000), №2 С. 157-183
2. Гольданский В.И., Кузьмин В.В.//Спонтанное нарушение зеркальной симметрии в природе и происхождение жизни// «Успехи Физических Наук», том 157 (1989), №1 С. 1-50
3. Яковенко Л.В., Дмитриев А.В., Твердислов В.А.//Нарушение ионной избирательности при рацемизации аминокислот селективного фильтра канала  $K_{CS}A$  //(в печати)

4. Сидорова В.В., Твердислов В.А.//Экологические проблемы хиральной безопасности биосферы//(в печати)

УДК 57.577.31

### КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПУТИ БИОСИНТЕЗА ЛЕЙЦИНА ESCHERICHIA COLI

Мачавариани М.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Путь синтеза лейцина из  $\alpha$ -кетозидовальерьяновой кислоты, является независимой частью в разветвленной цепи биосинтеза аминокислот (лейцина, изолейцина и валина), которые являются важнейшими компонентами белкового синтеза.

Для решения задачи теоретического изучения пути биосинтеза лейцина нами была построена кинетическая модель, которая представляет собой систему простых дифференциальных уравнений. Решение системы при различных значениях параметров описывает зависимость концентраций метаболитов от времени, в различных условиях эксперимента. Модель включает в себя 4 фермента (2-изопропилмалат синтетазу, 1-изопропилмалат изомеразу, 3-изопропилмалат дегидрогеназу и ароматическую аминоксид-трансаминазу), а также притоки и оттоки начальных и конечных метаболитов посредством взаимодействия с другими метаболическими системами и транспорта.

Для каждого фермента на основании литературных данных мы определили каталитический цикл, вывели уравнение скорости и определили параметры, входящие в выражение скорости. После определения метаболических и регуляторных связей системы, мы объединили полученные выражения скоростей в общую модель, которая позволяет определить зависимость скорости синтеза лейцина от времени, рН, температуры и концентрации промежуточных метаболитов. Кроме того, на основе модели, нами были построены теоретические зависимости стационарных состояний от моделируемых условий.

УДК 577.323.2

### ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И КИНЕТИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ, ВЛИЯЮЩИХ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ ГЕЛЕВОГО ОЛИГОНУКЛЕОТИДНОГО МИКРОЧИПА

\*\* )Сорокин Н.В., Чечеткин В.Р., Лившиц М.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Биологические микрочипы являются основой развивающейся новой технологии генетических, биохимических и биомедицинских исследований. Биочип представляет собой стеклянную или пластиковую пластинку с размещенным на ней множеством миниатюрных ячеек - "микропробирок" – для параллельного тестирования биологической пробы со многими молекулярными зондами. Принцип использования биочипа состоит в выявлении избирательного связывания анализируемых биомолекул с молекулярными

---

\*\* ) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

зондами, зафиксированными в отдельных гелевых ячейках. Зондами могут служить олигонуклеотиды, белки или иные лиганды. Образующиеся комплексы анализируемая проба-зонд регистрируются с помощью флуоресцентной метки.

Для практического применения биочипа как диагностического прибора важными параметрами являются величина полезного флуоресцентного сигнала и отношение сигналов, отвечающих «правильному» и ошибочному связыванию (дискриминантное отношение).

Было замечено, что за времена, обычно используемые для гибридизации (~12-24 часов), флуоресцентный сигнал не достигает насыщения, т.е. процесс связывания прекращают до достижения равновесного состояния. Между тем с увеличением продолжительности гибридизации дискриминантное отношение нарастает, лишь в пределе приближаясь к уровню, который определяется равновесными параметрами «правильного» и ошибочного связывания.

Теоретическое исследование, проведенное нами ранее [1, 2], показало, что кинетика гибридизации в геле обусловлена механизмом «задержанной диффузии». Миграция анализируемых молекул внутрь гелевых ячеек многократно прерывается связыванием с неподвижными молекулами зонда. Задержка диффузии зависит от концентрации иммобилизованных в геле молекул зонда и от прочности связывания биомолекулы с зондом.

В настоящей работе экспериментально показано, что снижение концентрации (в 7 раз) и уменьшение длины иммобилизованного олигонуклеотида (зонда), использование более крупнопористого геля, повышение температуры и добавление в раствор дестабилизирующих дуплексы агентов ускоряет кинетику гибридизации. Комплексное применение упомянутых средств привело к более чем 2-кратному повышению дискриминационного отношения даже при сокращении продолжительности гибридизации до ~ 3 часов.

Постгибризационная отмывка позволила добиться еще более значительного увеличения дискриминационной способности микрочипа. Проведен сравнительный анализ различных по пористости гелей.

Таким образом, результатом проведенного нами исследования стало существенное повышение эффективности работы используемых биочипов: сокращение времени, требуемого для надежного тестирования и увеличение их разрешающей способности.

1. M.A.Livshits, A.D.Mirzabekov "Theoretical analysis of the kinetics of DNA hybridization with gel-immobilized oligonucleotides" // Biophysycal Journal, 1996, т.71, № 5, с.2795-2801.
2. Sorokin, N.V., V.R. Chechetkin, M.A. Livshits, V.A. Vasiliskov, A.Y. Turygin, and A.D. Mirzabekov "Kinetics of hybridization on the oligonucleotide microchips with gel pads" // Jounal of Biomolecular Structure & Dynamics, 2003, т.21, с.279-288.

УДК 577.3; 544.7

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТОВ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ И МОДЕЛЬНЫМИ МЕМБРАННЫМИ СТРУКТУРАМИ

Дементьев А.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Взаимосвязь молекулярной организации и функций различных биологических структур является предметом интенсивных исследований на протяжении ряда лет бла-

годаря первостепенной важности данного вопроса, как для фундаментальной науки, так и для широкого круга биологических и медицинских приложений. С другой стороны, понимание механизмов и особенностей супрамолекулярной структурной организации в биологических и коллоидных молекулярных системах и ее связи с процессами, происходящими в этих системах, является необходимой основой для последующего получения новых гибридных и искусственных функциональных систем, обладающих высокой эффективностью и стабильностью.

В настоящей работе методом спиновых зондов исследовалось взаимодействие двух различных поликатионов с мембранами липосом, изучалось влияние поликатионов на структуру липосомальных мембран. В качестве носителя отрицательного заряда на липосомальных мембранах использовались кардиолипин и стеариновая кислота. Поликатионы на основе поли-4-винилпиридина (PVP-30 и PVP-90) с 30% и 90% этилпиридиновых групп несут постоянный положительный заряд благодаря четвертичному аммонiu и отличаются друг от друга линейной плотностью заряда. Мы использовали следующие метки: 5-доксил-стеарат (5-SASL), 16-доксил-стеарат (16-SASL). Из экспериментов было установлено, что параметр порядка липосомальных мембран изменяется в пределах от, примерно, 0.55 до 0.60 после инкубирования липосомальной суспензии с насыщающей (по заряду) концентрацией PVP-30. Максимальное полученное значение параметра порядка после инкубирования липосом в насыщающем (по заряду) растворе PVP-90 составляет 0.58. Таким образом, было установлено, что поликатион с большей линейной плотностью заряда в меньшей степени влияет на спектры метки 5-SASL, парамагнитный фрагмент которой находится близко к поверхности бислоя. В то же самое время, спектры метки 16-SASL, парамагнитный фрагмент которой находится в глубине бислоя, не претерпевают каких-либо значительных изменений в процессе адсорбции поликатионов на мембрану.

Кроме того, в настоящей работе были получены новые гибридные структуры – комплексы тилакоид/полиэлектролит, исследовано влияния полиэлектролита на структуру, электростатику поверхности и функционирование тилакоидных мембран. Для создания комплексов в водной фазе использовались тилакоиды бобов и поликатион полиалиламин гидрохлорид (ПААН). Создание комплексов тилакоид/полиэлектролит, иммобилизованных на поверхности твердотельной подложки, производилось посредством последовательной послойной адсорбции тилакоидов и молекул ПААН. Морфология полученных структур, изучалась с помощью метода сканирующей электронной микроскопии. Влияние комплексообразования на светоиндуцированный электронный транспорт в тилакоидных мембранах изучалось методом ЭПР. Исследование структуры и электростатики тилакоидных мембран производилось методом спиновых зондов. Использовались следующие метки: 5-SASL, метил-16-доксил-стеарат (16-SASL-Me), и катионная молекула САТ9. Было показано, что при изменении концентрации ПААН в широких пределах связывание ПААН с тилакоидной мембраной не вызывает существенного ингибирования процессов фотоиндуцированного электронного транспорта. Значения параметра порядка ( $S=0.7$ ) и времени вращательной корреляции ( $\tau = 9 \times 10^{-10}$  sec) были оценены по соответствующим ЭПР спектрам спиновых меток. Показано, что образование комплексов тилакоид/полиэлектролит не приводит к значительным изменениям этих параметров. В то же время, поверхностный потенциал тилакоидной мембраны монотонно возрастает с  $-18$  mV (контроль без поликатиона) до  $-7$  mV ( $10^{-3}$  M ПААН), что свидетельствует об адсорбции поликатиона на поверхность мембраны.



Таким образом, параметр порядка тилакоидных мембран не изменяется в процессе адсорбции поликатиона. В то же время, параметр порядка липосомальных мембран увеличивается до значения 0.6, которое меньше параметра порядка исходных тилакоидных мембран. Можно допустить, что связывание поликатиона с тилакоидной мембраной не приводит к каким-либо существенным изменениям структуры мембраны потому, что липидный матрикс данной мембраны является уже стабилизированным нелипидными компонентами. С другой стороны, возможно, поликатион взаимодействует в основном с нелипидными компонентами мембраны, такими как белки, и в силу этого никаких существенных изменений структуры не наблюдается.

Совокупность полученных результатов свидетельствует о том, что существуют различия во влиянии поликатионов с разной линейной плотностью заряда на структуру липидных мембран. Кроме того, результаты экспериментов с хлоропластами свидетельствуют о физиологически-мягком влиянии полиэлектролитов на тилакоидные мембраны, что открывает возможности создания новых гибридных функциональных структур, содержащих биологические компоненты и полимеры.

УДК 535.37.379

## ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭФФЕКТА ТЯЖЕЛОГО АТОМА НА БИОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СИСТЕМЫ РАЗЛИЧНЫХ ОРГАНИЗМОВ

<sup>\*</sup>)Кириллова Т.Н.

*Институт биофизики Сибирского отделения российской Академии Наук*

Биоломинесцентная система светляков имеет две характерные черты, существенно отличающие ее от других систем: высокий квантовый выход (до 100%) и необходимое участие в реакции АТФ.

Для изучения эффективности переноса энергии в эмиттере светляков использован ряд галогенидов калия с различной массой галогена (для варьирования скорости интеркомбинационной конверсии в эмиттере).

Продемонстрирована корреляция между коэффициентами ингибирования биоломинесценции светляков ( $K_i$ ) и массой галогенида:  $K_i$  солей увеличивается с увеличением атомного веса анионов. Сравнение величин  $K_i$ , указывает на меньшую эффективность воздействия галогенидов калия на светляковую систему по сравнению с ранее изученной бактериальной.

Причиной наблюдаемого уменьшения интенсивности биоломинесценции в присутствии галогенидов калия может быть несколько процессов. Одной из них является влияние на S-T -конверсию. Второй возможной причиной является действие галогенидов калия непосредственно на саму глобулу белка, приводящее к изменению его каталитической активности.

Для оценки вклада первого механизма в общее уменьшение интенсивности биоломинесценции проведен ряд модельных экспериментов, в которых было использовано фотовозбуждение модельных флуоресцентных соединений близких по химической природе к эмиттерам биоломинесценций. С помощью раствора ФМН моделировали

---

<sup>\*</sup>) Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

действие галогенидов калия на эмиттер бактериальной биолюминесценции, а с помощью раствора  $\text{LN}_2$  действие галогенидов калия на эмиттер светляковой биолюминесценции.

По рассчитанным коэффициентам ингибирования фотолюминесценции ФМН и  $\text{LN}_2$  можно сказать, что зафиксирован внешний эффект тяжелого атома для фотолюминесценции модельных соединений: в ряду галогенидов с ростом атомной массы аниона наблюдается уменьшение интенсивности фотолюминесценции ФМН,  $\text{LN}_2$ .

При сравнении влияния галогенидов калия на биолюминесценцию и фотолюминесценцию модельных растворов видно, что  $K_i$  биолюминесценции светляков в несколько раз больше, чем для фотолюминесценции  $\text{LN}_2$ ; кроме того, для бактериальной биолюминесценции аналогичные величины различаются на порядки. Следовательно, воздействие на каталитическую активность фермента больше чем влияние на S-T конверсию.

Результаты работы показали, что светляковая биолюминесценция менее чувствительна к действию экзогенных соединений, чем бактериальная с точки зрения их влияния на межмолекулярные и внутримолекулярные переносы энергии.

1. Сандалова Т.П., Угарова Н.Н. "Модель активного центра люциферазы светляков" // Биохимия, 1999, т. 64, вып. 8, С. 1143-1150.
2. Kudryasheva N.S., Nemtseva E.V., Kirillova T.N., Exogenous compounds in studying the mechanism of electron-excited state formation in bioluminescence, Biopolymers 2004 May; 74(1-2): 100-4.

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БИОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ РЕАКЦИИ ОБЕЛИНА

Белогурова Н.В.

*Красноярский государственный университет*

Биолюминесценция – свечение живых организмов. Это явление представляет собой частный случай хемилюминесценции, катализируемой биологическими катализаторами – ферментами люциферазами. Важной группой биолюминесцентных реакций являются кальций-зависимые реакции. Они являются перспективными в качестве флуоресцентных меток в медицинских и биологических исследованиях, например, при иммуноферментном анализе.

В работе исследован спектр биолюминесцентной реакции, катализируемой ферментом обелином, выделенным из морского кишечнополостного *Obelia longissima*. Спектр данной биолюминесцентной реакции представляет собой сложный спектральный контур, являющийся суперпозицией нескольких индивидуальных контуров. Было проведено разделение сложного спектра биолюминесценции на составляющие. Проанализировали применимость трех методов разделения спектрального контура: анализ приращения функции К. Б. Яцимирского и Т. В. Мальковой, Аленцева-Фока и второй производной. В результате разделения получены три спектральные составляющие.

Экспериментально было установлено, что спектр биолюминесценции изменяет свою форму в ходе биолюминесцентной реакции. В связи с этим был проведен сравни-

тельный анализ изменения интенсивности различных составляющих спектра биолюминесценции от времени высвечивания.

С учетом существующей версии механизма данной биолюминесцентной реакции [1] составляющие сложного контура биолюминесценции можно приписать двум эмиттерам и продукту реакции. Последний люминесцирует благодаря фотовозбуждению той частью спектра биолюминесценции, которая перекрывается со спектром поглощения продукта.

1. Visotski E. S. and Lee J. "Ca<sup>2+</sup>-Regulated Photoproteins: Structural Insight into the Bioluminescence Mechanism" // Acc. Chem. Rec., 2004, N 37, P. 405-415.

**ГЕОФИЗИКА****Председатель подсекции****д.ф.-м.н. Носов Михаил Александрович**

УДК 551.465

**ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ НАКЛОНА ДНА  
НА ПРИБРЕЖНОЕ ФРОНТАЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ  
ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ**Денисов Е.С.<sup>1</sup>, Строганов О.Ю.<sup>2</sup>, Кременецкий В.В.<sup>2</sup>*1 - МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет; 2 - Институт  
океанологии им. П.П. Шишова РАН*

Одним из важнейших факторов, определяющих динамику и структуру течений в океанах и морях, является топография дна [1]. Сильнее всего этот фактор проявляется в области континентального склона, где глубина океана (моря) меняется от первых сотен метров до нескольких километров. Параметры этого склона (в первую очередь, крутизна и ширина) влияют на устойчивость течений, на их меандрирование и вихреобразование и, следовательно, во многом определяют структуру и интенсивность водообменных процессов в системе «шельф-глубокий бассейн».

Одним из типичных примеров прибрежных фронтальных течений является Основное черноморское течение (ОЧТ). Оно циклонически опоясывает все Черное море по периметру его глубоководной части, являясь сильно нестационарным и неустойчивым течением [2]. Анализ спутниковых изображений и дрейфтерных данных позволил установить, что наиболее интенсивное вихреобразование и перемещение вихрей в центральную часть моря осуществляется в тех районах моря, где континентальный склон имеет большую крутизну и малую ширину, соответственно. Такие районы расположены в его северо-восточной и южной частях моря. В северо-западной части, где континентальный склон имеет малую крутизну и большую ширину, отрыва вихрей от зоны склона дна и их переноса в центральную часть моря не наблюдается.

С целью изучения влияния крутизны и ширины склона дна (аналога континентального склона в море) на структуру прибрежного циклонического фронтального течения, возбуждаемого ветром или локальным источником массы и плавучести была создана лабораторная установка и проведены эксперименты в двуслойной вращающейся жидкости. Основные безразмерные параметры эксперимента выбирались из соображения динамического подобия с Черным морем.

Было проведено несколько серий опытов, единственным отличием между которыми, являлись параметры склона дна (ширина и угол наклона к горизонтали). Целью данной работы являлась обработка данных экспериментов с крутым (узким) и пологим (широким) склоном и выявление качественных различий в динамике и структуре течений, процессах вихреобразования, перемещения и эволюции вихрей.

Установлено, что наклон дна оказывает стабилизирующее влияние на прибрежное течение при  $L_s/R_d > 1$  ( $L_s = Htg\alpha$  – ширина склона,  $H$  – глубина жидкости в бассейне,  $\alpha$  – угол наклона дна к горизонтали,  $R_d$  – бароклинный радиус деформации Россби), вне зависимости от способа генерации течения. Это влияние заключается в подавлении

развития бароклинной неустойчивости течения ослаблении процессов вихреобразования, а также в уменьшении водообмена и переноса примеси (загрязнений) в системе «шельф–глубоководная часть бассейна». Анализ результатов опытов [3] показал, что:

а) при  $L_s/R_d \leq 1$  (крутой и узкий склон), неустойчивость прибрежного течения развивается примерно так же, как и над горизонтальным дном. Меандры течения достигают большой амплитуды, превращаются в вихри и в вихревые пары, распространяющиеся поперек бассейна. Энергия вихревого (пульсационного) движения превышает энергию среднего движения уже вскоре после прекращения внешнего воздействия;

б) при  $L_s/R_d > 2$  (пологий и широкий склон) неустойчивость имеет преимущественно волновой характер. В вершинах волн иногда образуются вихри, которые не покидают области склона. Энергия пульсационного движения всегда меньше энергии среднего движения.

Периодическое ветровое воздействие по разному влияет на временную изменчивость среднего вдольберегового и вихревого течения (средней и пульсационной скорости) в условиях широкого и узкого склонов. В случае узкого склона после прекращения воздействия наблюдается «бурное» развитие неустойчивости течения, в результате которой вдольбереговое течение распадается на вихревые структуры. В случае широкого склона неустойчивость развивается медленно и имеет преимущественно волновой характер, при котором вдольбереговое течение всегда доминирует над вихревыми структурами.

Результаты опытов помогают в интерпретации данных натуральных наблюдений структуры и динамики Основного черноморского течения в зонах Черного моря с различной шириной континентального склона.

1. Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г. Изменчивость Мирового океана. Л.: Гидрометеиздат, 1974. 261 с.
2. Овчинников И.М., Титов В.Б., Кривошея В.Г., Попов Ю.И. Основные гидрофизические процессы и их роль в экологии вод Черного моря // *Океанология*. 1993. Т.33. №6. С. 801-807.
3. Строганов О.Ю., Зацепин А.Г., Денисов Е. С., Емельянов С.В., Кременецкий В.В., Поярков С.Г. Лабораторные исследования влияния наклона дна на прибрежное течение во вращающейся жидкости (применительно к Черному морю) // *Физические проблемы экологии (экологическая физика)* №13. Сборник научных трудов под ред. В.И.Трухина, Ю.А.Пирогова, К.В.Показеева. ООО "МАКС Пресс", 2005.

УДК 551.466

## ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ НА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ ПИКНОКЛИНА

Дружинский А.П., Журавлёв П.Н., Маканова М.Я.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Процессы обмена в слоях со значительным градиентом плотности играют важную роль в формировании динамического и теплового режимов океана. Для построения прогностических моделей погоды необходимо знать толщину ВКС океана и его изменение со временем под действием атмосферных явлений. Одной из возможных причин увеличения толщины ВКС являются процессы происходящие его нижней границе.

Для более детального исследования механизмов обмена между слоями в двух-слойной жидкости нами были проведены эксперименты в прямолинейном аэрогидроканале (15x15x350 см).

После начала ветрового воздействия, в жидкости наблюдались одиночные периодические (волновые) движения с заострёнными вершинами направленными по течению, обусловленному ветровым воздействием. На следующей стадии происходило активное образование протуберанцев и вихрей, в результате чего верхний слой осоложнялся. Через некоторое время тяжёлая солёная жидкость, выброшенная в верхний слой, перемешивалась, а поверхность раздела сглаживалась. Вышеперечисленные этапы (кроме начального), повторялись в течение всего эксперимента несколько раз, после чего наступила стабилизация пикноклина.

Под действием воздушного потока в канале формировались нагоны пресной и солёной воды. После выключения ветра такое положение оказывалось неустойчивым и солёный слой, в виде возвратного течения устремлялся в противоположный конец канала. При этом происходило вытеснение пресного слоя. Также на данном этапе наблюдалось образование слоистой структуры во всей толще жидкости. Далее происходило отражение этого течения от вертикальной стенки канала, при этом генерировался цуг внутренних волн состоящий, как правило, из 4-5 волн с периодом 4 секунды. В процессе распространения он заглублялся. При повторном отражении волнового пакета от вертикальной стенки канала амплитуды волн входящих в состав волнового пакета увеличивались, а граница пикноклина поднималась. Распространяясь в обратном направлении цуг волн быстро затухал до полного исчезновения.

Полученные нами данные могут быть сопоставлены с результатами натуральных экспериментов проведённых Коротаевым [3] и Вудсом [1]. Было показано, что на качественном уровне имело место совпадение наблюдавшихся процессов вертикального обмена в стратифицированной жидкости.

Генерацию возмущений пикноклина возвратным течением можно качественно сопоставить с результатами натуральных исследований проведённых Ивановым [2]. При этом как отмечает автор, течения генерирующие цуги внутренних волн, обусловлены, как правило, сгонно-нагонными эффектами и приливными течениями в морях и океанах.

При анализе профиля наблюдавшегося волнового пакета, нами была отмечена следующая особенность: передний фронт головной волны не был симметричен с задним. Как показано в работе Серебряного [4], подобное явление асимметрии передних и задних фронтов имеет место в шельфовой зоне моря. Автор отмечает тот факт что, наличие горизонтальной асимметрии – признак нестационарности и процессов которые в конце концов ведут к разрушению волны. В нашем случае разрушения внутренних волн в ходе эксперимента не наблюдалось.

Приведённые результаты могут быть полезны при рассмотрении процессов вертикального обмена в стратифицированной жидкости, а также процессов происходящих в шельфовой зоне морей и океанов

1. Вудс Дж. “Исследование некоторых физических процессов, связанных с вертикальным потоком тепла через верхний слой океана”. – В кн.: “Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане”. Л., Гидрометеиздат, 1971, с. 79-88.
2. Иванов В.А., Серебряный А.Н. “Короткопериодные внутренние волны в прибрежной зоне бесприливного моря”. – Известия АН ССС. Физика атмосферы и океана. 1983, Т. 19. №6. С. 648-656

3. Коротчаев Г.К., Пантелеев Н.А. “Экспериментальные исследования гидродинамической неустойчивости в океане”. – Океанология, 1977, т. 17, вып. 6, с. 941-953.
4. Серебряный А.Н. “Проявление свойств солитонов во внутренних волнах на шельфе”. – Изв. АН. Физика атмосферы и океан. 1993. Т.27 N2. С. 244-252.

УДК 551.466

## ВЛИЯНИЕ ФЛОТАЦИИ НА ВРЕМЯ ОБРАЗОВАНИЯ УЕДИНЕННЫХ ВОЛН

Мочулин П.В., Котенко А.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В последние годы в литературе появился термин “метеоцунами” [1], обозначающий уединенные волны, сформировавшиеся под действием метеорологических факторов, в том числе под действием ветра. Практическая важность изучения процесса возникновения и развития волн метеоцунами объясняет огромный интерес, проявляемый учеными во многих странах к этой проблеме. Работ в этом направлении явно недостаточно. Это объясняется тем, что в природных условиях измерения связаны с большими техническими трудностями и сложными гидрометеорологическими условиями. Более результативным оказалось исследование ветровых уединенных волн в лабораторных условиях. Впервые ветровые солитоны в кольцевом аэрогидроканале были обнаружены на кафедре физики моря и вод суши МГУ имени М.В. Ломоносова [2].

В данной работе рассматривается механизм формирования уединенных волн, как в чистой воде, так и во флотирующей жидкости. Измерения проводились в лабораторном кольцевом аэрогидроканале, регистрация волн велась при помощи струнных волнографов, сигнал с которых подавался на вход АЦП-платы компьютера. Во время экспериментов канал заполнялся водой до заданной глубины и, при выбранном режиме, включалась ветровая установка.

Для исследования процессов зарождения уединенных волн в условиях флотирующей жидкости были проведены серии экспериментов вначале при чистой поверхности жидкости, а затем - при дискретном увеличении флотации. В качестве флотирующего вещества использовались кусочки льда или их заменители из соответствующих материалов, которые во время экспериментов равномерно размещались на поверхности жидкости. После включения ветра процесс развития волнения происходил без формирования капиллярных и гравитационно-капиллярных волн. Генерация гравитационных волн происходило существенно медленней, чем при отсутствии флотации. Это приводило к увеличению времени формирования солитона, даже малое количество флотации (до 5% массы сформировавшегося солитона) приводило к увеличению времени образования солитона – до значения, в полтора раза большего, чем при чистой поверхности жидкости. При увеличении массы флотации, амплитуда солитона уменьшалась, а его длина увеличивалась. При этом процесс формирования солитона замедлялся. Так, например, флотация массой 20% от массы сформировавшейся уединенной волны увеличивала время образования солитона более чем на 10 минут, то есть в три раза, по сравнению с чистой жидкостью. При еще больших значениях количества флотации образование ветрового солитона не происходило.

По результатам проведенных исследований в кольцевом аэрогидроканале можно сформулировать следующие выводы: при определенных значениях глубины жидкости, скорости ветра и массы флотации волна не возникает, тогда как в чистой воде при тех же условиях она формируется. Выявлено, что флотация влияет на амплитуду волны (она уменьшается) и длину волны (она увеличивается). Выявлено, что наличие флотации влияет на процесс образования солитона, приводя к увеличению времени его формирования, а при флотации свыше 20% от массы сформировавшегося солитона – к его отсутствию. Полученные данные могут быть полезны для понимания процессов, происходящих в условиях морей северных широт, акватория которых покрыта паковым льдом.

1. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. // ИПФ РАН, Нижний Новгород, 1996г., 276с.
2. Шелковников Н.К. Ветровые уединенные волны в кольцевом аэрогидроканале // М.: МГУ. Деп в ВИНТИ 27.12.2002 № 2283-В2002 9с.
3. Габов С.А. Новые задачи математической теории волн на воде // Наука, Москва, 1998.

УДК 551.465:556.536

## ДРЕЙФОВОЕ ТЕЧЕНИЕ НА ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ В УСКОРЯЮЩЕМСЯ И РАВНОМЕРНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Ильгисонис И.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Для прогнозирования распространения поверхностного загрязнения в океане, для решения проблем генерации и усиления волн ветром необходимо исследование скорости ветрового дрейфового течения. До настоящего времени составляющая дрейфового течения, связанная с силой трения, изучена очень слабо в отличие от волновой составляющей [1]. Ветровые волны на поверхности воды обычно появляются вместе с течением, обусловленным силами вязкости. При этом условия обтекания волны ветром существенно различаются на наветренном и заветренном склонах, поскольку в первом случае поток ускоряется в направлении движения, а во втором – замедляется. Вследствие замедления течения на заветренном склоне происходит отрыв вихрей, что приводит к существенному уменьшению силы трения, и, в результате, к значительному изменению скорости дрейфового течения.

Целью настоящей работы было изучение зависимости дрейфовой скорости от скорости ветра в равномерных и ускоряющихся стационарных потоках воздуха на гладкой поверхности воды.

Если поток воздуха над водной поверхностью является ускоряющимся или равномерным вдоль направления движения, то волны на поверхности не возникают [2]. Для создания таких потоков воздуха в канале была установлена наклонная крыша, так что сечение воздушного канала уменьшалось в направлении движения. Наклон подбирался таким образом, чтобы ветровой поток ускорялся или оставался неизменным в направлении движения. Таким образом дос-



тигалось отсутствие волн на водной поверхности, и единственным источником дрейфового течения являлась сила трения. Это позволило определить зависимость дрейфовой скорости от скорости ветра.

Визуализация производилась с помощью видеосъемки шариков полистирола плотностью  $1.05 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$  и пенопласта. Измерения скорости воздушного потока производились с помощью полупроводникового сопротивления (1 кОм) в виде шарика с диаметром 0,2 мм. Сбор данных производился на ПК с помощью АЦП платы.

В ходе экспериментов были получены следующие результаты:

Скорость дрейфового течения растет до координаты 50-55 см от начала разгона, где достигает максимального значения. При этом длина разгона не зависит от параметров установки, поскольку такие же данные были получены другими исследователями в канале шириной 4м. Следует отметить, что длина разгона дрейфового течения уменьшается с увеличением скорости ветра, а величина максимальной дрейфовой скорости – увеличивается. На взволнованной поверхности воды длина разгона существенно больше, чем на гладкой.

Скорость ветра максимальна на высоте 0,8 см от поверхности воды. У поверхности воды имеется слой толщиной 0,045 см, в котором наблюдается линейный профиль скорости ветра. При этом на границе раздела скорость ветра равна скорости дрейфового течения, а на верхней границе этого слоя скорость ветра составляет 75% от максимальной скорости ветра на данной координате. Толщина линейного слоя уменьшается с увеличением скорости ветра.

У поверхности воды имеется тонкий слой, в котором профиль дрейфовой скорости линеен. На нижней границе этого слоя скорость составляет примерно 75% от дрейфовой скорости на поверхности. Толщина этого слоя увеличивается с ростом дрейфовой скорости. Изменение толщины слоя со временем в течение разгона дрейфового течения описывается известным решением [3].

Дрейфовая скорость растет по мере увеличения скорости ветра.

Скорость дрейфового течения зависит от вязкости сред следующим образом:

$$\frac{u_{dr}}{u} = \frac{\mu_a}{\mu_w} \frac{\delta_w}{\delta_a}$$

Отметим, что, поскольку коэффициенты вязкости сильно зависят от температуры, то и дрейфовая скорость сильно зависит от температуры. Так, в интервале температур 0-20°C отношение дрейфовой скорости к скорости ветра может отличаться в 2 раза при одной и той же скорости ветра.

Работа выполнена при поддержке Университета России (грант №01. 02.497).

1. Кононкова Г.Е. Динамика морских волн. М.: изд. МГУ. 1969. 206 с.
2. Волков П.Ю., Мартынов С.Л., Мельникова О.Н. и др. Оценка деформации поверхностей воды и песка в ветровом канале.// Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т.37. № 6. С. 834-841.
3. Ламб Г. Гидродинамика. М.:ОГИЗ-ГОСТЕХИЗДАТ. 1947. С.743

УДК 551.465:556.536

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКА ВОДЫ, ВОЗНИКАЮЩЕГО В СУХОМ РУСЛЕ ПРИ ПРОРЫВЕ ПЛОТИНЫ

Семенюк В. Н.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Во время ливневых дождей вода часто скапливается в горных долинах, большие массы воды поступают в предгорные районы, что может привести к повреждениям жилых построек и нанесению ущерба сельскохозяйственным угодьям. Надвигающийся бурный поток воды характеризуется крутым передним фронтом, называемым "стеной воды". Такое же явление возникает при прорыве плотины при распространении потока воды в сухом русле. Для безопасности населения необходимо иметь методы прогноза распространения такого потока. Имеющиеся в настоящее время методики, основанные только на эмпирических соотношениях, неадекватно описывают реальные явления

В связи с этим целью настоящей работы является экспериментальное исследование этого явления и создание физического механизма образования крутого переднего фронта стены воды.

Эксперименты проводились в прямом канале с прозрачными стенками из оргстекла. Длина канала 3 метра, ширина 30 см, высота стенок 40 см. В начале канала устроена емкость для набора воды. При резком подъеме заслонки вода начинает двигаться вдоль по каналу. Поток воды снимался через боковую стенку на видеокамеру. Скорость жидкости можно определять по трекам частиц нейтральной плавучести.

В результате экспериментального исследования выяснено, что в головной части потока образуется сложная вихревая структура которая перемещается с постоянной скоростью на всей длине установки. За головной вихревой структурой происходит торможение основной массы жидкости. Периодически из верхнего слоя жидкости под действием отрицательного градиента давления происходит выброс струй над вихревой структурой. В работе проведено сравнение параметров потока с результатами расчетов по существующим эмпирическим моделям. Получены соотношения, позволяющие определить скорость перемещения головной части потока по начальным условиям.

## ВЛИЯНИЕ ЧАСТИЦ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ НА ЗАРОЖДЕНИЕ ФИЛАМЕНТОВ В ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ

\*\*\*) Качан Е.П., Кузьминский Л.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Распространение мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе представляет интерес в связи с проблемой широкополосного зондирования атмосферы [1]. Филаментация при взаимодействии импульса с отдельной частицей аэрозоля экспериментально и численно исследовано в [2,3].

Нами численно исследовано зарождение филаментов при когерентном рассеянии лазерного излучения на ансамбле частиц атмосферного аэрозоля.

Построена оригинальная стратифицированная модель распространения импульса в атмосферном аэрозоле в виде последовательности "аэрозольных экранов" в нелинейно-оптической среде. На экранах моделируется когерентное рассеяние излучения на

---

\*\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

частицах аэрозоля, т.е. среда представляется в виде последовательности слоев, частицы которых сосредоточены в плоских аэрозольных экранах. Между экранами происходит свободная дифракция и нелинейный набег фазы лазерного излучения. На аэрозольном экране генерируется ансамбль случайно расположенных частиц, размер которых подчиняется полидисперсному распределению их в реальной облачности в соответствии с микрофизическими параметрами атмосферного аэрозоля. Результаты статистических испытаний, полученные на основе этой модели для пучков малой мощности, хорошо согласуются с законом Бугера.

Показано, что в импульсах высокой мощности центрами зарождения филаментов в аэрозоле могут стать интерференционные максимумы интенсивности при когерентном рассеянии лазерного излучения на частицах.

Для моделирования процесса формирования интерференционных максимумов поля, из которых в дальнейшем могут возникать филаменты, нами был поставлен следующий численный эксперимент. Лазерный пучок с длиной волны  $\lambda = 0.8 \mu\text{м}$ , радиусом  $a = 2.5 \text{мм}$  и мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки в воздухе в 100 раз, распространялся в полидисперсном аэрозоле с концентрацией частиц  $N = 100 \text{см}^{-3}$  и с их распределением по размерам, характерным для слоисто-кучевых облаков. Расчет производился на дистанцию 1.5 м.

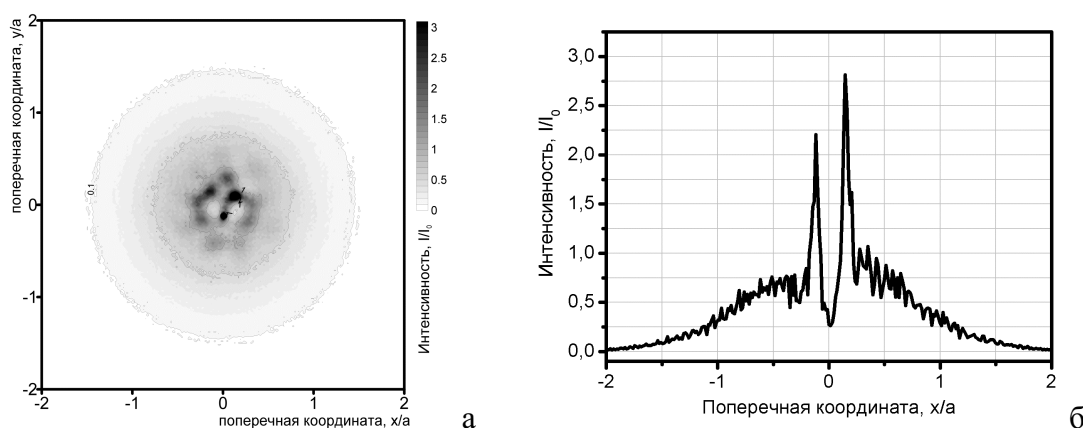


Рис. 1. Распределение интенсивности в центральном слое мощного лазерного импульса (а) и поперечный профиль в сечении по оси  $0x$  (б) при распространении на длину  $z \approx 1.5 \text{ м}$  в полидисперсном аэрозоле (слоисто-кучевое облако типа С1)

На рис. 1а показано распределение интенсивности в сечении лазерного пучка на расстоянии  $z = 1.5 \text{ м}$  в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. На рис. 1б представлено сечение этого распределения в центральном сечении пучка. В случае отсутствия водных частиц при распространении в воздухе мощного лазерного излучения образуется один филамент. Численный расчет показал, что в присутствии капель происходит образование нескольких сильных максимумов. В условиях сильной нелинейности в импульсе с высокой пиковой мощностью на этих максимумах интенсивности образуются филаменты, случайно расположенные в пространстве.

Авторы благодарят профессора В.П. Кандидова и аспиранта В.О. Милицина за большую помощь в работе.

1. Kasparian J. et al. Science, 301, 61 (2003)
2. Courvoisier F. et al., Appl.Phys.Lett., 83, 213 (2003)
3. Skupin S.et.al., Phys. Rev. Lett., 93, 023901-1, (2004)

УДК 551.466+551.463

## АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ В ОЧАГЕ ЦУНАМИ 25 СЕНТЯБРЯ 2003 ПО ДАННЫМ О ВАРИАЦИЯХ ПРИДОННОГО ДАВЛЕНИЯ

\*\*\*) Алексеев А.Б., Остроухова А.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В работе [1] было показано, что при генерации цунами землетрясением в области очага, как правило, проявляются эффекты сжимаемости воды. В ряде случаев энергия упругих колебаний водного слоя может существенно превышать энергию гравитационных волн цунами. Если учитывать сжимаемость водного слоя, то в очаге цунами должны формироваться упругие колебания, характеризуемые набором дискретных частот  $\nu_k = c(1 + 2k)/4H$ , где  $k=0,1,2,\dots$ ,  $H$  – глубина океана,  $c$  – скорость звука в воде.

В данной работе анализируются данные о вариациях давления, зарегистрированных донными датчиками JAMSTEC (Japan Marine Science & Technology Center) при катастрофическом землетрясении 25.09.2003 вблизи о-ва Хоккайдо (магнитуда 8.3 MwHRV). Датчики давления PG1 и PG2 (Tsunami Sensor), установленные на глубине  $H \sim 2300$  м, оказались недалеко от эпицентра землетрясения, т.е. в очаге цунами.

При анализе записей о вариациях давления [2] было установлено, что в результате землетрясения среднее давление на датчике PG1 уменьшилось на  $\Delta p \approx 4$  кПа, а на датчике PG2 на  $\Delta p \approx 1.5$  кПа. Это соответствует уменьшению уровня воды (поднятию дна) на  $\Delta H_{PG1} \approx 0.4$  м и  $\Delta H_{PG2} \approx 0.15$  м.

По амплитуде вариаций придонного давления ( $p_{\max} \sim 400$  кПа) было оценено значение вертикальной скорости движения дна  $U \sim p_{\max}/\rho c \sim 0.3$  м/с. Сопоставив данные о величине остаточного смещения и вертикальной скорости движения дна, мы также получали оценку продолжительности смещения дна  $\tau \sim \Delta H/U \sim 1$  с.

Спектральный анализ вариаций придонного давления показал, что они (вариации) происходят на частотах, свойственных упругим колебаниям водного слоя  $\nu_0 = c/4H$ . Однако главные максимумы спектров лежат несколько левее, чем это предсказывает теория. Это объясняется тем, что в районе о-ва Хоккайдо существует мощный слой осадков, отделяющий воду от акустического фундамента. В этой связи более верно рассматривать не просто упругие колебания водного слоя на абсолютно жестком дне, а связанные колебания двух слоев: водного и подлежащего осадочного. Набор нормальных частот такой двухслойной системы определяется из уравнения

$$\operatorname{tg}\left[\frac{2\pi\gamma H}{c}\right] \operatorname{tg}\left[\frac{2\pi\gamma H_s}{c_s}\right] = \frac{\rho_s c_s}{\rho c},$$

где  $\gamma$  – частота,  $H_s$  – толщина осадочного слоя,  $c_s$  – скорость упругих продольных волн в осадках,  $\rho_s$  – плотность осадков. В районе о-ва Хоккайдо величины  $H_s$ ,  $c_s$  и  $\rho_s$  варьируются в следующих диапазонах: 0.047-2 км, 1.74-2.3 км/с и 1.816-2.053 г/см<sup>3</sup> (<http://mahi.ucsd.edu/Gabi/sediment.html>). С учетом осадочного слоя положение максимумов наблюдаемых спектров хорошо соответствует теоретическим представлениям.

\*\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 04-05-64297, НШ-2104.2003.5.

1. Носов М.А. О возбуждении цунами в сжимаемом океане вертикальными подвижками дна // Известия РАН ФАО. – 2000. - Т.36, №5. - С.718-726
2. Носов М.А., Колесов С.В., Остроухова А.В., Алексеев А.Б. Об упругих колебаниях водного слоя в очаге цунами. Физические проблемы экологии (экологическая физика): Сборник научных трудов/ Под. Ред. В.И.Трухина, Ю.А.Пирогова, К.В.Показеева. – М.:МАКС Пресс, 2004.-№12, с. 44-55.

УДК 550.383

## ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗКОШИРОТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ МАГНИТО- СФЕРЫ ЗЕМЛИ: НАБЛЮДЕНИЯ СО СПУТНИКА ИНТЕРБОЛ\ХВОСТОВОЙ ЗОНД

\*\*\*) Россоленко С.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Представлены результаты изучения низкоширотного пограничного слоя магнитосферы Земли (LLBL). Используются данные наблюдений потоков частиц и вариаций магнитного поля на спутнике Интербол/Хвостовой зонд. LLBL формируется в результате проникновения плазмы переходного слоя или магнитошиса внутрь магнитосферы. При этом происходит перемешивание сравнительно холодной плазмы солнечного ветра с горячей внутримангнитосферной плазмой. Проведен анализ ряда событий, в ходе которых спутник Интербол/Хвостовой зонд последовательно пересекал магнитошис, LLBL и плазменный слой. На основе наблюдений спутника ИНТЕРБОЛ/Хвостовой зонд детально исследовано поведение ионов и электронов на утренней стороне низкоширотной магнитосферы внутри магнитопаузы для события 21 сентября 1995 с целью изучения механизмов формирования LLBL. Результаты наблюдений показывают, что изменение режима плазменного потока внутри магнитопаузы может происходить внезапно в условиях сравнительно постоянных параметров ММП. Поток резко менялся от типичного LLBL со смешиванием плазмы переходного и плазменного слоев до состояния, при котором LLBL отсутствует. Сжатие магнитосферы при увеличении динамического давления солнечного ветра после изменения режима и резкое изменение параметров плазмы подтверждает заключение о переходе плазменного потока около магнитопаузы от типичного для LLBL до его отсутствия. Наблюдаемое явление сложно объяснить без модификации предложенной теорий формирования LLBL. Приведены оценки толщины LLBL. Исследованы изменения магнитного поля и характеристик плазмы. Проведен анализ функций распределения частиц. Предположено, что анализируемый случай показывает присутствие перемежаемости турбулентности переходного слоя, когда периоды турбулентных флуктуаций сменяются промежутками ламинарного течения.

1. Antonova E.E., 2004, The structure of the magnetospheric boundary layers and the magnetospheric turbulence, Planetary and Space Science 53 (2005) 161-168.

---

\*\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

2. Eastman, T. E., 2003, Historical review (pre-1980) of magnetospheric boundary layers and the low-latitude boundary layers, in *Earth's Low-Latitude Boundary Layer*, edited by P.T. Newell and T. Onsager, AGU Monograph 133, Washington, DC, 1-11.
3. Fedorov, A., Budnik, E., Stenuit, H., Moreau, T., Sauvaud, J.-A., 2003. Antiparallel reconnection as a possible source of high- and low-latitude boundary layer. *Earth's Low-Latitude Boundary Layer*, in *Earth's Low-Latitude Boundary Layer*, edited by P.T. Newell and T. Onsager, AGU Monograph 133, Washington, DC, 139-148.
4. Hasegawa, H., Fujimoto, M., Maezawa, K., Saito, Y. Mukai, T., 2003. Geotail observations of the dayside outer boundary region: Interplanetary magnetic field control and dawn-dusk asymmetry. *J. Geophys. Res.* 108(A4), 1163, doi:10.1029/2002JA009667.
5. De Keyser, J., Darrouzet, F., Roth, M., Vaisberg, O.L., Rybjeva, N., Smirnov, V., Avano, L., Němeček, Z., Šafránková, J., 2001. Transients at the dusk side magnetospheric boundary: Surface waves or isolated plasma blobs? *J. Geophys. Res.* 106 (A11), 25503-25516.
6. Lundin, R., 1988. On the magnetospheric boundary layer and solar wind energy transfer into the magnetopause. *Space Sci. Rev.* 48(2), 263-320.
7. Němeček, Z., Šafránková, J., Přech, L., 2003a. The structure of magnetopause layers at low latitudes: INTERBALL contributions, in *Earth's Low-Latitude Boundary Layer*, edited by P.T. Newell and T. Onsager, AGU Monograph 133, Washington, DC, 71-81.
8. Sckopke, N., Paschman, G., Haerandal, G., Sonnerup, B.U.Ö., Bame S.J., Forbers, T.G., Hones, E.W., Russell, C.T., 1981. Structure of the low-latitude boundary layer. *J. Geophys. Res.* 86(A4), 2099-2110.
9. Song, P., Russell, C.T., 1992. Model of the formation of the low-latitude boundary layer for strongly northward interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 97(A2), 1411-1420.
10. Song, P., Gombosi, T.I., DeZeeuw, D.L., Powell, K.G., Groth, C.P.T., 2000, A model of solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling for northward IMF, *Planet. Space Science*, 48(1), 29-36.
11. Song, P., Russell, C.T., Gombosi, T.I., DeZeeuw, D.L., 2003, A model of the formation of the low-latitude boundary layer for Northward IMF by reconnection: A summary and review, in *Earth's Low-Latitude Boundary Layer*, edited by P.T. Newell and T. Onsager, AGU Monograph 133, Washington, DC, 121-130.
12. Spreiter, J.R., Stahara S.S., 1985. Magnetohydrodynamic and gasdynamic theories for planetary bow waves, in *Collisionless shocks in the heliosphere: Reviews of current Research*, Geophysical monograph 35, ed by B.T. Tsurutani and R.G. Stone, AGU, Washington, DC., 85.
13. Treumann, R. A., Sckopke, N., 1999. Diffusive processes, *Space Sci. Rev.*, 88(1-2), 389.
14. Vaisberg, O.L., Avano, L.A., Smirnov, V.N., Burch, J.L., Leibov, A.W., Ivanova, E.B., Waite, J.H., Klimashev, A.A., Khazanov, B.I., Cherkashin, I.I., Iovlev, M.V., Safronov, A.Y., Kozhikhovskiy, A.I., Gurgiolo, C., Lichtenstein, V.H. , 1997. Initial observations of fine plasma structures at the flank magnetopause with the complex plasma analyzer SCA-1 onboard the Interball tail Probe. *Ann. Geophys.* 15(5), 570-586.
15. Yermolaev Yu.I., A.O. Fedorov, O.L. Vaisberg, V.M. Balebanov, Yu.A. Obod, R. Jimenez, J. Fleites, I. Llera, and A.N. Omelchenko, Ion distribution dynamics near the Earth's bow shock: First measurements with 2-D ion energy spectrometer CORALL on INTERBALL-Tail Probe satellite, *Ann. Geophysicae*, 15(5), 533-541. 1997.

УДК 551.510

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Анищенко В.И., Тарасова О.А., Юшков В.П.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В крупных городах, промышленных районах, на объектах добычи нефти и газа производится выброс газовых и аэрозольных примесей в атмосферу, которые приводит к значительному изменению газового состава воздуха. Такое изменение может оказывать вредное воздействие на животных и растения, а также приводит к локальным и глобальным изменениям климата; концентрация техногенных примесей в атмосфере вблизи источника загрязнений может во много раз превышать фоновую, поэтому проблема моделирования последствий выбросов является актуальной.

Представляемая модель предназначена для расчета распространения газовых выбросов в локальном масштабе при наличии многих распределенных в пространстве источников примесей.

Моделирование распространения примеси основано на численном решении полуэмпирического уравнения турбулентной диффузии в предположении горизонтальной однородности турбулентности. Исходное уравнение записывается в виде

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} + w \frac{\partial C}{\partial z} = \mu_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \mu_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial C}{\partial z}) + S,$$

где  $C(x,y,z)$  – распределение концентрации исследуемой примеси,  $u(x,y,z)$  – поле скоростей течения воздуха,  $\mu_x, \mu_y, K_z$  – коэффициенты соответственно горизонтальной и вертикальной турбулентной диффузии,  $S$  – источники и стоки примеси. Уравнение решается при следующих допущениях: горизонтальная скорость ветра зависит только от высоты; коэффициенты  $\mu_x$  и  $\mu_y$  постоянны во всей области расчета. Для решения уравнения диффузии используется метод покомпонентного расщепления.

Для параметризации пограничного слоя в работе используется два подхода.

Первый подход заключается в использовании теорий подобия для описания характеристик пограничного слоя атмосферы. Величины и характер распределения по высоте скорости ветра и коэффициентов турбулентной диффузии зависят от атмосферных условий, а основным фактором, влияющим на вертикальную диффузию, является температурная стратификация. Для разных типов стратификации в модели используются разные параметризации вертикального распределения скорости ветра и коэффициента турбулентной диффузии.

Второй подход основан на использовании результатов измерений профилей ветра и коэффициентов турбулентной диффузии. Данные получены при помощи содара, установленного на крыше здания физического факультета МГУ.

В работе проводится сравнительный анализ картины распространения примесей для различных сценариев выбросов (например, рис.1 для нескольких точечных источников постоянной мощности, расположенных вдоль оси  $oy$ ).

Измеренные профили скорости ветра и коэффициентов турбулентной диффузии сравниваются с аналогичными теоретическими параметрами, полученными для различных типов стратификации. Обсуждаются различия между результатами двух подходов, проводится оценка возможности использования экспериментальных данных в задачах диффузии загрязняющих веществ.

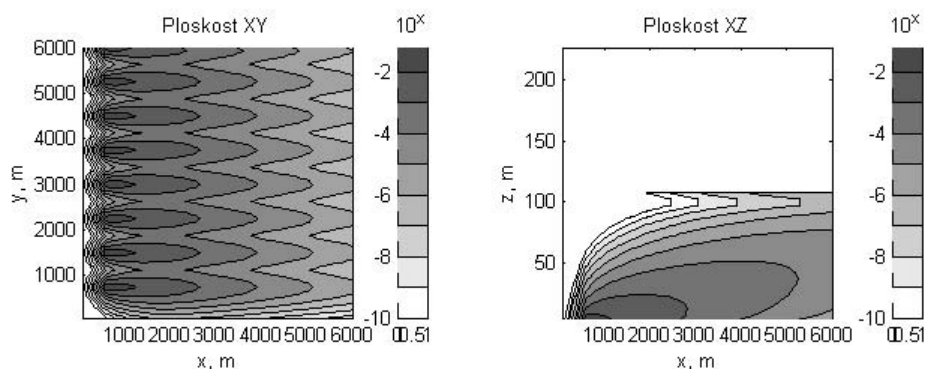


Рис. 1. Распространение примесей от нескольких источников

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 03-05-64712 и 02-05-64916.

1. «Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей.» / Под ред. Ф.Т.М. Ньистадта и Х. Ван Допа. Л.: Гидрометеиздат, 1985, 351 с.
2. Марчук Г.И. «Математическое моделирование в проблеме окружающей среды».- М.: Наука 1982, 320 с.
3. Берлянд М.Е. «Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы» - Л.: Гидрометеиздат, 1975, 448 с.

УДК 551.510.5

## ВЛИЯНИЕ МАКРО МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ ОЗОНА В ТРОПОСФЕРЕ

Евлампиев А.С., Тарасова О.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Изменчивость концентрации приземного озона в атмосфере управляется множеством процессов, имеющих временной масштаб от секунд до месяцев. Различные масштабы атмосферных процессов выражаются в аналогичных вариациях параметров, их описывающих. Состояние атмосферы как термодинамической системы может быть полностью описано набором макро метеорологических параметров, изменчивость которых в большей или меньшей степени имеет отклик в изменениях газового состава атмосферы в целом и концентрации приземного озона (КПО) в частности.

В настоящей работе делается попытка оценить влияние макрометеорологических параметров на изменчивость концентрации приземного озона на Кисловодской высокогорной научной станции (КВНС). Измерения КПО проводятся на станции с 1989 года по настоящее время. Станция расположена на высоте 2070 м над уровнем моря недалеко от г. Кисловодска. Вблизи станции отсутствуют мощные источники загрязнения. Расположение КВНС выше пограничного слоя атмосферы в большую часть времени измерений делает ее репрезентативной для описания состава свободной тропосферы в отсутствии мощных региональных источников эмиссий. В условиях высокогорья на вариации газового состава, определяемые глобальным состоянием атмосферы, накладываются специфические факторы, обусловленные горным рельефом и сложной системой местных склоновых ветров (горно-долинной циркуляции), что нужно иметь в виду при анализе вариаций КПО.



Особенностью ряда наблюдений приземного озона на КВНС является присутствие существенного отрицательного тренда концентрации (в среднем  $-1.75\%$  в год) [2]. Особо выделяются 1991 и 1996 с экстремальными среднегодовыми концентрациями.

По данным наблюдений с 1989 по 2000 год включительно была построена многопараметрическая регрессионная модель КПО по макрометеорологическим параметрам, которые рассматривались как независимые переменные. В работе использовались: геопотенциал, дефицит влажности, скорость ветра и температура, а также разности соответствующих величин для различных высот. Всего в работе исследовалось 28 параметров. Они получены из результатов объективного анализа, выполненного Гидрометеоцентром и имеют довольно низкое горизонтальное разрешение, что не позволяет сделать выборку макропараметров непосредственно для точки наблюдений. Вместе с тем, поскольку рассматриваемые величины описывают крупномасштабное состояние атмосферы можно считать корректным выбранное приближение.

В общем виде регрессионную модель можно записать как:

$$O_{3m} = \sum_{i=1}^n a_i f_i + C_0$$

где  $a_i$  - регрессионные коэффициенты;  $f_i$  - макро метеопараметры;  $n=28$

Регрессионная модель строилась *stepwise* методом, где на каждом шаге построения определяется наиболее информативный предиктор, а построение заканчивается при достижении определенного уровня ошибки. Для построения моделей использовался программный пакет SPSS 8.0 обладающий соответствующими возможностями. Модели были построены как для всего ряда измерений, так и для отдельных сезонов.

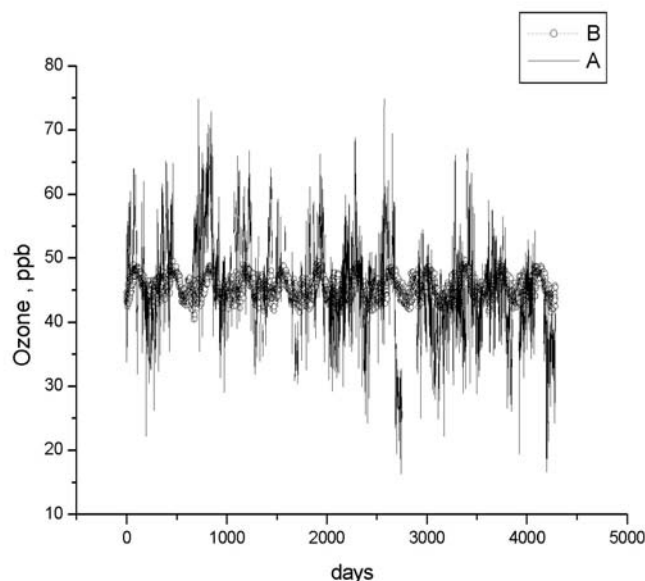


Рис.1 Сравнение среднесуточных концентраций озона на КВНС (А) и регрессионной модели (В). Время отложено на рисунке от даты начала измерений

В качестве самого информативного параметра для описания всего ряда выступает температура на уровне 200 мб (рис. 1). Коэффициент корреляции между измерениями и моделью составляет 0.2, и модель объясняет 20% наблюдаемой изменчивости КПО. Если рассматривать сезонные модели, то для зимы определяющую роль играет значение геопотенциала на уровне 200 мб, для весны, лета – скорость ветра на уровне 850 мб, осени – скорость ветра на уровне 300 мб. Соответствующие коэффициенты

корреляции составляют 0.18, 0.19, 0.29, 0.15 соответственно. Наиболее интересным фактом является независимость наблюдений КПО от температуры на всех уровнях.

Построенная модель в определенной мере объясняет лишь часть сезонной изменчивости концентрации приземного озона. Построение модели по сезонам так же не улучшает ее предиктивных свойств.

Как показано в [1] гораздо большей предиктивностью обладают модели, построенные по локальным метеорологическим параметрам. Сравнение макро метеорологических предикторов и локальных метео параметров планируется провести в дальнейшем.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 03-05-64712.

1. Tarasova O.A., A.Yu. Karpetchko, Accounting for local meteorological effects in the ozone time-series of Lovozero (Kola Peninsula), *Atmos. Chem. Phys.*, 3, 2003, p. 941-949.
2. Тарасова О.А., Кузнецов Г.И., Еланский Н.Ф., Сенник И.А., Сметник И. А., Особенности сезонных вариаций и трендов концентрации приземного озона на Кисловодской Высокотермальной Научной Станции, «Вестник Московского Университета», Серия 3. Физика. Астрономия, №1, 2003, с. 45-49.

## СТРУКТУРА СОБСТВЕННЫХ АЛЬФВЕНОВСКИХ КОЛЕБАНИЙ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОЙ

Козлов Д.А.

*Институт солнечно-земной физики СО РАН*

История теоретических исследований собственных МГД-колебаний земной магнитосферы насчитывает более полувека. Одной из первых работ в этой области стала статья Данжи [1], в которой он получил уравнения, описывающие структуру альфвеновских колебаний дипольной магнитосферы вдоль силовых линий магнитного поля. Авторы большинства работ, в которых исследовалась структура собственных альфвеновских колебаний магнитосферы, использовали модели с покоящейся плазмой. Однако плазма реальной магнитосферы движется, причем это движение различно в разных областях магнитосферы. Это обстоятельство, несомненно, должно существенно влиять на структуру и спектр собственных колебаний магнитосферы. Настоящая работа посвящена исследованию влияния движения на спектр собственных азимутально-мелкомасштабных ( $m \gg 1$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$  — азимутальное волновое число) альфвеновских колебаний дипольной магнитосферы. При этом движение плазмы моделируется ее азимутальным вращением.

Перечислим основные результаты проведенного теоретического исследования.

1) Получено дифференциальное уравнение, описывающее скалярный потенциал возмущенного электрического поля монохроматических альфвеновских волн в двумерно-неоднородной модели магнитосферы.

2) С помощью метода разных масштабов по продольной (вдоль силовых линий магнитного поля) и поперечной (поперек магнитных оболочек) координатам решение исходной двумерно-неоднородной задачи сведено к последовательному решению двух одномерных задач по соответствующим координатам.

3) Рассчитаны основные характеристики исследуемых колебаний: распределение собственных частот стоячих полоидальных и тороидальных альфвеновских волн,

поляризационного расщепления их спектра и экваториального расстояния между полоидальной и тороидальной резонансными поверхностями поперек магнитных оболочек.

4) Получена полная пространственная структура исследуемых колебаний.

При решении поставленной задачи (аналитическом и численном) выявлены следующие эффекты, обусловленные движением магнитосферной плазмы.

1. На каждой магнитной оболочке могут возбуждаться альфвеновские волны, различающиеся знаком азимутального волнового числа (соответствующие противоположным направлениям распространения колебаний по азимутальной координате).

Частоты таких колебаний, в отличие от модели с неподвижной плазмой, могут отличаться в несколько раз.

2. В некоторых частях магнитосферы происходит пересечение полоидальной и тороидальной резонансных поверхностей. В этом случае область генерации стоячих альфвеновских волн и область их диссипации в ионосфере практически совпадают. При этом такие колебания обладают тороидальной поляризацией в области генерации, где их амплитуда максимальна.

3. Во внешней магнитосфере, прилегающей к магнитопаузе расщепление спектра резонансных колебаний настолько велико, что альфвеновская волна, сгенерированная на полоидальной резонансной поверхности при своем перемещении поперек магнитных оболочек не встречает тороидальной резонансной поверхности. Сгенерированная альфвеновская волна может оказаться запертой между точкой отражения на полоидальной резонансной поверхности и магнитопаузой, либо между двумя такими точками отражения. При этом во всей области существования таких стоячих альфвеновских волн их поляризация будет полоидальной.

4. Оказалось, что несколько первых гармоник стоячих альфвеновских волн, распространяющихся по азимуту в направлении скорости вращения плазмы, могут генерироваться внутри магнитосферы только до определенных магнитных оболочек. На более высокоширотных магнитных оболочках условия существования полоидальных альфвеновских колебаний отсутствуют. Это связано с особенностью распределения параметров магнитосферной плазмы и видом дисперсионного уравнения для таких волн.

1. Dungey J. W. Pensilvania State University Science Report. 1957. № 69. P. 30.

## ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ В ЯКУТИИ

Будищев А.А., Тимофеева Г.А., Титов С.В.

*Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова*

Представлены результаты исследований атмосферного аэрозоля в Центральной Якутии по данным солнечного фотометра AERONET и стратосферного лидара ИКФИА СО РАН. Исследовалось поведение оптической толщины аэрозоля, распределение аэрозолей по размерам и концентрации водяного пара, их связь с различными геофизическими параметрами, а также температурой стратосферы по радиозондовым измерениям.

Обнаружена зависимость ( $R=0,7$ ) концентрации водяного пара и АОТ с числом солнечных пятен, которая, по-видимому, связана с образованием ядер концентрации на крупных аэрозольных частицах, образовавшихся в результате воздействия солнечных

вспышек на атмосферу Земли. При этом предполагается, что основные изменения аэрозольной концентрации происходят на уровне стратосферы. Лидарное зондирование показывает, что с начала зимы по настоящее время на высотах 13 и 17 км существуют долговременные аэрозольные слои. С учетом того, что местных источников стратосферного аэрозоля нет, предполагается, что данные слои возникли в результате приноса атмосферной циркуляцией аэрозолей тропического происхождения, либо в результате их образования под действием гелиогеофизических процессов.

УДК 551.5

## ПРОЦЕССЫ САМООРГАНИЗАЦИИ ПРИ ТРАНСФОРМАЦИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ВИХРЯ

Малиновская Е.А.

*Ставропольский государственный университет*

В задачах краткосрочного прогноза погоды широко используется описание атмосферных процессов в адиабатическом приближении, при котором пренебрегается источниками тепла и трением. При этом возникают характеристики: потенциальный вихрь ( $I = (\text{grad}\sigma \cdot \text{rot}\mathbf{v})/\rho$ , (1), где  $\sigma = S/c_p$ , (1a),  $S$  - энтропия,  $\mathbf{v}$  - вектор скорости,  $\rho$  - плотность) и энтропия, изменение которых во времени должно протекать достаточно медленно и свидетельствовать о неадиабатических воздействиях (трение, теплообмен)[1].

Было преобразовано уравнение трансформации потенциального вихря  $\frac{dI}{dt} = \frac{T}{p}(\Omega + 2\omega)\text{grad}\varepsilon + \frac{T}{p}(\text{rot}\mathbf{f} \cdot \text{grad}\sigma)$  к виду:  $\frac{dI}{dt} = \frac{I}{R}(1 - \eta c_p) - \rho \frac{I \cdot \chi^2}{R} \frac{dS}{dt}$ , (2), где  $\eta$  - коэффициент кинематической вязкости,  $\chi = c_p/c_v$ . Полученное уравнение представляет собой уравнение вида  $\frac{dx}{dt} = F(x, \mu) = -\frac{dU(x, \mu)}{dx}$  с управляющим параметром  $\mu = \frac{dS}{dt}$ .

Энтропия является ключевой физической величиной при описании самоорганизации. Она служит мерой ценности содержащейся в системе энергии и мерой беспорядка.

Экспериментально установлена зависимость управляющего параметра  $\mu$  от значений  $I$ . Данная зависимость имеет вид:  $\mu = \alpha \cdot \exp(A/I^{2N}) + BI^{2M} + C$ , где  $\alpha$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $M$  и  $N$  - постоянные. При этом зависимость  $U(I)$  будет иметь вид:

$\frac{dS}{dt} = \alpha \cdot \int \exp\left(\frac{A}{I^{2N}}\right) \cdot dI + B^* I^{2(M+1)} + C^* I^2$ . Выявлены области значений потенциального вихря для различных территорий, при которых протекают процессы самоорганизации.

Разработана компьютерная программа, которая на основе реальных синоптических карт представляет значения потенциального вихря в виде временного ряда, вычисляет значения изменений энтропии и, используя полученное уравнение, иллюстрирует процесс трансформации потенциального вихря. Предполагается разработка программы прогнозирования.

1. Обухов А.М. Турбулентность и динамика атмосферы. – Ленинград: Гидрометиздат, 1988, с. 275-291.

**МАТЕМАТИКА****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Боголюбов Александр Николаевич**

УДК 533.92

**ДИНАМИКА ЧАСТИЦ  
В РАСЩЕПЛЕННЫХ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЯХ**

Оводков Д.А. Попов В.Ю. Малова Х.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Динамика заряженных частиц в «колокообразных» (или «одногоорбых») тонких токовых слоях (с толщиной области обращения поля порядка ионного ларморовского радиуса) является предметом интенсивного изучения на протяжении нескольких последних десятилетий [1], [2]. Однако, в последние годы, благодаря исследованиям спутников GEOTAIL и CLUSTER, были обнаружены двойные токовые слои, профили плотности тока которых имеют максимумы на краях и минимум в центре [3], [4].

Структура и эволюция ТТС не могут быть описаны в рамках МГД- теории, так как гирорадиус ионов, носителей тока, порядка толщины слоя. Более адекватной является кинетическая теория, где детальное описание движения разных групп частиц очень важно для структуры и динамики ТТС как целого.

В данной работе проводится исследование влияния общей структуры токового слоя (одногоорбый или двугорбый профили плотности тока) на структуру фазового пространства, в котором движутся заряженные частицы. С этой целью исследуется зависимость фазовых областей от параметра адиабатичности [5] и от формы профиля плотности тока – одногоорбой или двугорбой.

Численное исследование динамики заряженных частиц в нерасщепленных и расщепленных ТТС показало:

Расщепление слоя вызывает увеличение относительного объема рассеянной плазмы, что может играть критическую роль для эволюции и структуры тонкого токового слоя.

Управляющими параметрами, определяющими размеры фазовых областей, могут служить как расстояние между максимумами плотности тока, так и отношение их ширины к ларморовскому радиусу ионов.

1. Sonnerup B.U.O. “Adiabatic particle orbits in magnetic null sheet” // J. Geophys. Res., 1971, v. 76, p. 8211.
2. Chen J. and Palmadesso P.J. “Chaos and nonlinear dynamics of single-particle orbits in magnetotaillike magnetic field” // J. Geophys. Res, 1986, v. 91, p. 1499
3. Hoshino M., Nishida A., Mukai T., Saito Y., and Yamamoto T. “Structure of plasma sheet in magnetotail: double-peaked electric current sheet” // J. Geophys.Res., 1996, v. 101 p. 24775.
4. Asano Y., Mukai T., Hoshino M., Saito Y., Hayakawa H., and Nagai T. “Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail” // J. Geophys. Res., 2003, v. 108, p. 10101.

5. Buchner J., and Zelenyi L.M “Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals, Basic theory of trapped motion” // J. Geophys. Res., 1989, v. 94, p. 11821.

УДК 533.7: 519.63

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧИ О СИЛЬНОМ ТОЧЕЧНОМ ВЗРЫВЕ

\*)Серёгин В.В.

*МГУ им. Ломоносова, физический факультет*

Помимо важных практических приложений задача о точечном взрыве используется как тест для различных численных алгоритмов. Если в задаче о точечном взрыве не учитывать противодействие, то задача переходит в задачу о сильном точечном взрыве, которая допускает автомодельное решение. В задаче о точечном можно выделить две стадии, которые условно называются ранняя и поздняя [1]. В ранней стадии сохраняется качественное сходство решения с автомодельным. Учет противодействия приводит к некоторым количественным отклонениям. Главным отличием является наличие возвратного течения.

В данной работе рассматривается решение задачи о точечном взрыве на основе квазигазодинамических уравнений. Задача решается в цилиндрической системе координат на треугольной сетке. Для изучения эволюции решения с течением времени удобно рассматривать профили газодинамических величин по относительной координате. Полученные результаты (на рис. 1 изображены сплошной линией) сравниваются с [1] (на рисунках изображены пунктиром).

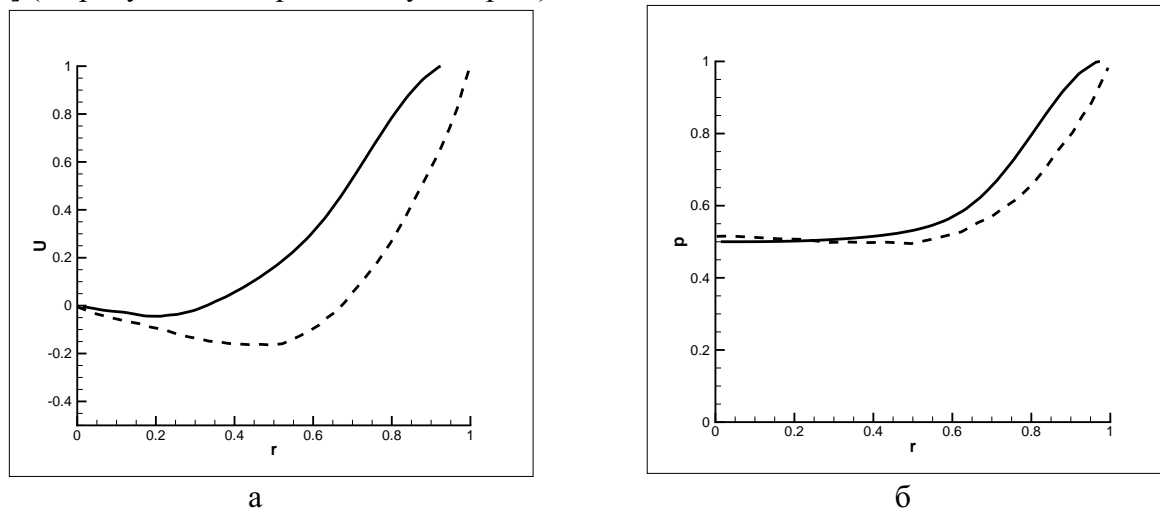


Рис. 1. Распределение скорости (а) и давления (б)

1. Кестенбойм Х.С., Росляков Г.С., Чудов Л.А. "Точечный взрыв" М.: "Наука", 1974, С. 35-66.
2. Четверушкин Б.Н., Чурбанова Н.Г. "Консервативные кинетические схемы для решения задач газовой динамики" Препринт №78 М.: ИПМ им. Келдыша 1986.

\*) Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на посекции.

УДК 533.7: 519.63

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ КОМЕТЫ

Серёгин В.В.

МГУ им. Ломоносова, физический факультет

В марте 1996 комета Нyaikutake прошла неожиданно близко к Земле. Это позволило получить необыкновенно хорошее изображение ее разреженной атмосферы, состоящей в основном из водяного пара. Были обнаружены дуги с обычным радиусом 3000 км и пространственным углом в 60 градусов на темной стороне, имеющие вогнутую поверхность по направлению к Солнцу, и с вершиной в несколько тысяч километров от ядра кометы. Эти дуги были интерпретированы как ударная структура, полученная в результате взаимодействия струй водяного пара излученным ядрами [1].

В данной работе рассматривается способ моделирование такого течения, основанный на системе квазигазодинамических уравнений [2], и изучение возможности образования ударной волны в разреженной атмосфере кометы. Задача решается в цилиндрической системе координат на треугольной сетке.

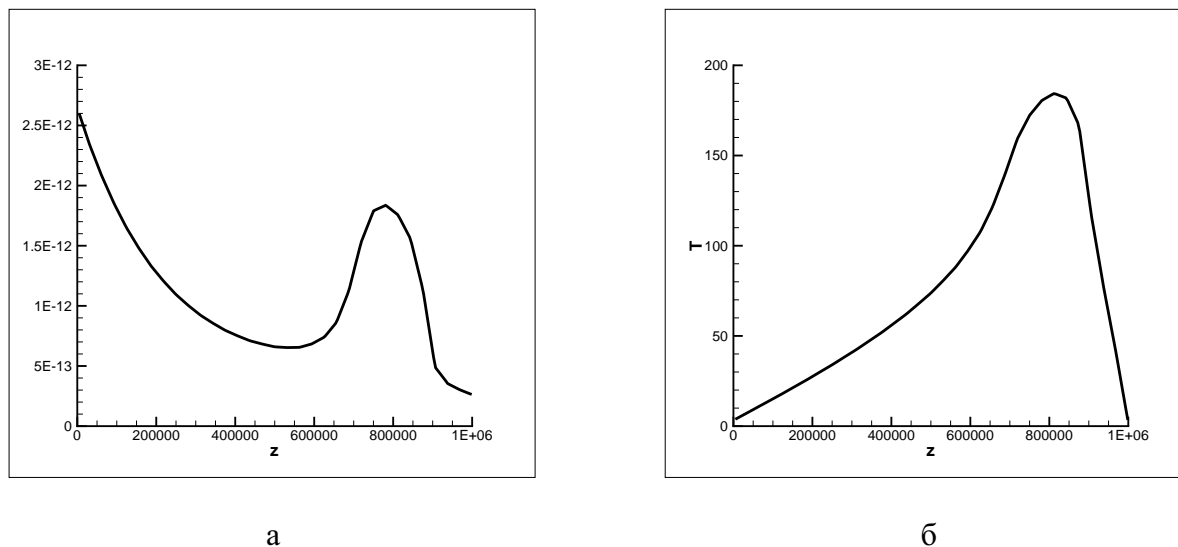


Рис. 1. Распределение плотности (а) и температуры (б)

1. Rodionov A.V., Jorda L., Jones G.H., Crifo J.F., Colas F., Lecacheux J. Comet Nyaikutake gas Arcs: First Observational Evidence of Standing Shock Waves in a Cometary Coma, *Icarus*, 136, 232 – 267 (1998)
2. Елизарова Т.Г., Соколова М.Е. Численный алгоритм расчета сверхзвуковых течений, основанный на квазигазодинамических уравнениях. *Вестник Московского университета, серия 3. Физика. Астрономия*, 2004, No 1, с. 10 - 15.

УДК 517.956.224

## ОБ ОДНОЙ СМЕШАННОЙ ЗАДАЧЕ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ГЕЛЬМГОЛЬЦА

\*\*)Колыбасова В.В.

*МГУ им. Ломоносова, физический факультет*

На плоскости  $x \in R^2$  рассмотрим многосвязную область, ограниченную простыми разомкнутыми кривыми  $\Gamma_1^1, \dots, \Gamma_{N_1}^1 \in C^{2,\lambda}$  и простыми замкнутыми кривыми  $\Gamma_1^2, \dots, \Gamma_{N_2}^2 \in C^{2,\lambda}$ ,  $\lambda \in (0,1]$  так, что кривые не имеют общих точек, в частности, концов. Будем рассматривать как случай внешней области, так и случай внутренней области, когда кривая  $\Gamma_1^2$  охватывает все остальные. Положим  $\Gamma^1 = \bigcup_{n=1}^{N_1} \Gamma_n^1$ ,  $\Gamma^2 = \bigcup_{n=1}^{N_2} \Gamma_n^2$ ,  $\Gamma = \Gamma^1 \cup \Gamma^2$ . Связную область, ограниченную  $\Gamma^2$  и содержащую  $\Gamma^1$ , будем называть  $D$ . Предположим, что каждая кривая  $\Gamma_n^j$  параметризована длиной дуги  $s$ :  $\Gamma_n^j = \{x: x = x(s) = (x_1(s), x_2(s)), s \in [a_n^j, b_n^j]\}$ ,  $n = 1, \dots, N_j$ ,  $j = 1, 2$ , так, что  $a_1^1 < b_1^1 < \dots < a_{N_1}^1 < b_{N_1}^1 < a_1^2 < b_1^2 < \dots < a_{N_2}^2 < b_{N_2}^2$  и область  $D$  остаётся справа при возрастании параметра  $s$  на  $\Gamma_n^2$ . Положим  $C^{j,r}(\Gamma_n^2) = \{f(s): f(s) \in C^{j,r}[a_n^2, b_n^2], f^{(m)}(a_n^2) = f^{(m)}(b_n^2), m = 0, \dots, j\}$ ,  $j = 0, 1$ ,  $r \in (0,1]$  и  $C^{j,r}(\Gamma^2) = \bigcap_{n=1}^{N_2} C^{j,r}(\Gamma_n^2)$ . Будем считать  $\Gamma^1$  совокупностью разрезов. Сторону  $\Gamma^1$ , остающуюся слева при возрастании параметра  $s$ , будем обозначать  $(\Gamma^1)^+$ , а противоположную сторону —  $(\Gamma^1)^-$ . Пусть  $\bar{n}_x = (x_2'(s), -x_1'(s))$  — вектор нормали к  $\Gamma$  в точке  $x(s)$ .

*Определение 1.* Функция  $f(s)$  принадлежит  $C_q^\omega(\Gamma^1)$ ,  $q \in [0,1)$ ,  $\omega \in (0,1]$ , если

$$f(s) \prod_{n=1}^{N_1} |s - a_n^1|^q |s - b_n^1|^q \in C^{0,\omega}(\Gamma^1).$$

*Определение 2.* Функция  $u(x)$  принадлежит классу  $\mathbf{K}$ , если

$$u \in C^0(\overline{D \setminus \Gamma^1}) \cap C^2(D \setminus \Gamma^1) \text{ и } u(x) \text{ непрерывна на концах } \Gamma^1,$$

$\nabla u \in C^0(\overline{D \setminus \Gamma^1} \setminus X)$ , где  $X$  — множество точек, состоящее из концов  $\Gamma^1$ :

$$X = \bigcup_{n=1}^{N_1} [x(a_n^1) \cup x(b_n^1)],$$

в окрестности любой точки  $x(d) \in X$  для некоторых констант  $c > 0$ ,  $\varepsilon > -1$  выполняется неравенство  $|\nabla u| \leq c |x - x(d)|^\varepsilon$ , где  $x \rightarrow x(d)$  и  $d = a_n^1$  или  $d = b_n^1$ ,  $n = 1, \dots, N_1$ .

---

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.



В определении класса  $\mathbf{K}$  функции  $u(x)$  и  $\nabla u(x)$  непрерывно продолжимы на разрезы  $\Gamma^1 \setminus X$  слева и справа, но могут иметь скачок при переходе через  $\Gamma^1 \setminus X$ .

*Задача U.* Найти функцию  $u(x)$  из класса  $\mathbf{K}$ , которая удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\Delta u(x) + k^2 u(x) = 0, \quad x \in D \setminus \Gamma^1, \quad k = \text{const}, \quad \text{Im } k > 0$$

и граничным условиям

$$\frac{\partial u(x)}{\partial \vec{n}_x} \Big|_{x(s) \in (\Gamma^1)^+} = F^+(s), \quad \frac{\partial u(x)}{\partial \vec{n}_x} \Big|_{x(s) \in (\Gamma^1)^-} = F^-(s), \quad u(x) \Big|_{x(s) \in \Gamma^2} = F(s). \quad (1)$$

Если  $D$  — внешняя область, добавим условия на бесконечности

$$u = o(|x|^{-1/2}), \quad |\nabla u(x)| = o(|x|^{-1/2}), \quad |x| = \sqrt{x_1^2 + x_2^2} \rightarrow \infty.$$

*Теорема.* Если  $F^+(s), F^-(s) \in C^{0,\lambda}(\Gamma^1)$ ,  $F(s) \in C^{1,\lambda}(\Gamma^2)$ , то классическое решение  $u(x)$  задачи **U** существует и единственно. Оно выражается формулой

$$u[\mu](x) = w_1[\mu](x) + w_2[\mu](\sigma) + \frac{i}{4} \int_{\Gamma^1} [F^+(s) - F^-(s)] H_0^{(1)}(k|x - y(\sigma)|) d\sigma, \quad (2)$$

где  $w_1[\mu](x) = \frac{i}{4} \int_{\Gamma^2} \mu(\sigma) \frac{\partial H_0^{(1)}(k|x - y(\sigma)|)}{\partial \vec{n}_y} d\sigma, \quad w_2[\mu](x) = \frac{i}{4} \int_{\Gamma^1} \mu(\sigma) V(x, \sigma) d\sigma,$

$$V(x, \sigma) = \int_{a_n^1}^{\sigma} \frac{\partial H_0^{(1)}(k|x - y(\xi)|)}{\partial \vec{n}_y} d\xi, \quad \sigma \in [a_n^1, b_n^1],$$

где  $H_0^{(1)}(z)$  — функция Ханкеля первого рода [1],  $\mu(s) \in C_{1/2}^p(\Gamma^1) \cap C^0(\Gamma^2)$  ( $p = \min\{1/2, \lambda\}$ ) — решение системы интегральных уравнений, получающихся при подстановке (2) в (1) и удовлетворяющее условиям

$$\int_{a_n^1}^{b_n^1} \mu(\sigma) d\sigma = 0, \quad n = 1, \dots, N_1.$$

Такое решение существует и единственно.

1. Никифоров А.Ф., Уваров В.Б. Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1984.

УДК 517.958

## ИЗУЧЕНИЕ ДРЕЙФА КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В СИСТЕМЕ КВАЗИЛИНЕЙНЫХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

Лазарев А.В.

*МГУ им. Ломоносова, физический факультет*

Контрастными структурами [1] называются своеобразные конфигурации полей, образующиеся в процессе эволюции физических объектов различной природы в нелинейном режиме. В контрастной структуре обширные участки медленного изменения

поля разделяются малыми по объему областями быстрого изменения поля. Эти области, называемые внутренними переходными слоями, медленно перемещаются в пространстве в результате совместного действия ряда эффектов, в число которых входит диффузия, перенос и генерация.

Основной целью нашей работы на данном этапе является исследование стационарных [2] и нестационарных [3] контрастных структур, которые являются одним из типичных классов решений нелинейных эволюционных уравнений.

На данном этапе мы занимались исследованием связанных систем одномерных нестационарных контрастных структур. Проблема изучения дрейфа решений связанных уравнений особенно актуальна в настоящее время из-за малой изученности поведения нестационарных контрастных структур в нелинейной активной среде вообще, и их систем в частности [4], [5]. Объектом исследования выступала краевая задача для системы связанных квазилинейных уравнений теплопроводности с переносом и нелинейным размножением. Задача исследовалась в два этапа, вначале проводился обширный вычислительный эксперимент, затем получались численные оценки для наблюдаемых явлений.

Было получено, что поставленная задача имеет две характерных области решений. В одной из областей задача имеет единственное решение, являющееся асимптотически устойчивым. Было показано, что в данной области решения типа контрастных структур не возникают. Во второй области были обнаружены решения с внутренними переходными слоями. Были получены необходимые условия существования решений типа контрастных структур.

Для численного исследования поставленной задачи были реализованы эффективные алгоритмы. При помощи вычислительного эксперимента в данной системе был обнаружен принципиально новый эффект так называемой синхронизации контрастных структур, благодаря которому, решения, начиная с определённого момента времени, начинают двигаться синхронно, то есть эффективные скорости дрейфа внутренних переходных слоёв для обоих уравнений становятся равными. Были получены необходимые условия для возникновения синхронизации контрастных структур.

Таким образом, результаты проведенного нами исследования позволяют расширить представление о нестационарных решениях типа контрастных структур в нелинейной среде, а также установить влияние связи уравнений на появление качественно новых эффектов, что может учитываться в работах по исследованию физических явлений, описываемых данной математической моделью.

1. Тихонов А.Н. О зависимости решений дифференциальных уравнений от малого параметра // Матем. сб. – 1948. – Т. 22 (64), № 2. – С. 280–288.
2. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф., Нефёдов Н.Н. Контрастные структуры в сингулярно возмущённых задачах // Фундаментальная и прикладная математика. – 1998. – Т. 4, № 3. – С. 799–851.
3. Быков А.А., Попов В.Ю., Соколов Д.Д. Математическое моделирование резонансных эффектов распространения волн в многослойных периодических структурах // Информационный бюллетень РФФИ. – 1995. – Т. 3, № 1. – С. 406–418.
4. Vasilieva A.B., Butuzov V.F., Nefedov N.N. The contrast structures type solutions of nonlinear singularly perturbed equations // Proceedings of IMACS. – Amsterdam: North Holland / Elsevier, 1992. – P. 439–445.
5. Barbu L., Kim J.K., Morosanu Gh. First order asymptotic expansion for a singularly perturbed parabolic-parabolic problem // Nonlinear Funct. Anal. Appl., to appear.

УДК 519.633.6

## ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ ОДНОГО НОВОГО УРАВНЕНИЯ СОБОЛЕВСКОГО ТИПА

Чубенко П.А.

*МГУ им. Ломоносова, физический факультет*

Рассматриваемое уравнение встречается в физике полупроводников, а именно, в теории квазистационарных процессов в неоднородных полупроводниках. Его называют нестационарным уравнением стратификации объемного заряда, т. к. оно описывает одноименное явление, которое заключается в возникновении заряженных слоев чередующегося знака в изначально однородном полупроводнике под воздействием лазерного излучения. В работах [1] и [2] изучается одномерная модель. Решается задача Дирихле с неоднородным условием на одной из границ, моделирующим электромагнитные колебания. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментом.

Уравнение имеет следующий вид (функция  $u$  имеет физический смысл электрического потенциала):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta u - u) - u = f.$$

Фундаментальное решение строится при помощи преобразования Лапласа по  $t$ . После его проведения получается уравнение для образа ФР, легко сводящееся к уравнению Кирхгофа, фундаментальное решение которого хорошо известно. После обратного преобразования будем иметь:

$$u(r, t) = \frac{1}{2\pi i r} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \frac{1}{p} e^{pt - \sqrt{\frac{p+1}{p}} r} dp, \quad u(r, t) = \frac{1}{\pi i r} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mu}{\mu^2 + 1} e^{i\mu r} e^{-\frac{t}{\mu^2 + 1}} d\mu.$$

Это интегральное представление можно свести к более удобному для исследования выражению:

Наиболее просто выводится асимптотика при малых  $t$ : достаточно разложить последнюю экспоненту в ряд и сменить порядок интегрирования и суммирования. Это приведет к формуле

$$u(r, t) = \frac{1}{r} e^{-r} - \frac{t}{2} e^{-r} + \left( \sum_{n=2}^{\infty} t^n \sum_{k=0}^n a_{kn} r^{k-1} \right) e^{-r},$$

где коэффициенты  $a_{kn}$  вычисляются аналитически (явные выражения для них получаются весьма громоздкими).

Для больших  $r$  и  $t$  получаются, соответственно, оценки:

где  $\delta > 0$ ,  $\epsilon > 0$ . Последняя позволяет сделать фундаментальный вывод: ФР убывает по крайней мере быстрее любой степени  $t$ .

$$|u(r, t)| \leq \frac{A_n}{r^{1+n} t^{0.5n-\epsilon}}, \quad |u(r, t)| \leq A(\delta) \frac{e^{-r(1-\delta)}}{r} e^{B(\delta)t},$$

Интересный результат получается при рассмотрении сечений  $r/t = C$ ,  $C \neq 0$ . Здесь применяется метод перевала, который дает:

$$u(r, t) = e^{-at} (d \cos bt + g \sin bt) \cdot \left( \frac{1}{\sqrt{t}} + O(t^{-3/2}) \right),$$

где  $a > 0$ . Коэффициенты  $a, b, d, g$  можно найти точно (с помощью формул Кардано для уравнения 4-й степени), или приближенно по теории возмущений (в случае больших или малых  $C$ ). Из формулы видно, что решение не просто убывает при удалении от начала координат, но еще и осциллирует.

1. Корпусов М.О., Плетнер Ю.Д., Свешников А.Г. “О квазистационарных процессах в проводящих средах без дисперсии” // ЖВМ, 2000 г., т. 40, №8.
2. Фурман А.С. “О стратификации объемного заряда при переходных процессах в полупроводниках” // ФТТ, 1986 г., т. 28, №7.
3. Габов С.А., Свешников А.Г. Линейные задачи теории нестационарных внутренних волн. М., “Наука”, 1990 г.
4. Федорюк М.В. Асимптотика: интегралы и ряды. М., “Наука”, 1987 г.

УДК 159.922.8

## МЕТОД СМЕШАННЫХ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Степанов И.В.

*МГУ им. Ломоносова, физический факультет*

Рассматривается задача расчета волноводов с произвольным кусочно-постоянным поперечным заполнением диэлектриком [1]. Для ее решения существует ряд методов, таких как метод конечных разностей, метод сшивания собственных функций, вариационные методы и многие другие. В настоящее время наибольшую популярность приобрел метод смешанных конечных элементов, позволяющий строить достаточно универсальные алгоритмы и избегать появления нефизических решений, возникающих при применении стандартного метода конечных элементов [2]. Однако, при применении метода смешанных конечных элементов к задаче расчета диэлектрического волновода в цилиндрической системе координат, возникает проблема аппроксимации поля в начале координат. Одним из способов, позволяющих решить эту проблему, может служить введение фиктивной дополнительной границы в окрестности начала цилиндрической системы координат, соответствующей идеально проводящему стержню малого радиуса. При стремлении этого радиуса к нулю, по теореме Самарского [3] собственные значения полученной задачи будут стремиться к собственным значениям исходной задачи.

Нами разработан метод вычисления мод градиентных диэлектрических волноводов в цилиндрической системе координат. Написана программа, позволяющая исследовать моды волноводов с достаточно произвольным кусочно-постоянным диэлектрическим заполнением. На основании полученных результатов построены дисперсионные кривые, описывающие зависимость  $\gamma(k)$ . Приведены примеры волноводов, в которых существуют комплексные волны. Предложенный метод позволяет избежать появления нефизических решений и обойти проблему аппроксимации поля в нуле в цилиндрической системе координат. Результаты сравнения с точными решениями для полого и двухслойного волноводов свидетельствуют о высокой точности метода.

1. Веселов Г.И., Раевский С.Б. Слоистые металло-диэлектрические волноводы. – М.: Радио и Связь, 1988.
2. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л. Расчет диэлектрических волноводов методом конечных элементов, исключая появление нефизических решений. // Вестн. Моск. ун-та, сер. 3, Физика, Астрономия, 1996, № 1.
3. Самарский А.А., Докл. АН СССР 1948. № 1. с. 631-634.

УДК 519.6

## РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ПОТОКОМЕТРИИ В СЛУЧАЕ ОГРАНИЧЕННОГО ЧИСЛА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

\*\*)Николаева Н.Н.

*МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время большой практический интерес представляют собой ультразвуковые измерения потоков, к основным преимуществам которых относятся возможность измерения характеристик потоков в широком диапазоне скоростей движения среды и размеров каналов транспортировки, бесконтактность (что необходимо в условиях химической активности, токсичности, пожароопасности и т.д.), стабильность, возможность работы при высоких температурах и давлении. Одной из обратных задач ультразвуковой потокометрии является задача реконструкции и оценки погрешности реконструкции осесимметричных профилей скорости течения жидкости или газа в каналах с круговым поперечным сечением на основе использования специальных многоплоскостных ультразвуковых измерительных модулей, схема и описание которых представлены в [1]. Известно, что в случае безвихревого движения жидкости в канале реконструкция сводится к решению интегрального уравнения типа Абеля первого рода:

$$(Az(r))(\xi) = \frac{1}{\sqrt{R^2 - \xi^2}} \int_{\xi}^R \frac{rz(r)dr}{\sqrt{r^2 - \xi^2}} = u(\xi), \quad \xi \in [0, R], \quad (1)$$

где  $u(\xi)$  – среднее значение скорости потока,  $z(r)$  – истинное значение скорости потока,  $R$  – внутренний радиус канала,  $u(R) \equiv 0$ . Полагаем  $u(\xi) \in L_2[0, R]$ ,  $z(r) \in M \subset L_2[0, R]$  (оператор  $A_{L_2 \rightarrow L_2}$  – линейный, непрерывный и инъективный,  $M$  – множество монотонных невозрастающих выпуклых вверх ограниченных функций). Так как  $M$  – компактное множество пространства  $L_2[0, R]$ , то задача (1) – корректно поставлена по Тихонову, т.е. малому изменению функции  $u(\xi) \in AM \subset L_2[0, R]$  соответствует малое изменение в решении.

В [2, 3] представлены некоторые алгоритмы решения уравнений типа Абеля на компактных множествах. К сожалению, для их практической реализации необходимо большое число измерительных данных, что не всегда возможно в условиях ультразвуковых экспериментов. Целью данной работы является оптимизация этих алгоритмов на случай малого числа измерительных плоскостей (как правило, в условиях эксперимента их не более 11). Предлагается следующий способ нахождения приближенного решения

---

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

поставленной задачи и оценки погрешности получаемого приближения, который автоматически учитывает погрешность конечномерной аппроксимации, легко реализуем и требует сотые доли секунды для численного расчета, что далеко не предел в связи с развитием вычислительной техники. Пусть  $\{r_i\}_1^{n+1}, \{\xi_j\}_1^m$  – сетки, а  $\{z_i\}_1^{n+1}, \{u_j\}_1^m$  – сеточные значения, где  $m$  – число измерительных плоскостей, а  $n$  – число точек восстановления (здесь  $z_{n+1} \equiv 0$  – граничное условие на станках транспортного канала). Полагаем, что вместо точных значений  $u_j$  известны приближенные значения  $u_j^\delta$  и погрешности  $\delta_j$  такие, что  $|u_j - u_j^\delta| \leq \delta_j, j = \overline{1, m}$ . Тогда в качестве бесконечномерного множества приближенных решений можно принять  $Z_M^\delta = \{z \in M : -\delta_j \leq A^j z - u_j^\delta \leq \delta_j\}$ , где  $A^j z = (Az(r))(\xi_j)$ . Введем функции  $z_n^l(r), z_n^u(r)$  такие, что при фиксированном векторе сеточных значений  $\hat{z}$  и  $\forall r \in [0, R]: z_n^l(r) \leq z(r) \leq z_n^u(r)$ . В этом случае в качестве конечномерного множества приближенных решений можно взять

$$\hat{Z}_M^\Delta = \left\{ \hat{z} \in \hat{M} : \begin{array}{l} A^j z_n^l \leq u_j^\delta + \delta_j, \quad j = \overline{1, m} \\ A^j z_n^u \geq u_j^\delta - \delta_j, \quad j = \overline{1, m} \end{array} \right\}, \quad (2)$$

где  $\hat{M}$  – множество ограничений на вектор сеточных значений,  $A^j z_n^l = \sum_{i=1}^n \alpha_{ji} z_i$ ,  $A^j z_n^u = \sum_{i=1}^n \beta_{ji} z_i$ , а  $\alpha_{ji}, \beta_{ji}$  – известные аналитические выражения (некоторые подходы к построению функций  $z_n^l(r), z_n^u(r)$  описаны в [2,3]). При этом нахождение приближенного решения сводится к минимизации на множестве  $\hat{Z}_M^\Delta$  квадратичной функции, а оценка погрешности к минимизации линейной функции  $f(\hat{z}) = \pm z_i, i = \overline{1, n}$ .

1. Rychagov M. and Tereshchenko S. Multipath flowrate measurements of symmetric and asymmetric flows. // Inverse problems. 2000. V.16. P. 495-504.
2. Николаева Н.Н., Титаренко В.Н., Ягола А.Г. Оценка погрешности решения уравнения Абеля на множествах монотонных и выпуклых функций. // Сибирский журнал вычислительной математики, 2003, Т. 6, № 2, с. 171-180.
3. Николаева Н.Н., Рычагов М.Н., Титаренко В.Н., Ягола А.Г. Оценка погрешности реконструкции симметричных профилей скорости в многоплоскостных измерительных модулях. — Журнал вычислительной математики и математической физики, 2004, Т. 44, № 1, с. 18-29.

УДК 517.927.2; 519.614

## РАЗНОСТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ КОМПЛЕКСНЫХ ОДУ

Альшин А.Б.\*, Калиткин Н.Н.\*\*\*, Корягина А.Б.\*\*\*

\* МГУ, физический факультет, \*\* Институт математического моделирования РАН, \*\*\* Московский государственный институт электронной техники, технический университет

В настоящей работе исследуется возможность применимости одностадийных схем Розенброка к системам вида:

$$\frac{dz_l}{dt} = G_l(z_1, z_2, \dots, z_N), \quad l = 1, \dots, N \quad (3)$$

Здесь  $z = (z_1, z_2, \dots, z_N) \in C^N$ , а  $g_l = g_l(z_1, z_2, \dots, z_N) \in C^\infty$  – аналитические функции комплексных переменных  $z_1, z_2, \dots, z_N$ .

Далее будем использовать схему Розенброка [1] с комплексным коэффициентом, записанную в форме, пригодной для комплекснозначных ОДУ:

$$\hat{z} = z + 0.5 \cdot \tau(v + w), \quad [E - 0.5(1+i)\tau G_z]v = f(z, t + 0.5\tau), \quad [E - 0.5(1-i)\tau G_z]w = f(z, t + 0.5\tau). \quad (4)$$

Здесь  $G_z \equiv \partial G / \partial z$  – матрица Якоби,  $E$  – единичная матрица,  $\tau$  – шаг по времени,  $z$  – решение на текущем временном слое,  $\hat{z}$  – решение на новом временном слое. Таким образом, для перехода на следующий временной слой требуется дважды решить систему линейных уравнений. Но матрицы систем в (4) хорошо обусловлены и решение следует выполнять прямыми методами. Тем самым переход выполняется за конечное заранее известное число действий, как в явных схемах. Схема (4) обладает уникальными свойствами [2]: точность  $O(\tau^2)$ , L2 – устойчивость и, соответственно, безусловная устойчивость. Эта схема обладает высокой надежностью и пригодна для расчета задач с сильной жесткостью. Именно эта схема использована в описанных ниже расчетах, за этой схемой в литературе закрепилось название схема CROS.

Для иллюстрации возможности применимости схемы CROS к системам комплексных дифференциальных уравнений был взят пример из физики горения. В 1977 году Сивашинский [3] показал, что динамика фронта пламени может быть описана с помощью нелинейного уравнения в частных производных, содержащего псевдодифференциальный оператор

$$u_t + uu_x = \Lambda u + \nu u_{xx}, \quad (5)$$

где оператор  $\Lambda$  определяется через преобразование Фурье по пространственной переменной

$$u(t, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikx} \hat{u}(t, k) dk; \quad \Lambda u(t, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikx} |k| \cdot \hat{u}(t, k) dk.$$

Уравнение Сивашинского обладает интересным свойством, которое обычно называют полярным разложением (pole decomposition), а именно уравнение (5) допускает решения в виде [4]

$$u(t, x) = -2\nu \sum_{\alpha=1}^{2N} \frac{1}{x - z_\alpha(t)} \quad (6)$$

где  $z_\alpha$  полюса на комплексной плоскости, причём полюса присутствует в формуле (6) комплексносопряжёнными парами. Движение полюсов происходит по следующему закону

$$\dot{z}_\alpha = -2\nu \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{1}{z_\alpha - z_\beta} - i \cdot \text{sign}(\text{Im } z_\alpha). \quad (7)$$

В случае  $2\pi$ -периодичности по пространственной переменной можно рассматривать только полюса с реальной частью  $\text{Re } z_\alpha \in (0, 2\pi)$  и вместо уравнений (6) и (7) использовать следующие уравнения.

$$u(t, x) = -v \sum_{\alpha=1}^{2N} \operatorname{ctg} \frac{x - z_{\alpha}(t)}{2}, \quad (8)$$

$$\dot{z}_{\alpha} = -v \sum_{\beta \neq \alpha} \operatorname{ctg} \left( \frac{z_{\alpha} - z_{\beta}}{2} \right) - i \cdot \operatorname{sign}(\operatorname{Im} z_{\alpha}). \quad (9)$$

Численные расчёты проводились с использованием комплексной арифметики с двойной точностью. В процессе расчёта вычислялись также собственные значения матрицы Якоби, что позволяет судить об изменении жёсткости системы с течением времени. Проводились тесты на сгущающихся сетках, которые подтвердили теоретический порядок точности схемы, а также рекуррентное уточнение точности по методу Ричардсона.

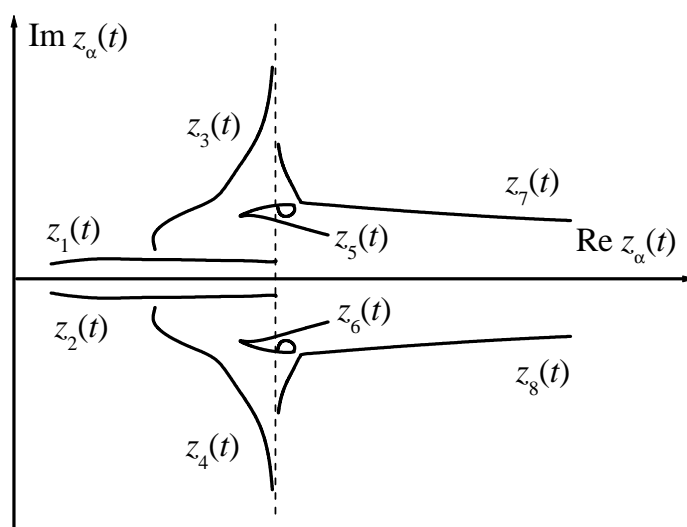


Рис.1. Траектории движения полюсов

Выводы. Можно записать систему (3) для действительных и мнимых частей  $z_n$  и получить систему вдвое большей размерности. Однако при решении жёстких систем важную роль играют ряд параметров: собственные значения матрицы Якоби  $G_z$ , размерность системы, гладкость решения и т.д. В этой связи целесообразно разрабатывать методы численного решения непосредственно для системы (3) тем самым, сохраняя относительно небольшую размерность. Для этой цели схема CROS является одним из лучших кандидатов. К основным достоинствам этой схемы относятся: возможность расчёта для систем с большой жёсткостью, возможность проведения расчётов с контролем точности, а также рекуррентного уточнения решения по методу Ричардсона, простота реализации алгоритма (схема не содержит итераций).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (коды проектов № 05-01-00152, 05-01-00144, 05-01-00122), президентской программы поддержки научных школ НШ-1918.2003.1.

1. Rosenbrock H.H. Some general implicit processes for the numerical solution of differential equations. // Comput. J. 1963. V. 5. № 4. P. 329–330.
2. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. Интегрирование жестких систем дифференциальных уравнений. Москва: препринты ИПМ им. Келдыша, 1981, № 80 и № 90.
3. Sivashinsky, G.I. Act.Astronaut. 4 (1977) (1177).



4. Thual O., Frich U., Henon M. Application of pole decomposition to an equation governing the dynamics of wrinkled flame fronts // J. Physique 46 (1985) 1485-1494.

УДК 517.927.2; 519.614

## ДИАГНОСТИКА ОСОБЕННОСТЕЙ РЕШЕНИЯ ПРИ РАСЧЕТАХ СХЕМОЙ CROS

\*\*)Альшина Е.А.<sup>1</sup>, Калиткин Н.Н.<sup>1</sup>, Корякин П.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт математического моделирования РАН, <sup>2</sup>Московский государственный институт электронной техники, Технический университет

Рассмотрим задачу Коши для обыкновенного дифференциального уравнения:

$$u'(t) = \beta u^{1+1/\beta}; \quad t \geq 0; \quad u(0) = u_0. \quad (1)$$

Точное решение имеет вид

$$u(t) = (t_* - t)^{-\beta}; \quad t_* = 1/u_0. \quad (2)$$

Для  $\beta > 0$  точное решение (2) терпит разрыв второго рода при  $t_*$  и не существует при  $t > t_*$ .

Если решать уравнение (1) численно по явной схеме Рунге-Кутты точности  $O(\tau)$  ERK1, то численное решение будет всегда положительным и монотонно возрастающим:

$$u_0 = u(0); \quad \hat{u} = u + \tau u^2, \quad n = 0, 1, \dots; \quad t_n = n\tau \quad (3)$$

При этом ни что не говорит об особенности решения в точке  $t_*$ ; исходя из вида (3) можно сделать вывод, что решение существует при любых  $t_n$ . На практике применение схемы (3) при  $t \rightarrow \infty$  приводит к переполнению счета, а причина переполнения остаётся неизвестной. Аналогичное качественное поведение численного решения для задач с сингулярностью характерно для схем ERK и более высокого порядка точности.

В данной работе приводится описание алгоритма, построенного на основе метода сгущения сеток при расчетах комплексной схемой Розенброка (CROS) [1], который позволяет диагностировать не только положение, но и тип особенности решения. В случае степенной особенности вида (2) можно установить порядок полюса  $\beta$ . Построена также диагностика разрывов высоких производных точного решения. Авторами показано, что применение схемы CROS, изначально предложенной для жестких задач, не приводит к переполнению расчетов и плохообусловленных задач.

Однопараметрическое семейство одностадийных схем Розенброка для уравнения

$$u'(t) = F(u, t)$$

описывается следующим формулами

$$u_0 = u(0); \quad \hat{u} = u + \tau \text{Re} k; \quad (E - \alpha\tau \partial F / \partial u)k = F(u, t + 0.5\tau). \quad (4)$$

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Здесь  $\partial F/\partial u$  – матрица Якоби,  $E$  – единичная матрица,  $\alpha$  – управляющий параметр. Для перехода на следующий временной слой требуется решить систему линейных алгебраических уравнений с матрицей  $(E - \alpha\tau\partial F/\partial u)$ . То есть переход на новый слой, как и в явных схемах происходит за конечное, заранее известное число шагов. Такие схемы называются явно-неявными. Существует одна схема CROS из семейства (4) с комплексным параметром  $\alpha = (1+i)/2$  уникальными свойствами: точность  $O(\tau^2)$ , L2-устойчивость, монотонностью на линейных задачах и исключительная надежность на жестких задачах.

Контроль точности методом сгущения сетки предложен еще Ричардсоном в 1927 г. Суть метода заключается в том, что по результатам расчётов на двух сетках (с  $N$  и  $rN$  узлами) погрешность численного решения в совпадающих узлах сеток вычисляется по асимптотически точной при  $N \rightarrow \infty$  формуле

$$\Delta^{(rN)}(t) = \frac{u^{(rN)} - u^{(N)}}{r^p - 1} + o(N^{-p}) \quad (5)$$

где  $p$  – теоретический порядок точности схемы.

По результатам расчётов на трёх сетках ( $N, rN, r^2N$ ) можно вычислить эффективный порядок точности схемы

$$p^{eff}(t) = \frac{\ln \Delta^{(N)} - \ln \Delta^{(rN)}}{\ln r}. \quad (6)$$

Методика диагностики сингулярности на основе метода сгущения сетки и при расчетах схемой CROS базируется на следующих, доказанных авторами, утверждениях:

Утверждение 1. Существует значение  $u_* = [2/\tau(\beta+1)]^\beta$ , при котором численное решение схемы CROS для задачи (1) не меняется при переходе на следующий временной слой  $\hat{u} : \hat{u} = u_*$ .

Утверждение 2 (свойство притяжения). При  $u > u_*$  приращение функции  $\hat{u} - u < 0$  и, наоборот, при  $u < u_*$  приращение функции  $\hat{u} - u > 0$ . Т.е. при любом значении  $u$  на текущем временном слое, следующий шаг схема CROS делает по направлению к положению равновесия  $u_* = [2/\tau(\beta+1)]^\beta$ .

Утверждение 3. При особенности точного решения ОДУ (1) типа полюса  $\beta > 0$  численное решение схемы CROS стремится к пределу  $u_*$ . При особенности типа корня  $-1 \leq \beta < 0$  численное решение схемы CROS стабилизируется в полосе вокруг положения равновесия  $u_*$ .

Для ОДУ, точное решение которого имеет особенность вида  $u \propto \ln(t_* - t)$  справедливы утверждения:

Утверждение 4. Существует положение равновесия  $u_* = \ln \tau - \ln 2$ , при котором численное решение схемы CROS не меняется при переходе на следующий временной слой.

Утверждение 5. При  $u > u_*$  приращение функции  $\hat{u} - u < 0$  и, наоборот, при  $u < u_*$  приращение функции  $\hat{u} - u > 0$ .

Утверждение 6. В случае логарифмической особенности положение равновесия  $u_* = \ln \tau - \ln 2$  схемы CROS асимптотически устойчиво.

Утверждения 7, 8 позволяют установить порядок  $\beta$  при степенной особенности  $u(t) \propto (t_* - t)^{-\beta}$  или диагностировать логарифмическую особенность  $u(t) \propto \ln(t_* - t)$ .

Утверждение 7. При наличии сингулярности точного решения типа  $u(t) \propto (t_* - t)^{-\beta}$  в узлах  $t \geq t_*$  эффективный порядок точности схемы CROS  $p^{eff} \rightarrow -\beta$  при  $\tau \propto N^{-1} \rightarrow 0$ .

Утверждение 8. При наличии сингулярности точного решения типа  $u(t) \propto \ln(t_* - t)$  в узлах  $t \geq t_*$  погрешность схемы CROS  $\Delta^{(N)}(t) = -\frac{\ln r}{r^p - 1} + o(N^{-p})$ , а  $p^{eff} \rightarrow 0$  при  $\tau \propto N^{-1} \rightarrow 0$ .

Были проведены многочисленные тестовые расчеты с различным типами особенностей точного решения. Все они подтверждают надежность предложенного алгоритма диагностики местоположения и типа сингулярности расчетами на сгущающихся сетках. Все сказанное подтверждает преимущества использования схемы CROS не только для жестких, но и для плохообусловленных задач. На ее основе целесообразно составлять программы расчетов с асимптотически точной оценкой погрешности и диагностикой сингулярности. Заметим, что сейчас наиболее распространены программы решения ОДУ с автоматическим выбором шага. Однако, для таких алгоритмов не найдено способа получения асимптотически точных оценок погрешности. Поэтому они непригодны для диагностики особенности решения и расчетов с гарантированным контролем точности. Пока такую возможность дает только метод сгущения равномерных и квазиравномерных сеток.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (коды проектов № 05-01-00152, 05-01-00144), Фонда Содействия Отечественной Науке, президентской программы поддержки научных школ НШ-1918.2003.1 и молодых кандидатов наук МК-1907.2004.9.

1. Rosenbrock H.H. Some general implicit processes for the numerical solution of differential equations. // Comput. J. 1963. V.5. №4. P.329–330.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ МЕТОДОМ СТРЕЛЬБЫ

Хохлов А.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Задача численного моделирования структуры ударной волны и сопоставление полученных результатов с данными эксперимента подробно исследовалась еще в 80 годы. Тогда был получен результат, что расчет обратной толщины ударной волны в Аргоне на основе уравнений Навье-Стокса примерно в два раза отличается от данных экспериментов. Это давало основания считать, что уравнения НС неприменимы к описанию таких задач [1].

Метод численного решения уравнений НС заключался в следующем – для стационарной задачи уравнения второго порядка по пространству интегрировались один

раз, в результате чего задача сводилась к системе двух нелинейных уравнений, которая затем решалась численно.

В данной работе используется аналогичный метод решения этой задачи. При этом возникающая нелинейная система уравнений в обезразмеренной форме имеет вид

$$\frac{d\rho}{dx} = \frac{3\rho^2}{4\eta c_0} \left( c_1 - p - \frac{c_0^2}{\rho} \right)$$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{d\rho}{dx} \cdot \frac{p}{\rho} - \frac{\rho}{\kappa\gamma} \left( c_2 - \frac{4\eta c_0^2}{3\rho^3} \cdot \frac{d\rho}{dx} - \frac{c_0^3}{2\rho^2} - \frac{c_0 p}{\rho} \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} \right)$$

где

$$\eta = \gamma^{\omega-0.5} \frac{15\sqrt{2\pi}}{2(7-2\omega)(5-2\omega)} \cdot \left( \frac{p}{\rho} \right)^\omega,$$

$$\kappa = \frac{\gamma^{\omega-0.5}}{\text{Pr} \cdot (\gamma-1)} \frac{15\sqrt{2\pi}}{2(7-2\omega)(5-2\omega)} \cdot \left( \frac{p}{\rho} \right)^\omega,$$

$$c_0 = \text{Ma}, c_1 = \text{Ma}^2 + \frac{1}{\gamma}, c_2 = \frac{\text{Ma}^3}{2} + \frac{\text{Ma}}{\gamma-1}$$

решается методом Рунге-Кутты влево и вправо от фиксированной точки на фронте волны, а начальные условия выбираются методом стрельбы для удовлетворения асимптотических условий на границе

$$\rho(-\infty) = 1, p(-\infty) = \frac{1}{\gamma},$$

$$\rho(+\infty) = \frac{(\gamma+1)\text{Ma}^2}{2 + (\gamma-1)\text{Ma}^2}, p(+\infty) = \frac{2\gamma\text{Ma}^2 - (\gamma-1)}{\gamma(\gamma+1)}.$$

В качестве начальной точки выбиралась точка  $x=0$ , в ней значение  $\rho$  принималось равным полусумме предельных значений, а величина  $p$  находилась исходя из требования удовлетворить граничным условиям.

При этом было получено, что структура плотности в ударной волне в Аргоне оказывается существенно ближе к данным эксперимента, чем считалось ранее.

Результаты расчетов по предложенной методике хорошо соответствуют расчетам этой задачи путем непосредственного численного решения системы Навье-Стокса методом установления [2], что подтверждает справедливость и точность обоих результатов.

Данные результаты демонстрируют, что точность уравнений Навье-Стокса для задачи описания структуры ударной волны существенно выше, чем считалось ранее.

1. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. М, 1967.
2. Елизарова Т.Г., Широков И.А. (2004) Численное моделирование ударной волны в аргоне, гелии и азоте. Сб. Прикладная тематика и информатика, ред. Д.П.Костомаров, В.И.Дмитриев. МГУ, Труды факультета Вычислительной математики и кибернетики, Москва, Макс Пресс 2004.

УДК 621.372.413

## ВЫЧИСЛЕНИЕ ДОБРОТНОСТИ СФЕРИЧЕСКИ-СЛОИСТОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

\*\*)Гущин Р.А., Ерохин А.И.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Важной характеристикой резонаторов, определяющей технико-экономические показатели устройств и систем, в которых они используются, является добротность. Сферический резонатор обладает более высокой добротностью по сравнению с другими аналогичными резонаторами сравнительно простых конструкций [1]. Наиболее высокой добротностью обладают сферические микро- и мини-резонаторы оптического диапазона частот на высокоазимутальных модах типа «шепчущей галереи».

В случае простейшего сферического резонатора (однослойного сферического резонатора с импедансной поверхностью) существует приближенная формула для вычисления добротности [4]. Получение решения для резонаторов более сложных конструкций требует использования численных методов. В работе [2] исследовался сферический резонатор с импедансной боковой поверхностью дифференциально-параметрическим методом. В [3] численно исследовались высокодобротные колебания типа шепчущей галереи в экранированном сферическом диэлектрическом резонаторе. Собственные колебания сферически-слоистого резонатора с импедансной поверхностью рассматривались в [5].

Настоящая работа посвящена вычислению добротности сферически-слоистого диэлектрического резонатора с импедансной поверхностью. Комплексные волновые числа находились при численном решении характеристического уравнения, записанного в виде равенства нулю определителя, содержащего сферические функции Бесселя 1 и 2 рода и их производные. Для этого применялся бинарный итерационный корректор-процесс [6], основанный на продолжении решения методом дифференцирования по параметру с уточнением решения методом Ньютона.

Было исследовано влияние на добротность резонатора геометрических и электродинамических параметров, расположения импедансного экрана, радиуса шарового диэлектрического заполнения, выбора типа колебаний и других факторов. Обнаружено, что при удалении экрана добротность резко возрастает, а потом стабилизируется. При определенных электродинамических параметрах заполнения существует оптимальное расположение импедансного экрана, при котором добротность максимальна. При возрастании азимутального и радиального индексов наблюдается возрастание добротности.

1. Ильинский А.С., Слепян Г.Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983.
2. Моденов В.П. // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ, 1999. Т. 7. N 1. - С. 73.
3. С.Н. Харьковский, Ю.Ф. Филиппов, З.Е. Еременко и др. // Письма в ЖТФ, 1999, т. 25, вып. 14
4. Моденов В.П. // Радиотехника и электроника, 2000. Т. 45. N 10. – С. 1198.

---

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

5. Моденов В.П., Чулков Ф.М. // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ, 2000. Т. 8. N 3-4 (28). - С. 89.
6. Моденов В.П. // Вестник МГУ. Сер. 15: Вычислит. матем. и киберн., 1985. N 2. – С. 63.

УДК 541.1, 538.9, 517.9

## ФАЗОВОЕ И КОМПОНЕНТНОЕ РАССЛОЕНИЕ В БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ

Грачев Н.Е., Цуканов А.А., Цыбанков И.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический ф-т*

Целью работы является исследование физических и биологических систем, в которых наблюдается явление, называемое фазовым расслоением. Суть этого явления состоит в том, что при некоторых условиях в многокомпонентных системах наблюдается образование контрастных структур, т.е. областей с сильно различающимися значениями параметров системы.

Примерами таких систем и процессов могут служить формирование доменной структуры липидного монослоя в биологических мембранах, кристаллизация эвтектических сплавов и прочее.

Математическая постановка задачи выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} \varepsilon^2 \varphi_t = W\varphi - W\varphi^3 + \varepsilon^2 \Delta \varphi \\ \varepsilon^2 c_t = \nabla(c(1-c)) \nabla [bc^3 - (2\beta\varphi - W)c - \varepsilon^2 \Delta c] \end{cases}$$

Данные уравнения получены в результате минимизации функционала свободной энергии бинарной смеси, известного из литературы [1].

В рассматриваемой системе  $\varepsilon$  - малый параметр;  $\varphi$  (параметр порядка) и  $c$  (концентрация) – искомые функции, причем  $\varphi \in [0,1]$  и  $c \in [0,1]$ . Максимальное и минимальное значение функций  $\varphi$  и  $c$  отвечают чистым фазам вещества т.е., если в некоторой точке пространства  $\varphi = 0$ , тогда в этой точке вещество находится в жидкой фазе, если же  $\varphi = 1$ , то в твердой; если  $c = 0$ , то в данной области находится только первое вещество, а если  $c = 1$ , то только второе.

Решение поставленной задачи в областях простой формы строилось с помощью асимптотических и численных методов. Аналитические исследования проводились для области, имеющей форму плоского диска. Численные же расчеты проведены также и для более сложных областей: поверхность шара, поверхность тора и другие.

В результате получены асимптотические оценки для ряда параметров переходного слоя и скорости его движения.

1. Boettinger W.J., Warren J.A., Beckermann C., and Karma A. Phase-field simulation of solidification.
2. Nefedov N.N., Sakamoto K. Multi-dimensional stationary internal layers for spatially inhomogeneous reaction-diffusion equations with balanced nonlinearity.
3. Cahn J.W., Elliott C.M., Novick-Cohen A. The Cahn-Hilliard equation with a concentration dependent mobility: motion by minus the Laplacian of the mean curvature.

УДК 621.372.8

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ГЕЛЬМГОЛЬЦА В МНОГОСВЯЗНЫХ  
ВОЛНОВОДНЫХ ОБЛАСТЯХ

Петрова Ю.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В современной радиотехнике и микроэлектронике широкое применение находят различные волноведущие системы [1]: многоканальные линии передачи, системы деления и умножения электромагнитной энергии, многоканальные и многосвязные фильтры, волноводные резонаторы и т.д. Математическое моделирование физических процессов, происходящих в этих системах приводит к необходимости постановки, теоретического исследования и численного решения соответствующих краевых задач для уравнения Гельмгольца. Физические и геометрические особенности определяют математическую специфику рассматриваемых краевых задач: бесконечность и многосвязность волноводных областей, учет условий Мейкснера в критических точках областей, учет при численном решении краевых задач многомодовости и резонансного характера электромагнитных процессов. Возникает потребность в разработке соответствующего математического аппарата, учитывающего эти особенности. Все это определяет актуальность данной работы, посвященной математическому исследованию и применению модифицированных методов проекционного сшивания [2], S-матриц [3] и неполного метода Галеркина [4, 5] для численного решения уравнения Гельмгольца (плоский случай) в многосвязных волноводных областях с кусочно-постоянными и кусочно-гладкими границами, имеющими критические точки.

Для решения рассматриваемой краевой задачи в многосвязной волноводной области с кусочно-постоянной границей был применен метод частичных областей с представлением электромагнитных полей в каждой частичной области в виде разложения по системе нормальных волн соответствующего волновода. Коэффициенты этих разложений находились из бесконечной системы линейных алгебраических уравнений, получаемой при применении проекционных условий сшивания в интегральном виде [2,6]. Данные условия обеспечивают выполнение условий в критических точках и на ребрах, граничных условий на многосвязных стыках, а также условий сопряжения, обеспечивающих непрерывность потока энергии через плоскость стыка волноводов. Полученная система далее усекалась и решалась численно. Для предложенного алгоритма проведено полное теоретическое обоснование. Доказаны теоремы существования и единственности, а также сходимости приближенного решения (усеченной системы) к точному.

При решении краевой задачи в многосвязной волноводной области с кусочно-гладкой границей алгоритм построения приближенного решения был основан на использовании неполного метода Галеркина [4, 5] с применением интегральных условий проекционного сшивания. Суть приближенного метода решения заключается в формулировке системы условий ортогональности обеспечивающей выполнение в энергетическом смысле условий сшивания в плоскости сочленения волноводов, и граничных условий на стенках. Представление для приближенного решения в области нерегулярности выбиралось по системе функций, не зависящих от формы волновода. Для этого было проведено отображение внутренней области волновода с нерегулярностью на регулярную полосу. В итоге краевая задача для уравнения в частных производных была сведена к краевой задаче для системы обыкновенных дифференциальных уравнений,

которая решалась численно. Для рассматриваемого алгоритма также доказаны теоремы существования, единственности и сходимости приближенного решения к точному.

Для решения краевой задачи в многосвязной области с повторяющейся нерегулярностью применялась комбинация проекционного метода сшивания [6] и метода многомодовых матриц рассеяния (S-матриц) [3]. Методом декомпозиции система разбивалась на серию идентичных элементарных блоков, S-матрица элементарного блока рассчитывалась проекционным методом сшивания и далее с использованием формул перемножения S-матриц рассчитывалась вся структура.

Для рассмотренных алгоритмов была проведена численная реализация. Полученные результаты сравнивались с физическим экспериментом [3, 7] и результатами других вычислительных методов [3, 8].

В результате подготовлен эффективный математический аппарат, имеющий возможности обобщения на трехмерные и внутренне-внешние задачи.

1. Сазонов Д.М., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. –М.: Высшая школа, 1981. 295 с.
2. Ильинский А.С. Прямой метод расчета периодических структур // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1973. Т. 13, № 1. С. 119-126.
3. Гладун В.В., Колесников В.С., Моденов В.П., Пирогов Ю.А., Свешников А.Г. Математическое моделирование явлений дифракции в волноводных металлодиэлектрических резонансных структурах. Препр. физич. ф-та МГУ. 1984. № 22. 9 с.
4. Свешников А.Г. К обоснованию метода расчета нерегулярных волноводов // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1963. Т. 3, № 1. С. 170-179.
5. Свешников А.Г., Ильинский А.С., Котик И.П. Распространение колебаний в нерегулярных волноводах с боковой поверхностью сложной формы // Сб. Вычислительные методы и программирование. М.: Изд-во МГУ, 1965. С. 329-363.
6. Крюкова Ю.Ю., Моденов В.П. Проекционный метод сшивания в теории плоского нерегулярного волновода // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2001. Т. 41, № 9. С. 1422-1428.
7. Shigesawa H., Tsuji M., Takiyama K. Two-path Cut-off Waveguide Dielectric Resonator Filters // MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. 1985. P. 357– 360.
8. Кириленко А.А., Сенкевич С.Л. Сравнение эффективности четырех методов решения волноводных задач//Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29, № 6. С. 1089-1097.

УДК 517.95

## СУЩЕСТВОВАНИЕ ЛОВУШЕЧНЫХ МОД В РЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ С ЛОКАЛЬНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ВСТАВКОЙ

Тихонов А.В.

*Московский энергетический институт*

Рассматривается задача о волноводе с локальной диэлектрической неоднородностью в двумерном случае. Волновод представляет собой область  $\Omega = (x \in (-\infty, +\infty), y \in [0, 1])$ . Поле в волноводе удовлетворяет уравнению

$$\Delta u = -k^2 q(x, y)u \quad (1)$$



с граничными условиями Неймана на границах полосы  $\partial\Omega = \{y = 0, y = 1\}$ :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{\partial\Omega} = 0 \tag{2}$$

и условию:

$$u \in L_2(\Omega) \tag{3}$$

Решение уравнения (1), удовлетворяющее граничным условиям (2) и условию (3), будем называть ловушечной модой.

Предполагается, что  $q(x, y) \equiv 1$  при  $x < x_1, x > x_2$  и  $q(x, y) > 1$  при  $x_1 < x < x_2$ . На

$$[u]_{\sigma_i} = 0, \left[ \frac{\partial u}{\partial n} \right]_{\sigma_i} = 0$$

линиях разрыва выполняются условия сопряжения

разрыва, в качестве условия «на ребре» потребуем, чтобы  $\|\nabla u\|_{L_2(\Omega_\varepsilon)}^2 + \|u\|_{L_2(\Omega_\varepsilon)}^2 < \infty$ , где  $\Omega_\varepsilon$  - любая конечная подобласть области  $\Omega$ , в том числе содержащая угловую точку [1].

Для численного исследования рассматриваемой задачи удобно перейти от задачи в бесконечной области к задаче в конечной, с нелокальными краевыми условиями. В результате перейдем к внутренней краевой задаче, эквивалентной задаче (1)-(3)

$$-\Delta u = k^2 q(x, y)u \tag{4}$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{y=0} = 0, \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{y=1} = 0$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=x_1} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_1)} \cos(\pi n y)$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=x_2} = -2 \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_2)} \cos(\pi n y)$$

$$(u, 1)|_{L_2(S_i)} = 0, i = 1, 2$$

При этом спектральный параметр входит нелинейным образом в краевые условия через коэффициенты  $\gamma_n(k)$ . Введем скалярное произведение в области  $\Omega = (x \in (x_1, x_2), y \in [0, 1])$  следующим образом

$$(u, v)_W = (\nabla u, \nabla v)_{L_2(\Omega_2)} + 2 \sum \sum \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_i)} (v, \cos(\pi n y))_{L_2(S_i)} \tag{5}$$

Будем искать решение задачи

$$(u, v)_W = k^2 (qu, v)_{L_2(\Omega_2)} \tag{6}$$

эквивалентной задаче (4).

Рассмотрим вспомогательную спектральную задачу

$$(u, v)_W = \lambda(k) (qu, v)_{L_2(\Omega_2)}, \tag{7}$$

где в качестве собственного значения которой выступает спектральный параметр  $\lambda(k)$ .

Для решения задачи (7) использовался метод конечных элементов [2]. Тестирование разработанной программы проводилось на примере симметричной относительно оси вставки. Далее программа использовалась для расчета ловушечных мод волновода с несимметричной относительно оси диэлектрической вставкой.

Основные вопросы исследования заключались в следующем:

— сохраняется ли условие  $(u, 1)|_{L_2(S_r)} = 0$  для волновода с несимметричной относительно оси диэлектрической вставкой?

— Каково поведение узловой линии?

Приведем пример для сетки 21x21.

Рассматривался волновод с прямоугольной вставкой, несимметричной относительно оси. Линии уровня решения задачи (1)-(3) имеют вид:

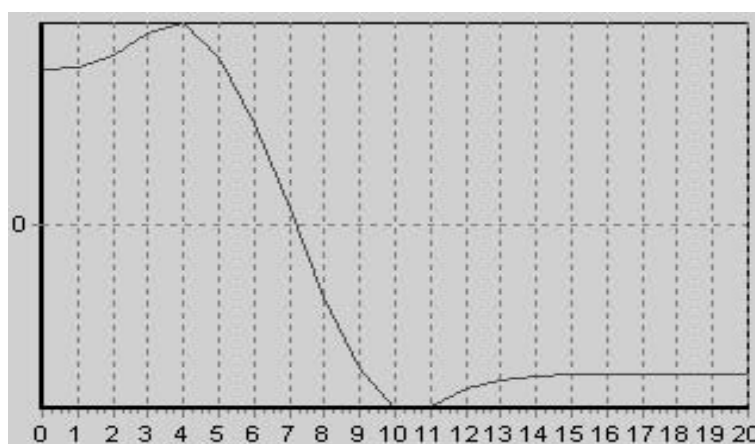


Рис.1 Линия уровня на  $X_n = 10$

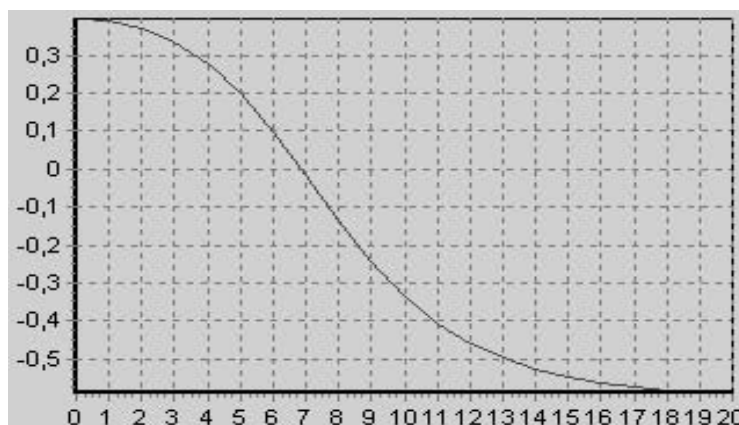


Рис.2 Линии уровня на на  $X_n = 0$  и  $X_n = 20$

Таким образом, проведенный численный эксперимент позволяет сделать вывод, что произвольное несимметричное возмущение функции  $q(x, y)$ , описывающей тело в общем случае приводит к исчезновению ловушечной моды, т.е. собственного значения задачи (1)-(3), соответствующего так называемым собственным значениям, погруженным в непрерывный спектр.

1. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели. М.: «Высшая Школа», 1991.
2. Норри Д., Фриз Ж. Введение в метод конечных элементов. М.: Мир, 1981.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОМПЬЮТЕРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Председатель подсекции  
проф. д.ф.-м.н. Чуличков Алексей Иванович

УДК 004.932.2

### ПОИСК АЛГОРИТМОВ КОМПЬЮТЕРНОГО СРАВНЕНИЯ ГИСТОГРАММ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАБОТЫ ЭКСПЕРТОВ

Роженко Е.П.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Существуют глубокие различия между принципами распознавания образов компьютером и мозгом. В отличие от компьютера работа мозга основана на использовании нечеткой логики, вследствие чего эксперт, сравнивая образы, «интуитивно» использует различные критерии при решении, как может показаться, одинаковых задач [1].

Это различие является принципиальной причиной трудности алгоритмизации задачи распознавания образов компьютером при решении многих научных и прикладных задач.

Такая трудность проявляется при сравнении формы гистограмм, построенных по результатам измерения радиоактивности, проводимой на кафедре биофизики физического факультета МГУ под руководством С. Э. Шноля в течение многих десятилетий.

При экспертном, т. е. визуальном, сравнении форм гистограмм был установлен ряд важных закономерностей. В частности, было обнаружено закономерное увеличение вероятности сходства гистограмм с околосуточными периодами [2]. Однако, многократные попытки замены экспертного сравнения компьютерным не дали результатов.

Для решения этой задачи в предлагаемой работе был создан комплекс программ компьютерного распознавания гистограмм, моделирующего работу эксперта. Модель основана на обобщении процедур, совершаемых экспертом при сопоставлении особенности форм гистограмм. Модель основана на явлении гистерезиса восприятия [3].

В ходе применения данного комплекса программ к задаче распознавания гистограмм были получены результаты, хорошо совпадающие с результатами, полученными экспертами. В частности, при компьютерном сравнении формы гистограмм, построенных по результатам измерения альфа-активности образца  $^{239}\text{Pu}$ , обнаружены полусуточные и суточные периоды повторного появления гистограмм данной формы. Этот результат соответствует результатам экспертного сравнения.

Работа над этим комплексом продолжается.

1. Рутковская Д., Пилиньский М., Рутковский Л. Нейронные сети, генетические алгоритмы и нечеткие системы. Москва, Горячая линия-Телеком, 2004.
2. Шноль С. Э. «Закономерные изменения тонкой структуры статистических распределений в случайных процессах, как следствие арифметических и

космофизических причин»// Труды семинара «Время, хаос и математические проблемы» выпуск 3, М. Книжный Дом «Университет», 2004, стр.121-154  
3. Хакен Г. Принципы работы головного мозга. Москва, ООО «ПЕР СЭ», 2001.

УДК 537.591.15

## ОПЫТ ПОСТАНОВКИ УЧЕБНОЙ ЗАДАЧИ В «КОСМИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ» НИИЯФ МГУ: ИЗМЕРЕНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НОЧНОЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Гарипов Г.К., Климов П.А., Хренов Б.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

На микро-спутнике МГУ «Татьяна», запущенном 20 января 2005 г. на полярную орбиту с высотой 1000 км, работает серия приборов, позволяющих получать данные о частицах и излучениях вблизи Земли. В НИИЯФ МГУ разрабатываются задачи учебного практикума, для ознакомления студентов с проблемами «ближнего космоса», непосредственно связанные с условиями существования Земли в системе Земля-Солнце. В частности, с помощью детектора ультра-фиолетового излучения (ДУФ) проводятся измерения УФ от атмосферы Земли. Поле зрения прибора направленного по вертикали к Земле равно 0,25 рад., что соответствует диаметру круга на поверхности Земли 250 км. Чувствительная площадь сенсора (фотоэлектронного умножителя, ФЭУ)- 0,4 см<sup>2</sup>, телесный угол обзора 0,06 ср. Коэффициент усиления ФЭУ изменяется в зависимости от уровня света атмосферы и достигает максимума на ночной стороне Земли. Фоном УФ излучения на ночной стороне Земли является рассеянный в атмосфере свет звезд и Луны и собственное свечение ночного неба. В безлунные ночи фон свечения атмосферы ожидается на уровне 2-5 10<sup>7</sup> фотонов/см<sup>2</sup> ср сек и колеблется в указанных пределах в зависимости от облачного покрова. Фаза Луны и ее высота над горизонтом в наблюдаемом районе сильно влияет на уровень фона: в полнолуние и в зените высоты Луны фон возрастает примерно в 100 раз по сравнению с приведенным выше значением.

Прибор регистрирует УФ излучение каждые 4 с (через каждые 30 км пути спутника) при времени измерения 60 миллисекунд. Число фотоэлектронов на катоде ФЭУ за время одного измерения велико ( $\approx 10^4$  фотоэлектронов при минимальных значениях фона) и статистические флуктуации в каждом измерении малы. Интегрирование сигнала во времени и по полю зрения ДУФ, которое на порядок больше шага измерения, приводит к сглаживанию эффектов возможного быстрого изменения фона. Быстрые изменения УФ сигнала измеряются в специальном режиме, когда измерения происходят с шагом во времени 10<sup>-4</sup> сек, который выходит за рамки настоящей задачи.

Задачей студента является: получение сведений о потоке УФ излучения по цифровым данным прибора ДУФ в положении спутника с известной широтой, долготой и временем измерения, изучение корреляции потока УФ излучения с высотой и фазой Луны. Дополнительной задачей является получение сведений об облачном покрове атмосферы в заданном районе измерений (по данным метео-спутников) и изучение корреляции потока УФ с состоянием облачного покрова.

Еще одной задачей является получение данных от второго, закрытого от света ФЭУ, регистрирующего фон, связанный с прохождением заряженных частиц через стекло ФЭУ и вызывающих его флуоресценцию и черенковское излучение. В условиях

космического эксперимента поток заряженных частиц изменяется вдоль траектории спутника, например, сильно повышается в районе «Бразильской магнитной аномалии» и фон этого типа может стать существенным дополнением к фону света атмосферы. Реальный световой фон есть разность показаний этих двух ФЭУ.

В докладе приведены результаты проведения первых измерений по программе студенческого практикума. (Рис. 1)

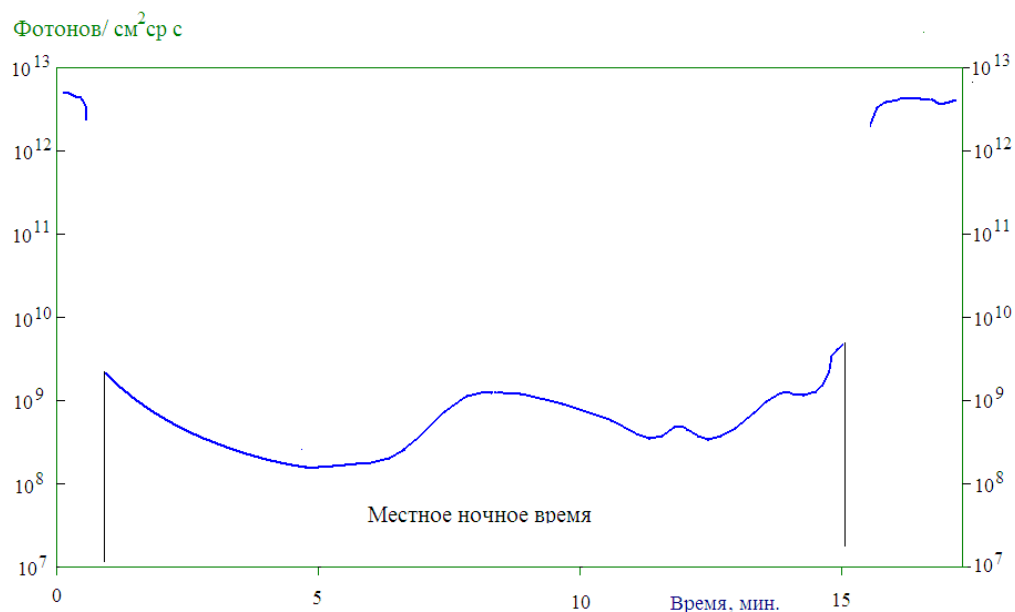


Рис. 1. Результат измерения интенсивности УФ излучения на ночной стороне одного витка спутника Татьяна (29 января 2005 г., 134-ый виток, полнолуние). Выделен участок местного ночного времени. Вне этого участка прибор измеряет «дневной» поток УФ при малом коэффициенте усиления ФЭУ (малом напряжении на делителе ФЭУ). Цифры на оси ординат - интенсивность УФ излучения (в числе фотонов на  $\text{см}^2 \text{ ср}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ). В приведенном примере измерения рассеянный свет Луны является основным фактором, определяющим уровень излучения

УДК 577.3

## ТЕОРИЯ СЛУЧАЙНЫХ БЛУЖДЕНИЙ В ЗАДАЧАХ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ САМОСБОРКИ МАКРОМОЛЕКУЛ

Петрова О.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Очень важную роль в процессе образования биологических структур играют случайные блуждания макромолекул в клетке. Эти блуждания подобны давно известным броуновским движениям частиц в жидкости. Эти движения происходят под действием случайных сил тепловой природы. В рамках современных воззрений все процессы внутриклеточного транспорта являются по своей природе случайными движениями броуновского характера. Вызывает удивление высокая эффективность случайного транспорта, приводящая к быстрой, иногда за доли секунды, сборке сложных биологических форм. Представляется интересным попытаться оценить длительность этих процессов на основе модели броуновского движения.

В качестве математической основы компьютерного моделирования случайных блужданий была выбрана теория случайного блуждания точки по многомерной ортогональной сетке. При этом аналитическими методами ранее получены некоторые интересные результаты о блужданиях в неограниченных объемах, однако использование их для описания движения реальных частиц в конечном объеме клетки невозможно.

Задачей данной работы является рассмотрение некоторых процессов самосборки макромолекулярных комплексов, а именно процесса репликации ДНК при фаговой инфекции, синтеза молекул белка и некоторых других.

Полученные оценки могут говорить о том, что принятые сегодня в молекулярной биологии модели формирования биологических структур, качественно вполне достоверные, приводят к слишком большим длительностям процессов сборки, на несколько порядков большим, чем это следует из экспериментов.

1. Спирин А.С. Биосинтез белков, мир РНК и происхождение жизни. Вестник РАН. 2001.Т. 71. №4
2. Феллер В. “Введение в теорию вероятности и ее приложения” в 2-х томах. М.:Мир 1984.

## ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ФОТОСИНТЕТИЧЕСКОЙ МЕМБРАНЕ

Громов П.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Процесс фотосинтеза является центральным в жизнедеятельности растений [1]. Этот процесс происходит в тилакоидах хлоропластов. Мембрана тилакоида представляет собой сложную структуру, содержащую большое количество белковых комплексов между которыми происходит электронно-протонный транспорт.

В работе рассматривается один из участков такого транспорта, а именно – перенос электрона пластоцианином от цитохромного комплекса к фотосистеме I [2]. Пространственно же мы ограничиваемся рассмотрением люмена.

Моделируются процессы диффузии и взаимодействия, которое включает в себя электростатическое взаимодействие, столкновения и стыковку молекул с последующей передачей электрона (докинг).

Для моделирования движения молекул пластоцианина используется математический аппарат описания броуновского движения, с учётом геометрических ограничений, налагаемых сформированной модельной сценой.

Для обеспечения корректной работы модели нужно правильно выбрать параметры, описывающие докинг, а именно: радиус и вероятность докинга. Процесс, который мы описываем, характеризуется экспериментально полученными кинетическими кривыми восстановления или окисления участников данного процесса. Задача оценивания ставится следующим образом: По модели  $y(\lambda, x)$ , где  $\lambda$  - неизвестные параметры,  $x$  - известные параметры,  $y$  - выходные данные, и набору экспериментальных данных  $x_i, y_i$  определить  $\lambda$  [3]. По результатам счета модели и экспериментальным данным определяется область допустимых значений  $\lambda$  как объединение решений уравнений  $|y_i - y(\lambda, x_i)| \leq \delta_i$ .

Решение поставленной задачи приводит к результатам, находящимся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

1. Malkin, R. and K. Niyogi, Photosynthesis, in Biochemistry & Molecular Biology of Plants, R. Jones, Editor. 2000, American Society of Plant Physiologists.
2. Рубин, А.Б. Биофизика. 2000, Москва: Книжный дом "Университет".
3. Пытьев Ю.П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. М.: Наука, 2002.

УДК 514.8

## АНАЛИЗ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ИХ ТРАЕКТОРИЙ

Симаков Д.А., Докукина И.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Часто при работе с экспериментальными данными, представленными в графическом виде, возникает проблема анализа некоторых параметров. Выполнение подобного анализа вручную может представлять весьма трудоемкий процесс, дающий к тому же результаты недостаточной степени точности. Подобная ситуация возникает, например в задаче оценивания скорости движения частицы в плоскости по ее графическому изображению.

Пусть частица движется достаточно медленно, чтобы через определенный равный промежуток времени можно было фиксировать ее положение точкой. Точки последовательно соединяются отрезками. Типичная экспериментальная траектория представлена на рис. 1. Очевидно, что при большом числе изображений подобных траекторий очень сложно вручную оценить параметры движения частицы, такие как скорость поступательного движения, скорость дрейфа, радиусы окружностей и т.д.

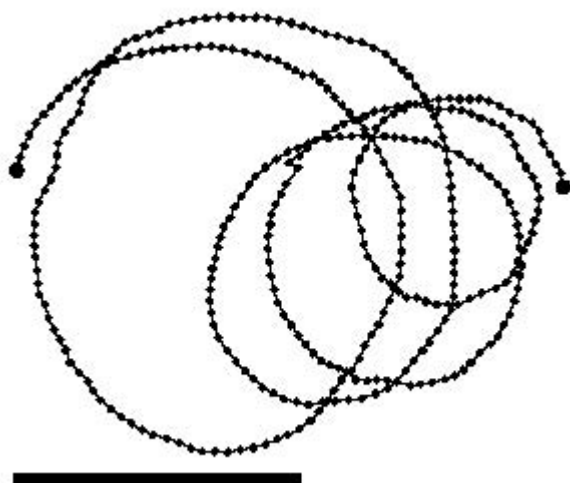


Рис. 1. Пространственный масштаб 100 мкм, временной интервал между измерениями положений точек 20 мсек [1]

В качестве варианта решения подобной задачи предлагается алгоритм анализа скоростей движения частиц, основанный на выяснении точных координат характерных точек траектории и сопоставлении их с экспериментальной кривой. Типичное распределение скоростей, получаемое в этом случае, представлено на рис. 2.

Предлагаемый алгоритм позволяет получить более точные результаты, чем приближенные оценки, получаемые в результате обычных упрощений. Кроме того, данный алгоритм реализован в программе, использование которой для указанного типа траекторий позволяет автоматизировать процесс из анализа.

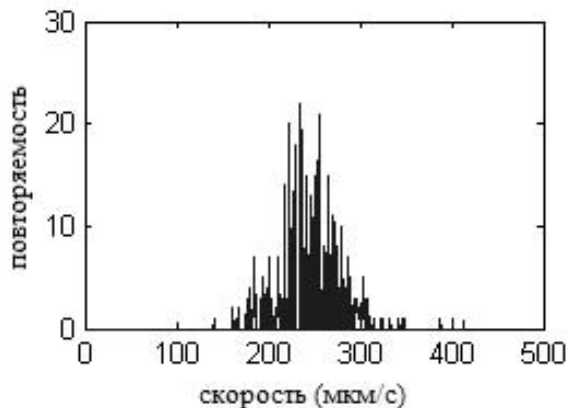


Рис. 2. Распределение скоростей

1. Kaupp U.B., Solzin J., Hildebrand E., Brown J.E., Helbig A., Hagen V., Beyermann M., Pampaloni F., Weyand I. The signal flow and motor response controlling chemotaxis of sea urchin sperm. *Nature cell biology*. Vol. 5, February 2003, p. 109-117.

УДК 53 (075.3)

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Артемьева И.Б.

*Карельский государственный педагогический университет.*

Согласно современным представлениям психологии мышление – это процесс решения различных задач [1], в том числе и физических. Особое положение физики в обучении научному способу мышления обусловлено тем, что школьная физика наглядна, использует простейший математический аппарат.

Если исходить из определения науки как способа описания действительности, то задача это преднамеренно не полное описание некоторого процесса, которое дается ученику в дидактических целях для всестороннего или хотя бы более полного описания процесса, заданного в условии задачи. Например, машина Атвуда. Исчерпывающее описание процесса это его математическая модель. Следовательно, решение вычислительных задач это математическое моделирование реальных процессов. Запись системы уравнений (математической модели) можно формализовать, используя алгоритм для записи математических моделей. Считается, что таких универсальных алгоритмов нет и быть не может. Но для решения школьных и вузовских задач он есть [2].

Применение алгоритмического метода, позволило бы применить пакеты компьютерных программ (компьютерной алгебры) для получения ответов в общем виде. Предложенный метод позволяет решать все проблемы с тестами на пути дистанционного, интерактивного обучения в школе и вузе. Доступность его проверена в школе и вузе. Предложенная методика решения физических задач позволяет создать тесты со



свободным вводом ответов и полностью автоматическую систему контроля знаний учащихся. Такая система может работать без экспертов для проверки задач и заменить ЕГЭ.

1. Гурова Л.Л. Психология мышления. М., Пер-Сэ, 2005. с. 136.
2. Sieppi T.A. "About algorithmation for solving school physical problems." // Teaching mathematics and physics in secondary and higher education. Proceedings of the Third Inter-Karelian Conference. Petrozavodsk, Russia. Publisher of the the proceedings: University of Joensuu, 1998. с. 112 – 113.

УДК 539.216:539.213:539.264:621.385.833

## КОМПЬЮТЕРНЫЙ АНАЛИЗ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТЫХ ОКСИДОВ АЛЮМИНИЯ

Денисов А.И., Гафиятуллин М.М.

*Карельский государственный педагогический университет*

Пористые анодные оксиды алюминия (АОА) являются интенсивно изучаемым материалом с широким спектром функциональности. В последние годы исследованиям пористых АОА придан новый импульс в связи с развитием их применения в качестве шаблонов для создания различных наноразмерных структур. Это объясняет научный и практический интерес к изучению особенностей пористого строения АОА. В этой связи весьма актуальным представляется применение методов компьютерного анализа электронно-микроскопических изображений (ЭМИ) оксидов с целью получения количественной информации об объектах изображения (ячейках/порах), оценки степени упорядочения пористого массива.

В настоящей работе изучение морфологии поверхности барьерного и пористого слоев АОА проводилось методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Была разработана методика компьютерной обработки ЭМИ, основанная на математической морфологии и статистическом анализе. Обработка ПЭМ-изображений включала три этапа: (1) предварительная обработка исходного изображения, (2) получение бинарного изображения, (3) количественный анализ бинарного изображения. Для осуществления третьего этапа была специально создана в среде Delphi 4.1 компьютерная программа SpotCalculator (SC), позволяющая находить размерные параметры (площадь, эффективный размер, периметр, компактность, удлиненность, ориентация и др.) морфологических объектов изображения и на их основе осуществлять расчет и построение распределений объектов по размерам (PP) и морфологической функции радиального распределения (МФРР).

Объектами исследований являлись отделенные от подложки пленки пористого АОА толщиной 45ч100 мкм, сформированные на Al и сплавах AMг-1, AMг-2 в 3%  $C_2H_2O_4$  и 20%  $H_2SO_4$ . Электронно-микроскопические данные показали, что все исследованные АОА со стороны, прилежащей ранее к металлу, имеют традиционную ячеистую структуру, характерную для пористых пленок  $Al_2O_3$  (рис.а,б), а на внешней поверхности пленок наблюдаются выходы пор.

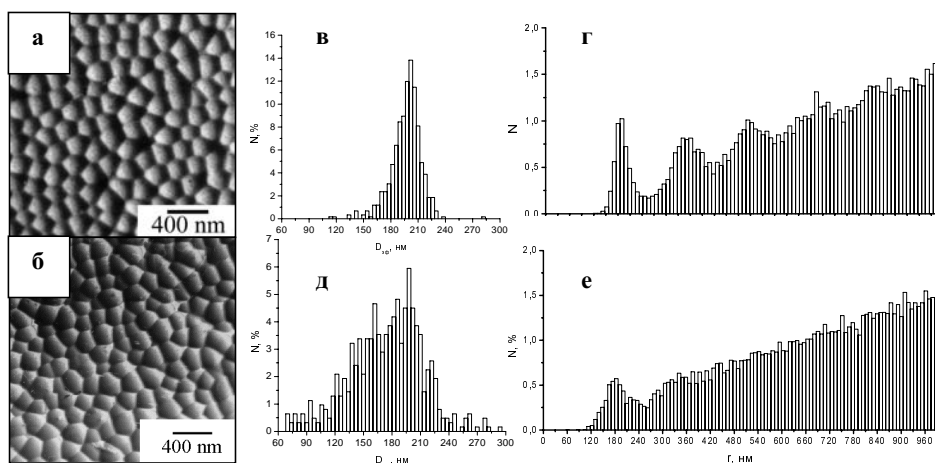


Рис. ПЭМ-изображения барьерного слоя АОА, сформированных на алюминии (а) и сплавах АМг-1 (б) в 3 %  $C_2H_2O_4$ , соответствующие им распределения по размерам ячеек (в, д) и МФРР (г, е).

Построение распределений ячеек по размерам (рис.в,д) показало, что если значения эффективного размера ячеек для АОА, сформированных на алюминии, укладываются в интервал  $D_{эф} = (130 \div 240)$  нм, то для сплавов эти интервалы значительно шире и соответствуют  $D_{эф} = (70 \div 300)$  нм (АМг-1) и  $D_{эф} = (70 \div 280)$  нм (АМг-2). Обнаружено, что в АОА, сформированных в 3%  $C_2H_2O_4$ , число выходов пор  $N_n$ , наблюдаемых на поверхности пористого слоя  $\sim$  в три раза превышает количество оксидных ячеек  $N_y$  барьерного слоя. Возможными причинами установленного соотношения  $N_y$  и  $N_n$  может быть присутствие в поверхностном слое пор, прекративших свой рост или сразу после их зарождения, или в процессе самоорганизации пористого массива. Сравнение МФРР ячеек (рис.г,е) показывает, что для исследованных оксидов, сформированных в 3%  $C_2H_2O_4$  на алюминии дальность корреляции в расположении ячеек составляет  $\sim 5-7$  координационных сфер ( $\sim 600$  нм), тогда как для оксидов на магнийсодержащих сплавах гексагональный порядок ограничивается лишь 1-ой координационной сферой ( $\sim 200$  нм). Для количественного анализа МФРР был применен метод парных функций Финбака-Уоррена. На основе полученных результатов обсуждается концепция формирования пористой структуры анодных оксидов алюминия.

УДК 519.6, 539.2

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТДС-СПЕКТРА ДЕГИДРИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ

\*)Родченкова Н.И.

*Петрозаводский государственный университет,  
математический факультет*

В связи с возрастающими экологическими требованиями особое внимание уделяется перспективам использования водорода в качестве энергоносителя. Ведется ин-

\*) Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

тенсивный поиск материалов для эффективного решения задач хранения и транспортировки. Экспериментальные исследования требуют разработки математических моделей взаимодействия водорода с твердым телом и методов их параметрической идентификации. В работе рассматриваются задачи с подвижной границей, моделирующие кинетику выделения водорода из гидрида металла с учетом динамики межфазового перехода и десорбционных процессов на поверхности. При различных допущениях представлены модели применительно к экспериментальному методу термодесорбционной спектроскопии (ТДС). Образец порошкообразного гидрида металла помещают в камеру с последующим постоянным вакуумированием и относительно медленным нагревом. Внутренне гидридное ядро частиц сжимается, а снаружи нарастает корка металла с растворенным водородом. На поверхности атомы водорода рекомбинируют в молекулы и десорбируются. С помощью масс-спектрометра определяется десорбционный поток водорода и оцениваются кинетические параметры модели. Диапазон высокотемпературных пиков ТДС-спектра позволяет ограничиться классом обыкновенных дифференциальных уравнений, считая диффузию быстрой. Для вариантов с объемной и поверхностной десорбцией приведены результаты вычислительных экспериментов. В развитие работы [1] в докладе представлены математические модели с учетом влияния дефектов структуры металла и сжатия частиц порошка гидрида в процессе дегидрирования. Последнее связано с перестройкой решетки на движущейся границе раздела фаз.

1. Заика Ю.В., Родченкова Н.И. "Моделирование высокотемпературного ТДС-спектра дегидрирования" // Обозрение прикладной и промышленной математики, 2004, т. 11, вып. 4, с. 807-809.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГОЛОВУ ЧЕЛОВЕКА

Николаева Е.Ю, Шошиашвили Л. Ш.

*Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили, Грузия*

Воздействие Электромагнитного (ЭМ) излучения на организм человека определяется поглощенной в нем ЭМ энергией, которая в организме превращается в тепловую энергию. Известно также, что кроме теплового воздействия ЭМ поле вызывает: поляризацию молекул тканей тела человека, перемещение ионов, резонанс макромолекул и биологических структур, способствующие появлению нежелательных эффектов. При интенсивном источнике (к примеру, мобильном телефоне, рации) метаболические процессы организма, поток крови 'не успевают' скомпенсировать дополнительное нагревание и сохранить температуру приемлемую для организма. В настоящее время изучение этих явлений является актуальной проблемой.

В данной работе изучено влияния внешнего ЭМ поля на голову человека при различных значениях плотности энергии падающего поля с учетом термических и метаболических явлений, указана важность продолжительности воздействия ЭМ поля. На модели, близкой к реальной голове, мы изучили зависимость полной поглощенной энергии и SAR-a (SAR – Specific Absorption Rate [2]) от диапазона частот, различной формы головы и размеров, неоднородностей. Мы использовали, конечно- разностный метод во временной области [1]. Исследования показали, что воздействие излучения на мозг человека незначительно, поскольку мозг экранирован черепной коробкой и имеет

развитую кровеносную систему. Однако, несмотря на это, при возрастании времени и плотности энергии облучения свыше  $30 \text{ мВ/см}^2$ , в белом и сером веществах может наблюдаться рост максимальной температуры. Это возможно при высокой норме метаболических процессов и при ограничении механизма терморегуляции. Хрусталик глаза же, который не омывается кровью, при значительном ЭМ воздействии может разрушаться. Эти изменения, как правило, необратимы. Эти и другие явления будут рассмотрены в докладе.

В лаборатории прикладной электродинамики (<http://lae.icts.tsu.edu.ge/>) создан программный пакет, с помощью которого проводились расчёты и визуализировались результаты исследований.

1. Allen Taflove, Susan C.Hagness. «Computational Electrodynamics the FDTD method», 2000.
2. P.Bernardi, S.Pisa. «Specific Absorption Rate and Temperature Increases in the head of Cellular-Phone User», IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 48, pp 1118-1126.

**МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА**

**Председатель подсекции**  
**проф. д.ф.-м.н. Осипов Алексей Иосифович**

УДК 533.6.011

## НАНОСЕКУНДНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ПЕРЕД УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

\*\*)Коротеев Д.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Наносекундный объёмный разряд оказывает существенное влияние на параметры газодинамического течения [1]. Инициирование импульсного разряда ведёт к образованию дополнительных разрывных структур в потоке. Изучение структуры области наносекундной ионизации позволяет делать оценки влияния разряда на поток.

В данной работе исследовалась ионизация области плоской ударной волны (УВ) в ударной трубе на основе импульсного объёмного разряда с предыонизацией УФ излучением от плазменных листов. Экспериментально разряд был реализован в разрядной камере (рис. 1) состыкованной с ударной трубой с каналом прямоугольного сечения 24x48 мм. Длина плазменных листов (электродов) составляла 100 мм. Диапазон исследуемых чисел Маха  $M=2-5$ . После предыонизации УФ излучением поверхностного разряда поджигается объёмный разряд, время свечения которого составляет 200-300 нс. Регистрация свечения разряда производится в помощь фотокамер. В отсутствие УВ в разрядном промежутке наблюдается достаточно однородное свечение. При наличии УВ в разрядном промежутке наблюдается самолокализация объёмного разряда в области пониженного давления перед фронтом УВ [2].

На фотографиях интегрального свечения разряда при  $x=20-70$  мм ( $x$ -координата фронта УВ в момент разряда относительно начала разрядной зоны) отчётливо просматриваются 3 характерные

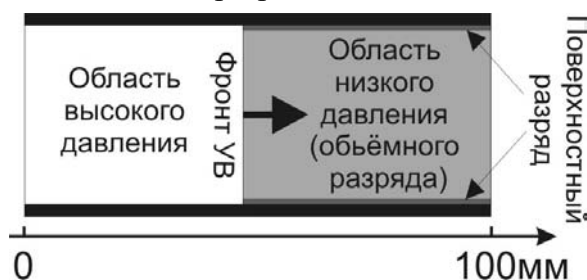


Рис. 1. Схема разрядной камеры

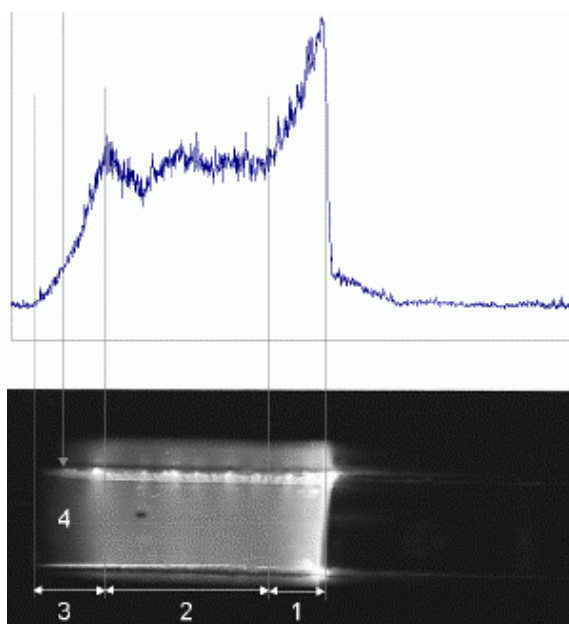


Рис 2. Профиль засветки фотоизображения разряда

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

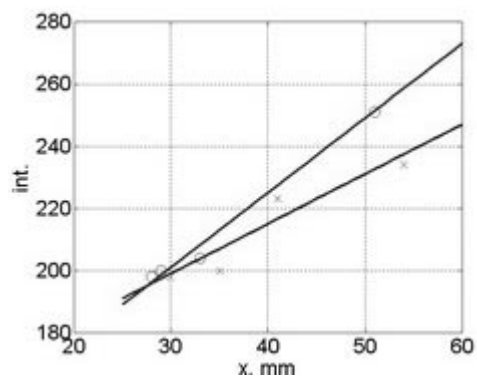


Рис. 3. Зависимость максимума интенсивности свечения от координаты фронта УВ

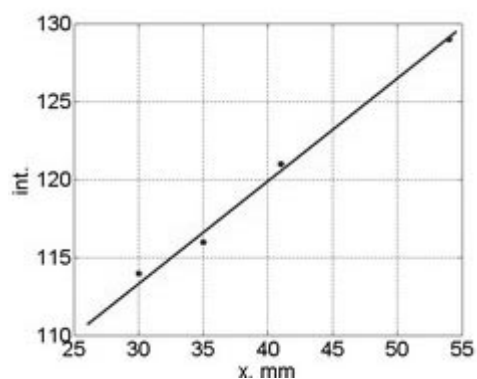


Рис. 4. Зависимость интенсивности свечения в области равномерной засветки от координаты фронта УВ

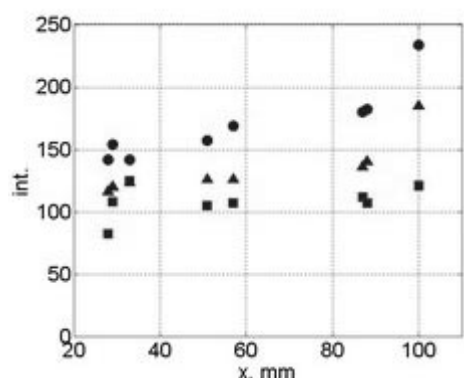


Рис. 5. Зависимость усредненной по светящемуся участку интенсивности от координаты фронта УВ

области (рис. 2): область «прижатого» к фронту свечения 1; область равномерной засветки 2 и область падения интенсивности 3 на конце разрядной зоны 4. Подобная неоднородность свечения (скачок интенсивности на фронте УВ) может обуславливаться тем, что электрическая проводимость среды  $\sigma$ , являющаяся функцией  $E/N$  ( $E$  – напряжённость электрического поля,  $N$  – концентрация) на фронте УВ (где  $\Delta N/N$  порядка  $10^3$ - $10^4$ ) испытывает резкий скачок. Это приводит к перераспределению сначала тока поверхностного разряда, а затем и объёмного [3]. Кроме того, перераспределение поверхностного тока является причиной стягивания основной массы предионизованного газа в область низкого давления, что также способствует развитию объёмного разряда перед фронтом УВ. Фотографии свечения поверхностного разряда при наличии УВ в разрядном промежутке подтверждают это предположение. При анализе профилей засветки фотографий получены следующие закономерности:

- Экспериментальные зависимости максимального значения интенсивности свечения газа в области разряда перед УВ от расстояния  $x$  ( $x=20$ - $60$  мм), пройденного фронтом ударной волны по разрядной зоне близки к линейным. Значение квадрата коэффициента корреляции линейной аппроксимации для четырёх различных серий кадров составляло 0,902-0,994. (рис. 3) Зависимость интенсивности свечения в области равномерной засветки от вышеуказанного расстояния  $x$  в этом диапазоне также линейна с коэффициентом корреляции 0,998 (рис. 4).

- Разброс значений усредненной по всему светящемуся участку интенсивности в зависимости от  $x$  ( $x=20$ - $120$  мм) составляет не более 20% (рис 5) (\*). Квazистационарная теория двойного электрического слоя оказалась неприменимой для объяснения наличия области «прижатого» к фронту свечения. Для диапазона  $E/N$ , реализуемого на вышеописанной

установке была проведена проверка выполнимости условия Бома, давшая отрицательный результат. Для решения этой проблемы требуются дополнительные эксперименты и теоретические изыскания. Анализируя серии кадров и осциллограмм тока разряда, соответствующих им, можно сделать вывод о том, что основное влияние на временную зависимость силы тока  $I(t)$  оказывает давление откачки (перед фронтом УВ). Наличие

или отсутствие в разрядном промежутке ударной волны при неизменных значениях давления откачки не сказывается на структуре осциллограмм тока как в качественном, так и в количественном отношении. Даже при пробое через узкую область перед фронтом ударной волны, вышедшей из разрядного промежутка  $x > 100$  мм осциллограмма тока практически совпадает с осциллограммой кадра, соответствующего отсутствию ударной волны в разрядном промежутке. Отсюда, учитывая (\*), можно сделать предположение о том, что зависимость удельного объемного энерговклада разряда в поток близка к линейной при  $x = 0-95$  мм и плавно переходит в константу для  $x = 100-120$  мм.

Таким образом, на основе анализа распределения свечения импульсного разряда сделаны предположения, от которых можно отталкиваться, рассматривая форму импульсного энерговклада в газодинамический поток. Дальнейший анализ параметров разряда позволит получить теоретически обоснованную модель энерговклада, которая, в частности, может быть использована для численного расчёта влияния наносекундного разряда на поток.

1. Знаменская И.А., Иванов И.Э., Крюков И.А., Кули-Заде Т.А. Импульсный объемный разряд с предыонизацией в двумерном газодинамическом потоке. ЖЭТФ 2002, N 122. Т. 12. 10
2. Gulu-zade T.A., Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A. "Pulse Ionization of Shock Wave Surface". 22th Int Symp on Shock Waves. Proc. 1999, London V.2.
3. Алфёров В.И. Исследование структуры электрического разряда большой мощности в высокоскоростном потоке газа. Известия РАН, сер. МЖГ. 2004, № 7. С. 164-175.

УДК 535.34: 353.37

## ИССЛЕДОВАНИЕ АССОЦИАЦИИ МЕТИЛЕНОВОГО ГОЛУБОГО В МАТРИЦЕ ПОРИСТОГО СТЕКЛА С РАЗНЫМИ РАЗМЕРАМИ ПОР

Чугаров Д.П., Гордеева Ю.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В работе представлены результаты исследования процессов ассоциации красителя метиленовый голубой (МГ), адсорбированного в матрице силикатного пористого стекла (ПС) с разными размерами пор, в сравнении с ассоциацией в исходных этанольных растворах, из которых происходила адсорбция в ПС. Известно, что наличие локальных областей с повышенной концентрацией активных молекул красителя ведет к росту эффективности ассоциации. При увеличении концентрации красителя в спектрах поглощения появляется второй максимум, соответствующий поглощению димерных молекул [1].

Для исходных этанольных растворов и четырех типов ПС с разными размерами пор экспериментально были получены зависимости поглощения МГ от концентрации. Средний радиус пор в исследуемых образцах ПС составил 1.3 нм, 1.7 нм, 2.9 нм и 6.5 нм [2]. Концентрация МГ в исходных этанольных растворах, из которых происходила адсорбция, возрастала от  $1 \times 10^{-5}$  моль/л до  $8 \times 10^{-4}$  моль/л. Спектры поглощения МГ в ПС регистрировались на приборе "Perkin Elmer Lambda 35" после испарения этанола. Из экспериментальных данных была определена доля мономеров и ассоциированных молекул МГ (димеров) в растворах и адсорбированных в ПС.

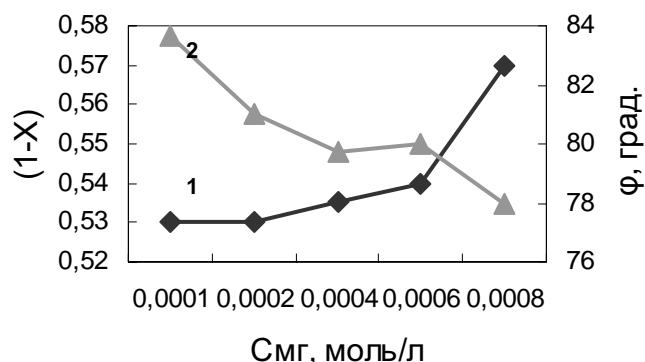


Рис. 1. Зависимость степени ассоциации (1) и угла между мономерными молекулами (2) в димерах от концентрации МГ в ПС

Полученные данные позволяют утверждать, что адсорбция в ПС приводит к росту степени ассоциации (1-X) молекул красителя, тогда как в этанольном растворе при данных концентрациях красителя значение степени ассоциации ее градиент практически не меняется. Степень ассоциации не зависит от радиуса пор и возрастает с ростом концентрации красителя в ПС.

Так как процессы ассоциации исследовались в области концентраций красителей, где образуются простые ассоциаты (димеры), характеристикой структуры такого ассоциата может служить угол  $\phi$  между плоскостями образующими его молекулами красителя, который можно рассчитать по формуле [3]:

$$\frac{\mu_k}{\mu_d} = \frac{1 + \cos \phi}{1 - \cos \phi},$$

где  $\mu_k$  и  $\mu_d$  - моменты электронного перехода для коротковолновой и длинноволновой полос поглощения димера, вычисляемые с помощью соотношения

$$\mu^2 = 1.09 \cdot 10^{-19} \int \alpha(\nu) d\nu,$$

где  $\alpha(\nu)$  - спектр поглощения соответствующей компоненты.

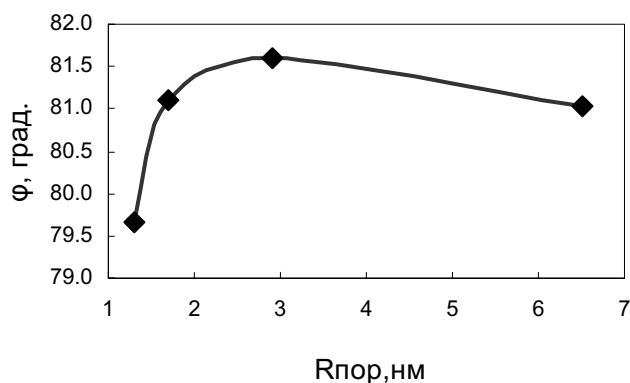


Рис.2. Зависимость угла между мономерными молекулами в димерах МГ, адсорбированном в ПС, от радиуса пор

1. Левшин Л.В., Салецкий А.М. Люминесценция и ее измерения. Москва, 1989, с. 118-120
2. Мазурин О.В., Роскова Г.П., Аверьянов В.И., Антропова Т.В. Двухфазные стекла: структура, свойства, применение. Ленинград, 1991
3. Кецле Г.А., Левшин Л.В., Мельников Г.В., Салецкий А.М. "Спектрально-люминесцентное исследование сольватации молекул эозина в водно-спиртовых смесях" //ЖПС, 1987, Т.46, N5, с.746-751



УДК 533.6.011

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ СЛАБЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ  
ОТ ПЛАЗМЕННЫХ ЛИСТОВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Латфуллин Д.Ф.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

При инициировании электрических разрядов в газовой среде развиваются возмущения, вызванные быстрым введением энергии в объем. Использование оптических методов визуализации в комплексе с современными компьютерными методами обработки изображений дает возможность более полного исследования динамики неоднородностей в зоне газового разряда. Одним из основных методов регистрации является теневой метод, чувствительность которого позволяет визуализировать возмущения с достаточным изменением плотности [1]. Неоднородности при одинаковых приемах зондирования газовой среды, но при различных условиях ее состояния, в одних случаях отчетливо видны на полученных изображениях, а в других отсутствуют. Такая ситуация наблюдается при визуализации ударных волн от импульсного скользящего разряда типа плазменного листа в неподвижном воздухе и в сверхзвуковом потоке. Цель работы – оценить интенсивность возмущений от плазменных листов в сверхзвуковом потоке и найти критерий видимости этих возмущений.

Эксперименты проводились на ударной трубе с разрядной секцией [2]. Плазменные листы, представляющие собой систему скользящих по поверхности диэлектрика каналов [3], размером  $35 \times 100 \text{ мм}^2$  инициировались на двух противоположных стенках рабочей секции на расстоянии 24 мм друг от друга. На электроды подавалось импульсное напряжение 30 кВ. Две другие противоположные стенки рабочей секции ударной трубы представляли собой плоскопараллельные кварцевые стёкла; канал рабочей секции сечением  $24 \times 48 \text{ м}^2$  являлся продолжением канала камеры низкого давления ударной трубы. Рабочим газом служил воздух при давлении до 100 торр.

Для визуализации возмущений в зоне разряда применялась простая теневая и шпирен- методика. В качестве диагностирующего излучения использовался многомодовый рубиновый лазер ОГМ-20 с параметрами:  $E = 0.64 \text{ Дж}$ ,  $\tau_{1/2} = 20 \text{ нс}$ ,  $\lambda = 0.6943 \text{ мкм}$ . Схема синхронизации позволяла зондировать разрядный объем в интервале задержки  $0 \div 100 \text{ мкс}$  относительно импульса тока скользящего разряда.

Анализ динамики приэлектродных ударных волн (от плазменных листов) произведенный по теневым и шпирен-изображениям показал [2], что интенсивность возмущений составляет  $M_s \approx 1,4$ . На теневом изображении (рис. 1) виден набор полуцилиндрических ударных волн от плазменных листов с образованием квазиплоского фронта. Изображение получено через 12 мкс после инициирования разряда в неподвижном воздухе. Данному числу Маха соответствует перепад температуры на фронте  $\Delta T = 75 \text{ К}$  (по соотношениям Рэнкина-Гюгонио). Абсолютное изменение плотности на фронте

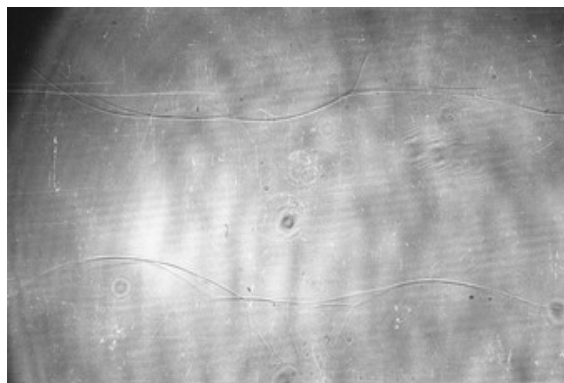


Рис. 1. Ударные волны от плазменных листов. Плотность  $\rho_0 = 0.17 \text{ кг/м}^3$ ,  $T_0 = 293 \text{ К}$

ударной волны составляет  $\Delta\rho_0 = 0.12 \text{ кг/м}^3$ . Как видно при таком изменении плотности положение фронтов ударных волн от плазменных листов отчетливо визуализируется теньвым методом (см. рис 1).

В то же время в сверхзвуковом потоке с таким же значением давления, как в неподвижном газе, возмущения от скользящих разрядов не визуализируются теньвым методом [4]. Так, например, спутный поток за плоской УВ с числом Маха  $M_0 = 3,5$  имеет параметры  $T \approx 952 \text{ K}$ ,  $M = 1.47$ ,  $\rho = 0.11 \text{ кг/м}^3$ . При этих условиях головная ударная волна перед обтекаемой моделью визуализируется, а возмущения, идущие от плазменных листов, отсутствуют. Оценка изменения плотности на фронте головной волны дает  $\Delta\rho_{ГУВ} = 0.08 \text{ кг/м}^3$ , что на 30% меньше значения  $\Delta\rho_0$ . Оценим изменение плотности на фронте возмущений от плазменных листов для этих условий в сверхзвуковом спутном потоке с числом Махом  $M = 1.47$ . Предположим, что энерговклад в скользящий разряд дает такое же изменение температуры на фронте, как и в отсутствии потока,  $\Delta T = 75 \text{ K}$ . Поскольку температура потока  $T \approx 952 \text{ K}$  выше, чем в неподвижном воздухе, то интенсивность возмущения в потоке будет меньше ( $M \approx 1,12$ ). Этому значению числа Маха

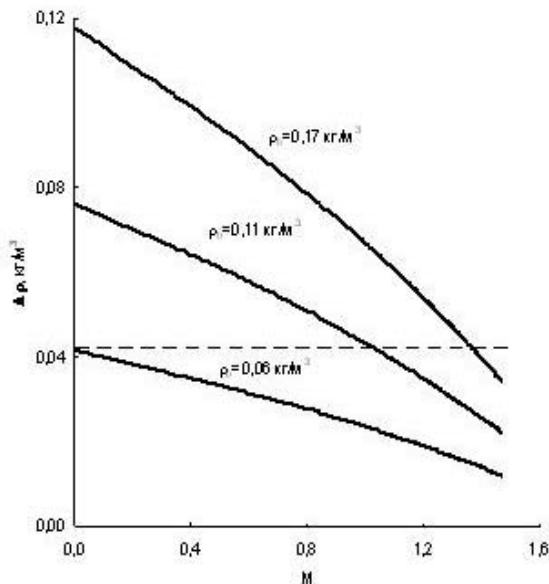


Рис. 2. Зависимости изменения плотности на фронте возмущения от числа Маха набегающего потока при различной плотности потока. Пунктирная линия обозначает минимальный перепад плотности, при котором визуализировались возмущения [4].

$M \approx 1,12$  соответствует меньший перепад плотности, и изменение плотности на фронте возмущения составляет  $\Delta\rho = 0.02 \text{ кг/м}^3$ , что существенно меньше  $\Delta\rho_0$  и  $\Delta\rho_{ГУВ}$ . Отсюда можно предположить, что применяемая теньвая методика не позволит зарегистрировать возмущения от плазменных листов при больших числах Маха набегающего потока.

Определим критерий визуализации возмущения в потоке. Проведем расчет зависимости изменения плотности на фронте возмущения при  $M_e = 1.12 \div 1.40$  от числа Маха набегающего потока по соотношениям Рэнкина-Гюгонио при различных значениях плотности потока. Результаты расчета представлены на рис. 2 (сплошные линии).

Чтобы визуализировать слабые возмущения, необходимо, чтобы перепад плотности в потоке был по крайней мере не менее  $0.04 \text{ кг/м}^3$  [4]. Как видно из графика, для потока с плотностью в  $\rho = 0.11$

$\text{кг/м}^3$  визуализировать слабые возмущения при используемой настройке теньвой схемы возможно при дозвуковых скоростях потока. Для регистрации этих возмущений в сверхзвуковом потоке необходимо увеличивать плотность набегающего потока. Таким образом, интенсивность возмущений от плазменных листов в сверхзвуковом потоке зависит от параметров потока, и возможно визуализировать возмущения с числами Маха  $1.2 \div 1.4$  применяемым теньвым методом при  $\rho_0 \geq 0,11 \text{ кг/м}^3$ . В дозвуковом спутном потоке возможна визуализация этих возмущений и при меньших значениях плотности.

1. Васильев Л.А. Теневые методы, «Наука», 1968 г.
2. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В. Исследование поверхностных разрядов (плазменных листов) в ударной трубе.// Материалы Всероссийской научной конференции по физике низкотемпературной плазмы (ФНТП-2004). Петрозаводск, 2004. С. 172 - 174.
3. Карлов Н.В., Кузьмин Г.П., Прохоров А.М. Газоразрядные лазеры с плазменными электродами. Известия АН СССР, сер. Физическая. 1984, Т. 48, № 7. С. 1430-1436
4. Степанец И.В. Экспериментальное исследование нестационарных процессов при сверхзвуковом обтекании тел. Дисс. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук. М., 1994. 159 с.

УДК 547.530.1

## АНАЛИЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ МАКРОМОЛЕКУЛ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

\*)Балабин Р.М.

*Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина*

В последнее время, в связи с переходом отечественной нефтеперерабатывающей промышленности на тяжёлое (структурированное) сырьё, на первый план выходят представления о нефти и нефтяных системах как о коллоидно-дисперсных объектах. Термин нефтяные дисперсные системы (НДС) приобретает всё большую популярность среди исследователей и технологов. Подобное представление позволяет решить ряд важных научных и технологических проблем, связанных с сырой нефтью, продуктами нефтепереработки и нефтехимии.

Смолисто-асфальтеновые вещества (САВ) – основные ассоциирующиеся молекулы нефти – определяют структуру НДС. В результате внешних воздействий структура и свойства этих дисперсных систем способны значительно изменяться, вследствие чего меняются и физико-химические свойства нефти. Важной научной задачей является предсказание результатов подобного воздействия и использование их в технологических целях.

Возникновение надмолекулярных структур САВ в нефтяных системах обусловлено межмолекулярными взаимодействиями различной природы. Одним из физических параметров, определяющих способность САВ к агрегированию, является дипольный момент. Его наличие дает возможность использовать метод диэлектрической спектроскопии, что было продемонстрировано в этой работе.

Диэлектрические спектры асфальтенов измерялись в различных растворителях (бензол и толуол), при различных концентрациях (0.3 и 3% масс.) и температурах (294 и 312К). Интервал давлений составлял от 1 до 10 000 атм.

Для интерпретации полученных частотных зависимостей диэлектрической проницаемости были использованы различные модели диэлектрической релаксации:

- модель Дебая
- модель Коул-Коула

---

\*\*) Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

- модель Девидсона-Коула
- модель Гаврильяка-Негами
- степенной закон Джоншера

Теоретическая интерпретация параметров полученной модели возможна на основе представлений Диссадо-Хилла о внутрикластерном и межкластерном взаимодействии (теория многочастичных взаимодействий), а также теории фракталов. По времени релаксации (параметр модели) возможно определение характерного размера ассоциата.

По итогам работы сделаны выводы о структуре и возможности регулирования свойств асфальтенодержающих систем.

УДК.532.54:536.7

## ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА РАНКА

Некофар К.Х., Майков В.П.

*Московский государственный университет инженерной экологии*

Эффект Ранка, заключается в разделении закрученного потока газа на два, один из потоков имеет температуру ниже, чем у входящего потока, другой – выше. Для того чтобы рассмотреть эффект Ранка предлагается использовать нелокальную версию термодинамики (квантовотермодинамический подход), разработанный Майковым В.П.[1]. Нелокальная версия термодинамики (НВТ) построена на утверждении о существовании в природе кванта энтропии, равного постоянной Больцмана. Тогда по аналогии с дискретной энергией механического происхождения можно ввести макроскопический дискрет энергии термодинамической природы  $kT$  ( $k$ -макро квант энтропии, постоянная Больцмана;  $T$  - абсолютная температура).

Далее на этой основе производится переход от дифференциально малых величин к величинам физически предельно малым и сформулирован минимальный макроскопический объем – макроячейка, к которому еще применим термодинамический метод. Макроячейку можно рассматривать как короткоживущий (мерцающий) физический кластер — своеобразный надмолекулярный уровень в иерархии макроскопической системы. В НВТ доказывается, что процедура макроквантования переводит описание из области классического статического равновесия в область динамического равновесия, когда макроячейка взаимодействует с окружением за счет флуктуаций. В свете сказанного было получено следующее выражение для эффекта Ранка  $T_2 = T_1 (R_1 \alpha / R_2 n)^{2/3}$ , где  $\alpha$  - относительный массовый поток охлаждаемого потока к входному потоку,  $n$ -соотношение давления, индексы 1, 2 относятся к входному и выходному.

Таким образом, в предлагаемом подходе, показано макроквантовая природа сущности эффект Ранка.

1. Майков В.П. расширенная версия классической термодинамики, физика дискретного пространства-времени-М.: МГУИЭ. 1997. 160 с.

УДК 532.7

ОБ ОБРАЗОВАНИИ РЕГУЛЯРНЫХ СТРУКТУР  
НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

Охотский А.В, Резников А.В.

*Ставропольский государственный университет*

В последние десятилетия внимание ученых все больше привлекают процессы, происходящие в сложных многокомпонентных системах. Поведение таких систем описывается обычно в фазовом пространстве в операторной форме

$$x(t) = \underline{T}_t x(t_0), \quad (1)$$

где  $x(t)$  - состояние системы в момент времени  $t$ ,  $\underline{T}_t$  - оператор эволюции. Системы, для которых отображение (1) определено для любых  $t > t_0$  называют **потоками**, в противном случае – **каскадами** с дискретным временем [1].

Потоки и каскады возникают в неустойчивых динамических системах (особенно многокомпонентных) и приводят к гибели одних формаций и рождению новых, устойчивых. В тех случаях, когда новый режим резко отличается от предыдущего, говорят о бифуркациях. Примером такого перехода может служить процесс образования регулярных структур при помещении капли туши на поверхность воды [2].

Рассмотрим процесс формирования древовидной структуры капли туши на поверхности воды. В емкость с устоявшейся холодной водой капаем каплю туши. В результате на поверхности воды образуется тонкая пленка туши. Причем ее образование является необходимым для дальнейшего структурообразования. Важно, как показали наши эксперименты, что пленка будет образовываться только при определенных (легко оцениваемых) соотношениях температур двух жидкостей и определенном уровне очистки воды от примесей, при условии неизменности их плотностей, вязкостей и подобных характеристик. При высокой температуре воды всякое образование на ее поверхности разрушается по-видимому интенсивным броуновским движением молекул [3].

Как показали наблюдения, для сформировавшейся пленки характерно уменьшение плотности от центральной части к границе. Далее на поверхности появляются ячейки без туши, и они примерно с одинаковой плотностью заполняют всю область пленки. В это же время избыток туши стекает из центра пятна в толщу воды. Ячейки продолжают укрупняться и вытягиваются по направлению к центру, причем их плотность увеличивается от центра к границе. По-видимому, можно говорить о структурности пятна туши. В нем по аналогии можно выделить крупные «ветви» и идущие от них характерные более мелкие «отростки». Образованная структура явно имеет фрактальную организацию. А сам процесс интересен отсутствием непосредственного притока энергии извне, как например, в случае ячеек Бенара. Возможно также, что определяющую роль в формировании «веток» играет относительно низкая температура воды, что замедляет процесс разрушения структуры.

Также отметим, что при формировании второго пятна туши рядом с исходным происходит частичное изменение структуры первого, а второе как бы достраивается к нему, тем не менее, не находясь в непосредственном с ним соприкосновении.

Поведение пятна туши на поверхности воды оказывается существенно зависящим от толщины слоя воды:

1. При толщине больше 1 см в структуре пятна постепенно появляются ступки туши, которые образуют радиально направленные каналы из центра пятна к периферии, т.е. образуется полноценное «дерево».

2. При меньшей толщине – каналы образуются в граничном слое, но в центральной части появляются звездообразные прожилки, частично соединенные между собой.

Можно предположить, что образование полноценной древовидной структуры происходит из-за того, что тушь увлекается за падающей массивной центральной частью пятна в толщу воды. Возможно также то, что в воде образуются сложные течения от поверхности.

На данном этапе исследования можно предположить, что описываемый процесс является примером некоей самоорганизации частиц суспензии (туши) на поверхности жидкости. Более детально происходящие процессы можно будет изучить при изменении условий, состояния взаимодействующих систем, более детальном (микроскопическом) наблюдении происходящего с использованием фото и видеосъемки. Полученные при этом количественные результаты позволят также приступить к разработке теории происходящих процессов.

1. Анищенко В.С. Знакомство с нелинейной динамикой. – М.: Институт компьютерных исследований. – 2002
2. Фролов Ю.Г. Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы. – М.: Химия, 1989
3. Хида Т. Броуновское движение. М.: Наука, 1987

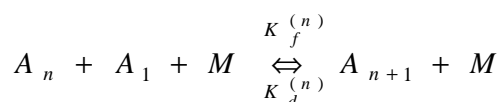
## КВАЗИХИМИЧЕСКИЙ КЛАСТЕРНЫЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ КИНЕТИКИ НУКЛЕАЦИИ

Артюхин А.С.

*Московский физико-технический институт, г. Жуковский*

Описание нуклеации (предконденсации) является одним из важнейших разделов теории конденсации. На данный момент существует большое многообразие теорий, описывающих эту стадию фазового перехода. Одна из наиболее широко распространенных теорий нуклеации – классическая теория – была предложена в начале прошлого века Фольмером и Вебером, затем она дополнялась и уточнялась Беккером, Дерингом, Френкелем, Зельдовичем и др. Модифицированная классическая теория давала хорошее согласие с экспериментами для процессов, в которых размеры конденсирующихся частиц можно было с достаточной степенью точности считать макроскопическими и соответственно пользоваться макроскопическими параметрами при описании ядер – зародышей конденсации. Однако расхождения с экспериментом становились более заметными при уменьшении размеров конденсирующихся частиц. Требовался переход к микроскопическим параметрам, описывающим ядра нуклеации. Одним из решений в классической теории, направленных на учет микроскопичности частиц, было введение поправок для коэффициента поверхностного натяжения в зависимости от размера конденсирующейся частицы (наиболее известна формула Толмена).

В предлагаемой в работе кластерной модели образование конденсирующихся частиц (кластеров) представляет собой цепочку реакций вида [1]:



здесь  $A_n$  – кластер размера  $n$  мономеров. Мономером может быть атом или молекула вещества.  $M$  – любая молекула или кластер газовой фазы.  $K_f(n)$ ,  $K_d(n)$  – константы прямой и обратной реакций,  $N_n$  – концентрация кластеров.

Таким образом, знание констант прямой и обратной реакций дает возможность получить эволюцию функции распределения кластеров по размерам, а также получить такой важный параметр, как скорость нуклеации. Подобные цепочки реакций строились и в классической теории, но принципиальное отличие кластерного подхода заключается в получении констант прямой и обратной реакций с учетом всех микроскопических характеристик кластеров. Так, например, вместо поверхностного натяжения используется рассчитываемая методами квантовой химии энергия диссоциации каждого кластера. Кроме того, учитывается наличие у кластеров большого количества межмолекулярных колебательных мод.

Квазиравновесная функция распределения кластеров по размеру для приведенной реакции будет иметь вид [2]:

$$N_n^{(0)} = N_1^n \prod_{j=2}^n K_j(T)$$

Константа равновесия для реакции кластеризации вычисляется при помощи методов статистической термодинамики с использованием полученных методами квантовой химии структурных и энергетических характеристик кластеров [1].

Приравнивая квазиравновесные функции распределения, полученные при квантово-статистическом кластерном подходе и классическом жидко-капельном приближении, найдём зависимость эффективного коэффициента поверхностного натяжения от размера кластера [3]

$$\sigma_{eff} = \frac{\Delta E(n-1)^\alpha}{4\pi r_n^2} - \frac{T}{4\pi r_n^2} \ln \left[ n^{3/2} \frac{\left(1 - \exp\left[-\frac{\bar{\theta}(T)}{T}\right]\right)^{6n-6}}{\prod_{i=1}^{6n-6} \left(1 - \exp\left[-\frac{\theta_i^{(n)}}{T}\right]\right)} \frac{R_n \Xi_1}{R_1 \Xi_n} \right]$$

здесь  $\Delta E = E_\infty - E_2$  – разность энергий диссоциации кластера бесконечного размера и димера,  $\theta_i(n)$  –  $i$ -я колебательная мода кластера размером  $n$  мономеров,  $R_n = \sqrt[3]{I_a I_b I_c(n)}$  – квадратный корень из произведения главных моментов инерции кластера размера  $n$ ,  $\Xi_n$  – коэффициент симметрии кластера,  $\theta(T)$  – среднестатистическая колебательная температура,  $r_n$  – размер кластера [2]. Необходимо отметить, что для кластеров уже не выполняется зависимость  $r_n \sim \sqrt[3]{n}$ ,

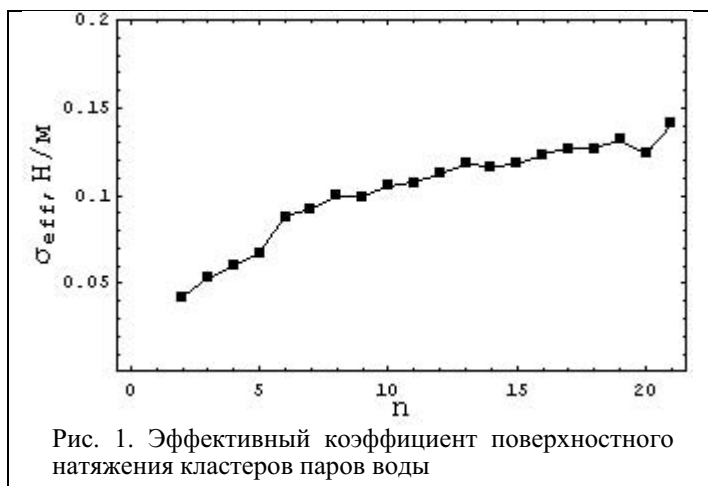


Рис. 1. Эффективный коэффициент поверхностного натяжения кластеров паров воды

использовавшаяся в классической жидко-капельной модели. Для малых кластеров паров воды эта зависимость может быть аппроксимирована следующим образом  $r_n \propto n^{0.4}$ . При этом поверхностное натяжение крупных кластеров асимптотически стремится к поверхностному натяжению воды.

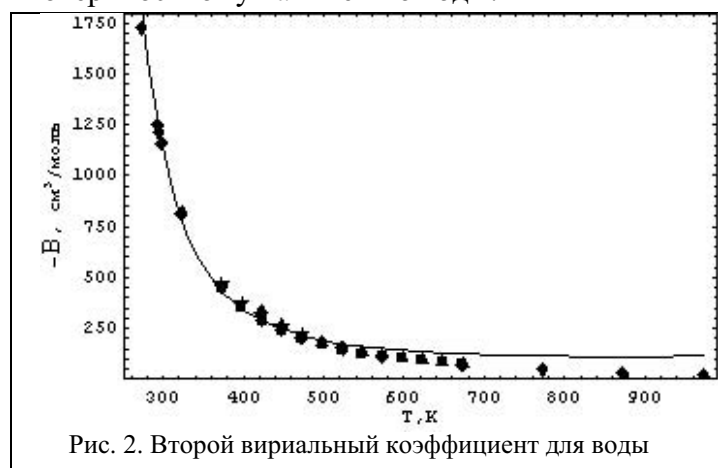


Рис. 2. Второй вириальный коэффициент для воды

В рамках кластерного подхода также возможно получение уравнения состояния и вириальных коэффициентов. Предполагая, что давление в системе определяется суммой парциальных давлений каждого вида кластеров  $p = \sum_n p_n = kT \sum_n N_n$  и что количество вещества в системе остается постоянным  $\sum_n nN_n = const$ , можно получить вириальное разложение уравнение состояния с коэффициентами  $B = -K_2(T)N_A$ ,  $C = -2K_2(T)N_A^2(-K_3(T) + 2K_2(T))$  и т.д. Таким образом, вириальные коэффициенты определяются знанием констант равновесия для реакций кластерообразования.

На рис. 2 приведено сравнение второго вириального коэффициента для паров воды, полученного в рамках кластерного подхода, с экспериментами [4, 5].

1. Егоров Б.В., Маркачев Ю.Е., Плеханов Е.А. “Кластерная фаза предконденсации алканов” Труды 13-й школы-семинара под руководством акад. А.И.Леонтьева. Санкт-Петербург 2001 г, том I, стр. 393-396.
2. Артюхин А.С., Егоров Б.В., Забабуриин Е.А. и др. “Кинетика формирования ультралегкой фракции нейтральных и заряженных кластеров в газодинамических потоках летательного аппарата”. Химическая Физика, 2004, том 23, №4, стр. 28-46.
3. Артюхин А.С., Егоров Б.В. “Эффективный коэффициент поверхностного натяжения малых кластеров паров воды”, Труды XLVI научной конференции “Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук”, МФТИ, 2003 г., ч.6.стр.51-53.
4. CRC Handbook of Chemistry and Physics, edited by D.R. Lide (CRC, Boca Raton, New York, London, Tokyo, 1995), pp 6-30, 6-31.
5. Kell G.S., McLaurin G.F., Whalley E. Proc.R.Soc.London Ser.A, 1989, vol.425, p.49.

УДК 532.546:541.182.45

## ДЕФОРМАЦИЯ МОДЕЛЬНОГО ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА

Логвинов А.М., Канн К.Б.

*Белгородский государственный университет,  
физико-математический факультет*

В последнее время появляется целый ряд задач, где требуется знание реологических (вязкостных) свойств газожидкостных пен различной структуры. Необходимо



изучить деформацию газовых пузырьков под действием различных (статических и динамических) нагрузок. При литературном поиске такие работы не обнаружены.

Была предложена и изучена модель деформации газового пузырька локальными (статическими) растягивающими усилиями.

В качестве модели рассмотрен газовый пузырек на двух несущих (жестких) сосных колечках радиуса  $R$ . При статической деформации модельный пузырек получает форму “сферокатеноида”, центральная часть которого образована катеноидной поверхностью, а торцы – сферическими сегментами, опирающимися на колечки. Такая форма обеспечивает постоянство кривизны по всей поверхности фигуры, которой требует условие Лапласа.

Реальные газовые пузырьки не имеют форму сферокатеноида. Они имеют плавную форму, более напоминающую вытянутый двухосный эллипсоид. Показано, что деформация модельного пузырька под действием локальных нагрузок близка к деформации реальных газовых пузырьков в форме двухосного эллипсоида. Энергетические затраты на деформирование пузырьков идут на увеличение их поверхности. Поэтому проведены расчеты для сравнения поверхности сферокатеноида с поверхностью соответственного ему двухосного эллипсоида. Показано, что в интересующем нас диапазоне деформации площадь поверхности двухосного эллипсоида отличается от площади поверхности соответствующего сферокатеноида не более чем на 0,8%. Это позволяет в дальнейшем моделировать пенные пузырьки вытянутым двухосным эллипсоидом.

**ОПТИКА****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Кандидов Валерий Петрович**

УДК 535.37

**ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА  
ВОЛЬФРАМАТА СТРОНЦИЯ**

Китаева И.В., Михайлин В.В., Спаский Д.А., Колобанов В.Н.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В данной работе изучались оптические и люминесцентные свойства вольфрамата стронция, который является перспективным лазерным кристаллом [1]. На настоящее время отсутствует информация об электронной плотности энергетических зон данного кристалла. Собственная люминесценция  $\text{SrWO}_4$  также мало исследована.

Измерения проводились на установке SUPERLUMI (спектры отражения и возбуждения в области энергий фотонов 3.5-30 эВ, фотолюминесценция) в канале синхротронного излучения (СИ) накопителя DORIS III (DESY, Германия) и установке для измерения рентгенолюминесценции накопителя «Сибирь-2» Курчатовского центра СИ.  $\text{SrWO}_4$  выращен методом Чохральского в Институте общей физике РАН, г. Москва.

Проведен анализ структуры спектров отражения, сделаны предположения о природе электронных состояний, формирующих зону проводимости и валентную зону.

Показано, что для анизотропного вольфрамата стронция спектр отражения в области фундаментального поглощения зависит от относительной ориентации образца и вектора  $E$  падающего СИ. Из спектра отражения по соотношениям Крамерса-Кронига рассчитана энергетическая зависимость коэффициента поглощения и др. Оценена ширина запрещенной зоны. Также внимание было уделено переходам с верхних остовных уровней, сформированных катионными состояниями в зону проводимости.

Показано, что структура остовных экситонов сильно «замыта», что, по видимому, связано с расположением катионных уровней в глубине зоны проводимости.

Люминесценция вольфрамата стронция представляет широкую полосу с максимумом при 459 нм. Предполагается, что полоса вызвана излучательными переходами на  $\text{WO}_4^{2-}$  группе. Также в спектрах люминесценции наблюдается длиноволновая полоса, вызванная, по видимому, свечением дефектов. Спектр возбуждения люминесценции был пересчитан в энергетическую зависимость объемного квантового выхода по методике, описанной в [2]. По объемному квантовому выходу сделан вывод о характере передаче энергии на центры свечения, а также оценена ширина валентной зоны.

1. Ivleva L.I., Basiev T.T., et al, Optical Materials, 23 (2003), 1-2 (июль), 439-442
2. Михайлин В.В., Васильев А.Н. Введение в спектроскопию твердого тела. Москва. 1987.

УДК 535.37

## ОТРАЖЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ ИТРИЙ-АЛЮМИНИЕВОГО ГРАНАТА

Петровнин Н.Н., Михайлин В.В., Колобанов В.Н., Спасский Д.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Интерес к кристаллам иттрий-алюминиевого граната (YAG) связан с возможностью их практического применения в качестве сцинтилляторов для детекторов  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения, а также катодолюминесцентных и рентгеновских экранов с высоким пространственным разрешением [1]. В последнее время активно исследуются люминесцентные свойства данных соединений, и в этом направлении мы активно проводим исследования, однако до сих пор нет ясного представления о структуре энергетических зон и природе электронных переходов данного соединения. Действительно, улучшение характеристик сцинтилляторов требует детального знания их электронной структуры. Основной задачей данной работы был анализ спектров отражения монокристаллических пленок YAG с точки зрения зонной структуры.

Нами были исследованы спектры отражения монокристаллических пленок (МКП) YAG, так как содержание структурных дефектов в них по сравнению с объемными кристаллами значительно меньше [2]. Таким образом данные спектры являются наиболее точными источниками информации об электронной структуре YAG.

На основе спектров отражения и анализа расчетов зонной плотности [3] построена схема энергетических зон YAG. На основе анализа полученной схемы энергетических зон и экспериментальных данных объяснена природа пиков в спектрах отражения YAG. Произведен пересчет спектров отражения по соотношениям Крамерса-Кронига. В результате пересчета по соотношениям Крамерса-Кронига были получены зависимости энергии фотонов для величины энергетических потерь, действительной и комплексной частей диэлектрической проницаемости  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  и коэффициента поглощения  $\kappa$ .

1. Волженская Л.Г., Зоренко Ю.В., Пацаган Н.И., Пашковский М.В. // Оптика и спектроскопия, 1987, Т. 63, С. 135-140
2. Зоренко Ю.В., Назар И.В., Лимаренко Л.Н., Пашковский М.В. // Оптика и спектроскопия, 1996, Т. 80, № 6, С. 925-928
3. Tetsushiko Tomiki, Fujito Fukudome, Minoru Kaminao, Masami Fujisawa, Yoshikazu Tanahara and Tomoyoshi Futemma // J. of the Physical Society of Japan, 1989, v. 58, № 5, pp. 1801-1810

УДК 535.34, 535.37

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ  $\text{Eu}(\text{FOD})_3$  В ПОРИСТЫХ ПОЛИМЕРАХ

Тараева А.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Проведены исследования нескольких полимерных материалов: полиметилметакрилата (ПММА), полидиметилсилоксана (силикон) и полипропилена, легированных  $\text{Eu}(\text{FOD})_3$  (FOD=6,6,7,7,8,8,8-гептофтор-2,2-диметил-3,5-октадионат). Процесс легиро-

вания был осуществлен с помощью их пропитки в сверхкритическом  $\text{CO}_2$  (ск-импрегнация) [1]. Для сравнительного анализа были также проведены исследования исходных поликристаллов  $\text{Eu}(\text{FOD})_3$ .

На рис. 1 представлены кривые зависимости интенсивности ФЛ ( $\lambda_{\text{изл}} = 611,6 \text{ нм}$ ) от температуры  $\text{Eu}(\text{FOD})_3$  в различных матрицах. Максимальное падение  $I(T)$  было получено в полипропилене и чистом  $\text{Eu}(\text{FOD})_3$ . Интересно отметить, что  $I(T)$  во втором случае описывается экспоненциальным законом, а в полипропилене до  $70^\circ\text{C}$  наблюдается линейный спад, причем  $K_1 = I(20^\circ\text{C})/I(70^\circ\text{C}) = 4.6$ ,  $K_2 = I(20^\circ\text{C})/I(90^\circ\text{C}) = 40$ . Последнее значение совпадает с результатами, полученными для чистого  $\text{Eu}(\text{FOD})_3$  и, по-видимому, является предельным значением для данного МОС. Остальные два полимера также показали линейную зависимость  $I(T)$ , но оказались менее термочувствительными. Если сравнить полученные данные  $I(T)$  с формой полос ФЛ ионов  $\text{Eu}^{3+}$  [2], можно сделать следующий вывод: чем лучше в конкретном образце разрешены штарковские компоненты ФЛ перехода  $^5\text{D}_0 - ^7\text{F}_2$  ионов  $\text{Eu}^{3+}$ , тем больше величина  $K_1$  и  $K_2$ , следовательно скорость падения интенсивности ФЛ связана с влиянием матрицы на молекулу. Интересно отметить, что именно полимерная матрица преобразует экспоненциальную зависимость  $I(T)$  в линейную.

На основе температурной зависимости ФЛ возможно создание неинвазивного, экспрессного, высокочувствительного температурного датчика при лазерном нагреве биологических тканей. В данном случае полипропилен представляется наиболее перспективным из исследуемых нами полимеров.

1. Баграташвили В.Н., Заворотный Ю.С., Попов В.К. и др. «Модификация оптических свойств нанопористых стекол методом сверхкритической импрегнации» // Перспективные материалы, 2002, № 1, С. 35.
2. Герасимова В.И., Заворотный Ю.С., Рыбалтовский А.О., Тараева А.Ю. и др. «Оптическая спектроскопия комплекса  $\text{Eu}(\text{FOD})_3$ , импрегнированного в свободный объем нанопористого стекла и полиметилметакрилата с помощью сверхкритической двуокиси углерода» // Оптика и спектр., 2005, Т. 98. № 4, С. 635.

УДК 535.36

## ПРОСТАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ПЛЕНКАХ СОПРЯЖЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ

Озимова А.Е., Елизаров С.Г.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Один из перспективных путей создания фоточувствительных органических материалов на базе сопряженных полимеров - использование концепции "гетероперехода

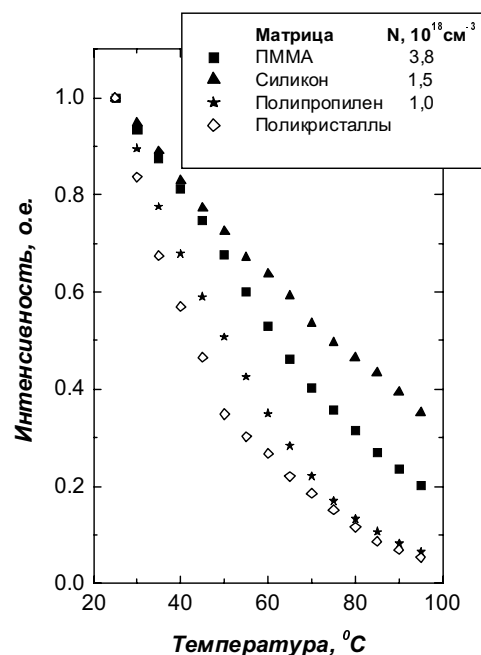


Рис. 1

в объеме", формируемого в пленке донорно-акцепторной смеси. Известная проблема таких смесей - разделение фаз донора и акцептора, приводящая к оптической неоднородности и, как следствие, светорассеянию. Известно, что взаимодействие донора и акцептора в основном электронном состоянии может препятствовать разделению фаз.

В данной работе представлен оригинальный и простой способ совместного измерения коэффициента рассеяния и поглощения света в полимерных пленках. Метод основан на измерении мощности света до образца, после образца на фотоприемнике с большой апертурой в присутствии и в отсутствии малой "заглушки", закрывающей фотоприемник от прямой засветки прошедшим через образец излучением лазера. По этим трем данным производится расчет коэффициента рассеяния и поглощения.

Методика апробирована на пленках смеси растворимой формы полипарафениленвинилена с акцепторами динитроантрахиноном и полидинитроантрахиноном, при различных концентрациях акцептора. Показано, что в первом случае оптическая плотность смеси ниже края поглощения чистого полимера связана с поглощением на слабом комплексе с переносом заряда, во втором обусловлена рассеянием света на оптических неоднородностях, возникших при образовании пленки.

УДК 535.36

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСОВ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА В КОМПОЗИЦИЯХ НА ОСНОВЕ ПОЛИПАРАФЕНИЛЕНВИНИЛЕНА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Бруевич В.В., Елизаров С.Г.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Для спектроскопии комбинационного рассеяния света комплексов с переносом заряда на основе полипарафениленвинилена нужен лазерный источник возбуждения с длиной волны 600–800 нм, который позволяет работать в области поглощения комплекса с переносом заряда, но ниже края поглощения полимера.

В контексте данной задачи была разработана компактная конструкция диодного лазера с внешним резонатором по схеме Литрова на основе многомодового GaInP/AlGaInP диодного лазера. Мощность лазера 70 мВт, полная ширина по полувысоте  $3 \text{ см}^{-1}$ , центральная длина волны 670 нм.

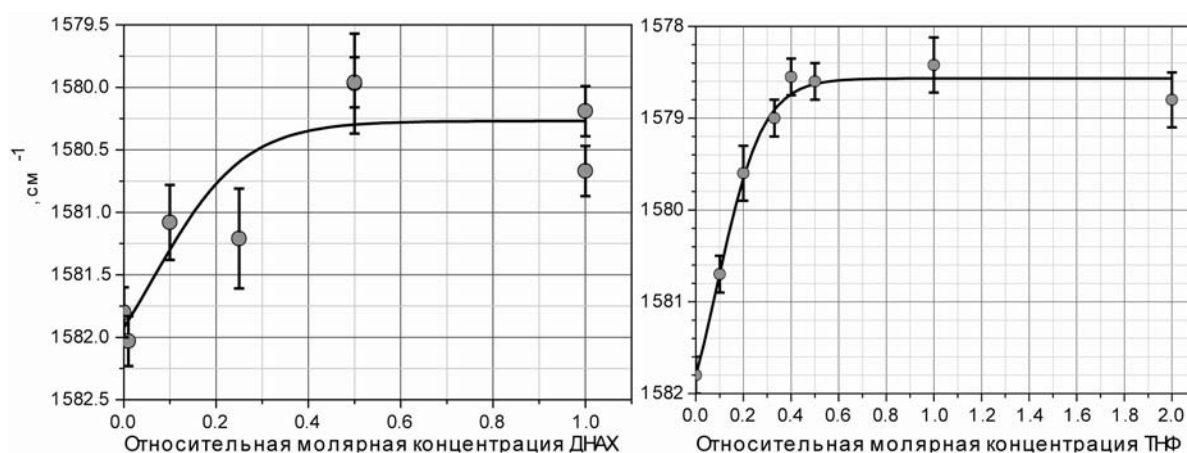


Рис. 1

Были получены спектры комбинационного рассеяния света в пленках растворимой формы полипарафениленвинилена с акцепторами: тринитрофлуореноном (ТНФ) и динитроантрахиноном (ДНАХ), при различных концентрациях акцептора. Наиболее характерное смещение в спектре комбинационного рассеяния света в зависимости от относительной концентрации акцептора наблюдалось на наиболее интенсивной линии полимера на отстройке  $1582\text{см}^{-1}$  - симметричное колебание растяжения/сжатия фенильной группы (см. рис. 1). Это смещение интерпретировано как результат частичного переноса заряда с полимера на молекулу акцептора.

УДК 535.37:546.77-22

### ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МОЛИБДАТОВ СЕРИИ $\text{LiY}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$

Заушицын А.В, Михайлин В.В, Романенко А.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Двойные молибдаты, активированные ионами редкоземельных элементов (РЗЭ), представляют интерес в связи с их применением в качестве эффективных люминофоров. Подобные молибдатные люминофоры известны как материалы для люминесцентных ламп, активных сред лазеров и люминесцентных экранов [1]. Возможность варьирования катионного состава кристаллической решетки двойных молибдатов  $\text{MR}(\text{MoO}_4)_2$  ( $M$  – одновалентный элемент,  $R$  – РЗЭ) позволяет получать люминофоры со свечением в широкой области длин волн. Кроме того, внедрение в кристаллическую решетку редкоземельных элементов также может быть использовано для исследования строения матрицы кристалла [2]. Для многих применений (например, в электронно-лучевых трубках и в газоразрядных индикаторных приборах) необходимы составы, обладающие низким концентрационным тушением и максимальной концентрацией центров люминесценции при минимальных потерях энергии в поверхностном слое.

В настоящей работе исследованы люминесцентные свойства твердых растворов молибдатов  $\text{LiY}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$  со структурой неискаженного шеелита [3] в широком диапазоне изменения концентрации активатора ( $0.0005 \leq x \leq 1$ ). Твердые растворы  $\text{LiY}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$  получали методом плавления по обычной керамической технологии из соответствующих двойных молибдатов. По данным РФА, в системе  $\text{LiY}(\text{MoO}_4)_2$ – $\text{LiEu}(\text{MoO}_4)_2$  образуется непрерывный ряд твердых растворов со структурой шеелита (тетрагональная сингония, пр. гр.  $I4_1/a$ ). Подобные молибдаты обладают хорошими люминесцентными характеристиками [4]. Свечение происходило благодаря оптическим переходам в  $4f$ -конфигурации иона  $\text{Eu}^{3+}$  с возбужденного метастабильного состояния  $^5D_0$  на компоненты мультиплетов  $^7F_J$  ( $J = 0, 1, 2, 3, 4$ ). Наиболее яркое свечение отмечено в полосе электродипольного перехода  $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ . Получена зависимость интенсивности люминесценции молибдатов от концентрации  $\text{Eu}^{3+}$ . Показано, что при замещении  $\text{Y}^{3+}$  на  $\text{Eu}^{3+}$  в исследованных молибдатах симметрия центров свечения остается неизменной.

У всех исследованных твердых растворов  $\text{LiY}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MoO}_4)_2$  присутствует одна узкая линия в области перехода  $^5D_0 \rightarrow ^7F_0$ , что указывает на существование единственной позиции ионов  $\text{Eu}^{3+}$  в кристаллической решетке. При увеличении концентрации  $\text{Eu}^{3+}$  наблюдается уширение спектров свечения, а также незначительный сдвиг спектральных линий, преимущественно, в коротковолновую область.

Времена жизни возбужденного состояния  ${}^5D_0$ , измеренные при комнатной температуре, составляют: 380 мкс – для составов с  $x = 0.0005, 0.001, 0.01, 0.05$  и  $0.1$ , 320 мкс – для  $x = 0.5$  и 300 мкс – для  $x = 1$ . Как видно, при полном замещении ионов  $Y^{3+}$  на  $Eu^{3+}$  время жизни уровня  ${}^5D_0$  изменяется не существенно, т. е. концентрационное тушение люминесценции  $Eu^{3+}$  в данных кристаллах невелико, и, даже при 100% - ом замещении, квантовый выход составляет 0.78. Таким образом, при создании на основе данных материалов красных люминофоров и активных сред лазеров, концентрацию европия можно изменять в широких пределах при сохранении высокой эффективности люминесценции.

Интересно отметить различную концентрационную зависимость интенсивности люминесценции при возбуждении образцов разными длинами волн. Так, при возбуждении азотным лазером (337,1 нм) в край собственного поглощения, наблюдается максимум при  $x = 0.5$ , а при возбуждении второй гармоникой неодимового лазера (532 нм) в полосы поглощения ионов европия, интенсивность люминесценции растет вплоть до  $x = 1$ .

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности исследованных кристаллов для практического применения.

Авторы выражают благодарность В.А. Смирнову за помощь в проведении работ и обсуждении результатов.

1. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975. 256 с.
2. Гайдук М.И., Золин В.Ф., Гайгерова Л.С. Спектры люминесценции европия. М.: Наука, 1974. 195 с.
3. Трунов В.К., Ефремов В.А., Великодный Ю.А. Кристаллохимия и свойства двойных молибдатов и вольфраматов. Л.: Наука, 1986. 174 с.
4. Соколов В.В. Усков Е.М. Яркий красный люминофор с высокой цветопередачей на основе соединения  $NaY_{1-x}Eu_x(MoO_4)_2$  // Химия в интересах устойчивого развития. 2000. Т. 8. № 1-2. С. 281–284.

УДК 621.378.4

## ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОМПОЗИТОВ СИНТЕТИЧЕСКИЙ ОПАЛ–ЖЕЛЕЗО–ИТТРИЕВЫЙ ГРАНАТ

Мошнина И.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Фотонные кристаллы — это структуры, в которых показатель преломления изменяется в пространстве периодическим образом. В последнее время они являются объектом активных исследований. Интерес к таким структурам обусловлен их уникальными оптическими свойствами, связанными с существованием так называемой фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) в оптическом и ближнем инфракрасном диапазоне [2]. Наличие ФЗЗ открывает широкие возможности для применения фотонных кристаллов в устройствах оптоэлектроники, благодаря особым дисперсионным свойствам, ФК оказываются весьма полезны в физике сверхкоротких световых импульсов. Например, совместное действие дисперсии фотонного кристалла и фазовой самомодуляции делает возможным сжатие и управление фазой фемтосекундных лазерных импульсов. Кроме того, ФК могут использоваться в оптических переключателях и оптических транзисто-

рах. Наблюдение условий фазового синхронизма позволяет наблюдать на краю ФЗЗ усиление нелинейно-оптических эффектов в этих структурах.

Искусственные опалы являются трехмерными фотонными кристаллами, то есть периодическое изменение показателя преломления в них существует по трем направлениям. Они представляют собой плотноупакованные сферы аморфного диоксида кремния. Такие структуры получаются путем осаждения аморфных шариков  $\text{SiO}_2$  из суспензии в течение длительного срока [2]. Пространство между сферами может быть заполнено различными веществами.

В изучаемых опалах по данным рентгеноструктурного анализа размер частиц  $\text{SiO}_2$  составляет около 330 нм. В пространстве между сферами находятся частицы магнитного материала – нанокристаллического железо-иттриевого граната (ЖИГ). Остальной объем заполнен глицерином, что увеличивает среднюю диэлектрическую проницаемость композита и сдвигает положение ФЗЗ в длинноволновую сторону. Наличие

кристаллического ЖИГ в порах опала подтверждено методом рентгеновской дифракции. Исследованы два типа магнитных образцов: чистый опал и опал, частицы которого покрыты тонким (~5-7 нм) слоем платины.

В работе исследованы спектры отражения образцов при различных углах падения зондирующего излучения. В композитах опал-ЖИГ обнаружено, что изменение угла падения от  $20^\circ$  до  $65^\circ$  приводит к сдвигу центра ФЗЗ с 780 нм до 650 нм. В образцах композита опал-платина-ЖИГ, по

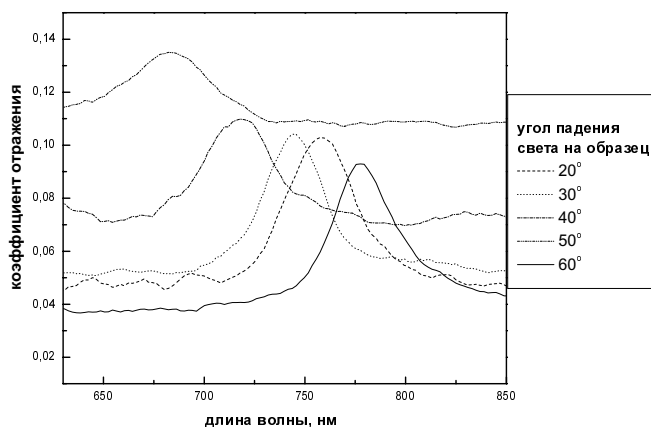


Рис. 1

сравнению с образцами опал-ЖИГ, наблюдается сдвиг ФЗЗ примерно на 20 нм для каждого угла падения, так как наличие платины увеличивает среднюю диэлектрическую проницаемость композита [1]. Кроме того, наблюдается также уширение и ухудшение качества зоны, что обусловлено поглощением света в платине. Спектры отражения композитов опал-ЖИГ представлены на рис. 1.

Из анализа положения центра ФЗЗ в полученных спектрах можно заключить, что в обоих образцах отражение света подчиняется законам дифракции Брэгга [3]. Показано, что зависимость положения центра ФЗЗ от угла падения света на образец, рассчитанная из спектров отражения, соответствует диаметру сфер  $\text{SiO}_2$  данного композита. Из полученных данных определен эффективный показатель преломления образцов и степень заполнения композитов железо-иттриевым гранатом, которая составила около 30%. При малых углах падения света на образец основной вклад дает отражение от плоскости роста опала  $\{111\}$ , при больших углах падения становится заметен вклад от других плоскостей.

1. Golubev V.G., Hutchison J.L., Kosobukin V.A., Kurdyukov D.A., Medvedev A.V., Pevtsov A.B., Sloan J., Sorokin L.M. "Three-dimensional ordered silicon-based nanostructures in opal matrix: preparation and photonic properties", *J. of Non-Crystalline Solids* **299–302**, 1062–1069 (2002).



2. Барышев А.В., “Оптические исследования фотонных кристаллов на основе синтетических опалов”, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург 2003.
3. Johnson N.P., McComb D.W., Richel A., Treble B.M., De La Rue R.M. “Synthesis and optical properties of opal and inverse opal photonic crystals”, *Synthetic Metals* **116**, 469-473 (2001).

УДК 537.874.23

## ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСИИ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ: ЭФФЕКТ СУПЕРПРИЗМЫ И АНОМАЛЬНОГО ПРЕЛОМЛЕНИЯ

*\*\**)Волкова З.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

### Введение

При распространении света в фотонных кристаллах происходит его дифракция на периодической структуре. С этим связаны особенности дисперсии и преломления света в фотонном кристалле. В некоторой области длин волн имеет место аномально сильная дисперсия света, на два порядка больше, чем в однородных материалах - эффект суперпризмы. Этот эффект может быть использован при создании диспергирующих элементов спектральных приборов, отличающихся малыми размерами и возможностью перестройки диапазонов и углов [1].

Показатель преломления периодической структуры, формально определяемый как отношение синуса угла падения к синусу угла преломления света, может принимать различные значения, в том числе отрицательные и меньшие единицы. С этим связаны некоторые эффекты, называемые эффектами аномального преломления.[2]

Целью работы является исследование эффекта аномальной дисперсии и особых случаев преломления света в фотонных кристаллах.

### Методика

Эффекты аномальной дисперсии и преломления анализировались путем построения дисперсионных поверхностей – зависимостей волнового вектора излучения, распространяющегося в фотонном кристалле от частоты (рис.1). Дисперсионные поверхности в фотонном кристалле были рассчитаны методом плоских волн [3],[4]. Для проведения расчетов была разработана программа в среде Matlab. При этом величина показателя преломления полагалась равной 3.75 (показатель преломления кристалла кремния). Также

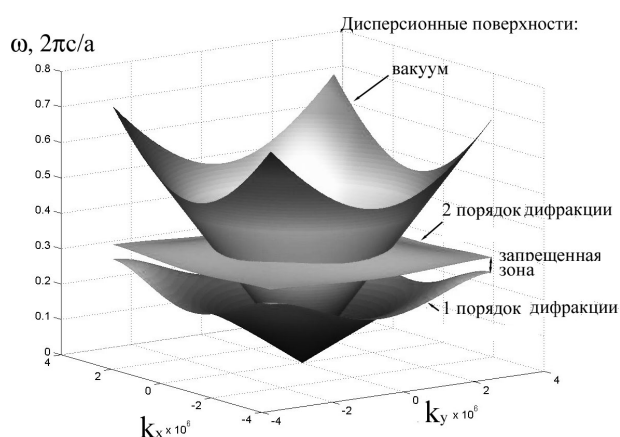


Рис. 1. Дисперсионные поверхности вакуума и фотонного кристалла

*\*\**) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

учитывалась материальная дисперсия кремния: были использованы экспериментальные данные по зависимости показателя преломления света от длины волны.

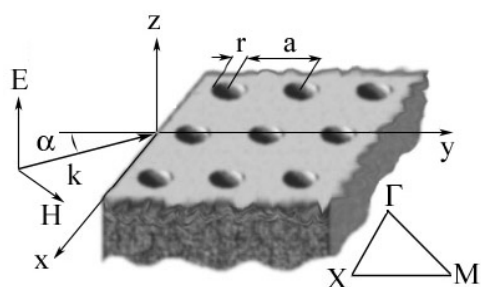


Рис. 2. Геометрия задачи

Определение угла преломления по заданной частоте и углу падения  $\alpha$  (рис. 2) производилось по следующей схеме. При падении света из вакуума на фотонный кристалл сохраняется частота света  $\omega$  и составляющая волнового вектора  $k_x$ , параллельная поверхности кристалла, что позволяет найти соответствующие точки на дисперсионной поверхности и определить групповую и фазовую скорость света в фотонном кристалле, а, следовательно, и угол отклонения.

### Результаты

С использованием вычисленных дисперсионных поверхностей, были построены зависимости угла отклонения света от длины волны. По этим зависимостям были вычислены оптимальные параметры фотонного кристалла для получения эффекта суперпризмы на заданной длине волны. В таблице 1 приведены оптимальные параметры для нескольких длин волн.

Дисперсия = 3.15 °/нм. Это значение дисперсии является максимальным для фотонного кристалла на основе кремния.

Таблица 1

Длина волны, мкм	Период структуры, мкм	Радиус отверстий, мкм
3.39	0.815	0.326
1.1	0.264	0.106
0.8	0.192	0.077
0.63	0.151	0.061

Также были рассмотрены случаи аномального преломления света в фотонных кристаллах.

Подобраны такие параметры структуры, что на заданной длине волны угол преломления будет равен углу падения, т.е. показатель преломления фотонного кристалла равен 1. Это так называемый эффект невидимки. Возможно, именно этот эффект использует червь *genus afrodita* для маскировки от врагов. Стоит отметить, однако, что данный эффект наблюдается в узком диапазоне длин волн и углов падения.

При приближении длины волны падающего света к запрещенной зоне возможен эффект полного внутреннего отражения при падении света из вакуума на границу фотонного кристалла. Это соответствует тому, что показатель преломления фотонного кристалла меньше единицы.

Таким образом, изменяя длину волны падающего излучения (или варьируя параметры фотонного кристалла), можно изменять показатель преломления структуры (включая значения равные единице и меньше), а также найти области с наиболее сильной дисперсией света.

1. Baba T., Nakamura M. "Photonic crystal light deflection devices using the superprism effect", IEEE J. of quantum electronics, vol. 38, No. 7, July 2002
2. Notomi M. "Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: refractionlike behavior in the vicinity of photonic band gap", Phys. Rev. B, vol. 62, No 16, October 2000.
3. Sakoda K. "Optical properties of photonic crystals", Springer, 2001.

4. Plihal M., Shambrook A., Maradudin A.A. "Two-dimensional photonic band structures", *Optics Communications*, vol. 80, No. 3, 1 January 1991.

УДК 535-14

## ОПТИМИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Макарова С.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Диапазон длин волн терагерцового излучения лежит между микроволновым и дальним инфракрасным диапазоном. Частоте электромагнитного излучения 1 ТГц ( $30 \text{ см}^{-1}$ ) соответствует длина волны 0.3 мм и энергия фотона 4.1 мэВ. Существует несколько способов генерации и детектирования терагерцового излучения. В терагерцовом спектрометре, созданном в нашей лаборатории, генерация терагерцовых импульсов (ТГИ) осуществляется эффектом выпрямления частот импульсного оптического излучения в нелинейно-оптическом кристалле ZnTe. В данной работе детектирование терагерцового излучения производилось так же в кристалле ZnTe с помощью электрооптического (ЭО) эффекта.

Оптическая индикатриса (эллипсоид показателя преломления) определяется поляризационными константами вещества, которые в нелинейно-оптических кристаллах под действием внешнего постоянного электромагнитного поля изменяются пропорционально величине этого поля. Это явление называется электрооптическим эффектом или эффектом Поккельса. Соответственно, принцип электрооптического детектирования (ЭОД) терагерцового излучения состоит в следующем. Через кристалл ZnTe одновременно с оптическим проходит ТГИ. Последний мало изменяется во времени по сравнению с первым, так как частота ТГц излучения на несколько порядков ниже частоты оптического излучения, в следствие чего его можно рассматривать в качестве постоянного внешнего поля. В кристалле ZnTe таким образом индуцируется двулучепреломление и наблюдается электрооптический эффект. На рис. 1 представлена экспериментальная схема для ЭОД. Из-за наведенного двулучепреломления луч на выходе из кристалла имеет поляризацию, отличную от поляризации падающего излучения. Вышедший из электрооптического кристалла луч проходит через пластинку  $\lambda/4$ , приобретая эллиптическую поляризацию, затем через призму Волостона (ПВ), разделяющую луч на два луча с ортогональными линейными поляризациями. Впоследствии лучи попадают на вход детектора, дающего значения на входе  $a$  и разность  $a-b$  значений на входе  $a$  и на входе  $b$  детектора. Таким образом, зная начальную поляризацию оптического излучения, то есть значения  $a$  и  $a-b$  в отсутствие терагерцового луча, можно посчитать её изменение, вызванное наведенным двулучепреломлением, а зная электрооптические коэффициенты, посчитать величину поля ТГИ. Если групповые скорости оптического и терагерцового импульсов в кристалле ZnTe достаточно близки по значению и можно пренебречь их различием, то можно измерить зависимость мгновенного значения поля ТГИ от времени, изменяя время задержки между ним и пробным оптическим импульсом, так как длительность оптического импульса много меньше длительности ТГИ. Этот метод детектирования называется когерентным, так как позволяет измерить величину поля ТГИ в каждый момент времени и следовательно получить информацию и об интенсивности терагерцового излучения, и о его фазе. На основе данной схемы была

создана экспериментальная установка терагерцового спектрометра, где кристалл ZnTe использовался в качестве детектора ТГИ.

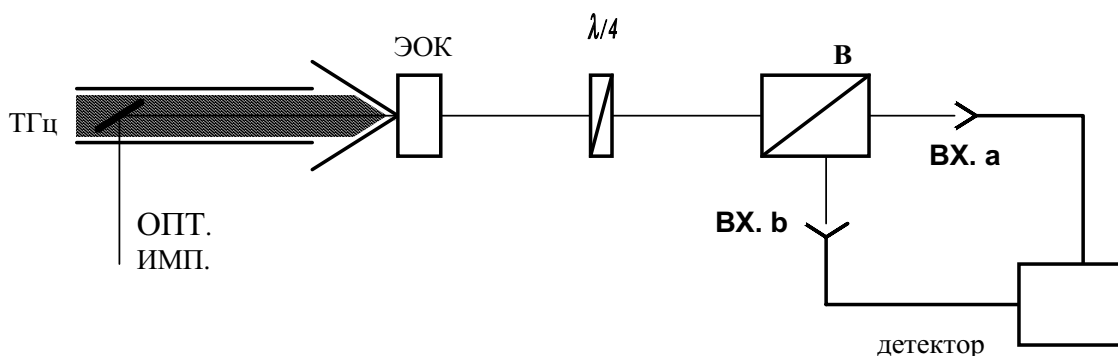


Рис. 1. Экспериментальная схема для ЭОД, где ЭОК – электрооптический кристалл, ПВ – призма Волостона

В наших экспериментах мы варьировали следующие параметры оптического излучения: длину волны (от 740 нм до 840 нм) и длительность импульса. При этом наблюдались изменения как во временном представлении сигнала (отношение сигнал–шум), так и изменения формы спектра ТГИ. Так же экспериментально исследовалось влияние длины кристалла ZnTe на эффективность ЭОД. Итогом этих измерений было нахождение такой длины кристалла, при которой наблюдалось наибольшее отношение сигнал–шум. В дополнении к этому были измерены спектры коэффициента поглощения и показателя преломления кристалла ZnTe в терагерцовом диапазоне частот. Таким образом, целью данной работы являлось нахождение оптимального набора параметров, при которых спектр ТГИ максимален в требуемом диапазоне частот и максимально отношение сигнал–шум нашего спектрометра. Такими параметрами являются длина волны, длительность оптического импульса, длина кристалла детектора. Оптимальность представляемых параметров повышает эффективность решения задач спектроскопии веществ.

1. А. Ярив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах. 1987 г.
2. G. Gallot and D. Grischkowsky, “Electro-optical detection of terahertz radiation”// © 1999 Optical Society of America
3. H. Bakker, G.Cho *et. al.* “Distortion of terahertz pulses in electro-optic sampling” // J. Opt. Soc. Am. B vol. 15 (1996) 1796

УКД 535.41; 535.232.6

## УЧЁТ МЁРТВОГО ВРЕМЕНИ ФОТОДЕТЕКТОРА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

\*\*)Агафонов И.Н., Исхаков Т.Ш., Чехова М.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

При исследовании корреляционных функций интенсивности (КФИ) высших порядков (нормированных корреляционных функций Глаубера [1-3]) целесообразно при-

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

менение импульсного лазера при определённом подборе параметров длительности и частоты повторения импульса, а также окна схемы совпадений [4]. Принципиальная схема экспериментальной установки по наблюдению  $n$ -фотонных корреляций представляет собой обобщение интерферометра Брауна-Твисса [5]. В работе рассматривается измерение КФИ второго, третьего и четвёртого порядков для излучения с длительностью импульса порядка нескольких десятков наносекунд и частотой повторения в 50 Гц и схемы совпадений с длительностью окна, меньшей длительности импульса. Была продемонстрирована возможность таких измерений для когерентного и псевдотеплового источников. В качестве псевдотеплового источника использовался вращающийся матовый диск [6]. Режим регистрации одной поперечной моды достигался благодаря выделению участка одного из спеклов, образованных проходящим через диск излучением. Стробирование фотодетекторов позволяло значительным образом снизить уровень темновых отсчётов (шума).

Основным результатом работы является учёт мёртвого времени фотодетектора (обусловленного процессами релаксации), которое приводит к сужению измеряемой КФИ до 15% (в случае КФИ второго порядка). В ходе работы были проведены эксперименты по измерению КФИ для когерентного и псевдотеплового излучения. Также была показана возможность измерения КФИ более высоких порядков. Причём, благодаря работе в импульсном режиме число совпадений фотоотсчётов уменьшается в незначительной степени (по сравнению с работой в непрерывном режиме) с ростом порядка исследуемой корреляционной функции, что достигается за счёт подбора ширины окна совпадений, близкой к длительности импульса. Для проверки правильности предположений относительно учёта мёртвого времени было выполнено компьютерное моделирование, результаты которого хорошо согласуются с экспериментальными данными и подтверждают наличие сужения измеряемой КФИ.

1. Лоудон Р. Квантовая теория света, Москва, 1976, с. 140-179.
2. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика, Издательство Московского университета, 1998, с. 268-281 и 332-346.
3. Ландсберг Г.С. Оптика, Москва, 2003, с. 57-103.
4. Iskhakov T.Sh., Ivanova O.A. and Chekhova M.V. "Multi-photon states and their measurement" // Proceedings of the Second International Symposium Quantum Informatics, October 5-8 2004, Moscow, Proceedings of SPIE, 2005.
5. Brown R., Hanbury R.Q. and Twiss R.Q., 1964, Nature, London, 177, 27.
6. Haner A.B. and Isenor N.R. "Intensity Correlations from Pseudothermal Light Sources" // American Journal of Physics, June 1970, volume 38, number 6, p. 748-751.

УДК 621.3.09:621.373.1

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ВИНТОВЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИСЛОКАЦИИ В ОПТИКЕ

Янгирова В.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

На распространение оптического излучения с пространственно-временной модуляцией амплитуды и фазы оказывают влияние, как дифракция, так и частотная дисперсия. Нами впервые исследуются волновые свойства пространственно-временного

вortexa, или винтовой фазовой дислокации, которая является аналогом чисто пространственного vortexa [1]. Мы также излагаем простые методы регистрации и генерации таких состояний.

Амплитуда пространственно-временного vortexa представима в виде

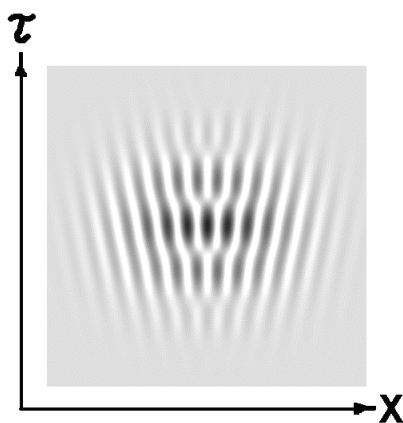
$$A_v = E_0 \left( \frac{x}{a} \pm i \frac{\tau}{T} \right) \exp \left( -\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} - \frac{\tau^2}{T^2} \right),$$

при этом фаза vortexa закручивается по спирали при обходе сингулярности с одновременным изменением координаты и времени, например, по гармоническому закону. Пространственно-временная дислокация сохраняется при дифракционном и дисперсионном расплывании импульсного пучка.

Для регистрации смешанных состояний мы предлагаем использовать метод динамической интерферограммы, когда в окрестностях формирования дислокаций образуются характерные «вилки» – результат слияния двух соседних интерференционных полос. Их можно обнаружить при интерференции сигнальной волны, содержащей дислокацию, с плоской опорной волной. При этом опорную волну надо направить под малым углом  $\gamma$  или ее частоту сдвинуть на величину  $\Omega$  по отношению к сигнальной волне, тогда интерференционные пики формируются вдоль направления оси ОХ. Их количество и положение меняется со временем, и в точке дислокации две соседние полосы сливаются. Таким образом, регистрируя пространственное распределение интерференционного поля в различные моменты времени, можно определить пространственную и временную координату винтовой дислокации. Используя набор достаточного количества мгновенных снимков, можно построить динамическую интерферограмму.

Генерацию цепочки пространственно-временных состояний [2] можно осуществить, например, при суперпозиции двух импульсных гауссовых пучков, центры которых разнесены на расстояние  $2x_0$ , а частоты – на величину  $2\Omega$ :

$$A(x, \tau) = \exp \left( -\frac{(x-x_0)^2}{a^2} \right) \exp \left( -\frac{\tau^2}{T^2} \right) \exp(i\Omega\tau) + \beta \exp \left( -\frac{(x+x_0)^2}{a^2} \right) \exp \left( -\frac{\tau^2}{T^2} \right) \exp(-i\Omega\tau)$$



Возникающие при этом дислокации образуются в моменты времени  $\tau_v = \pi(1+2n)T/(2\Omega)$  ( $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ )

в точке с координатой  $x_v = \ln(E_2/E_1)a^2/(4x_0)$ . На рисунке представлена динамическая интерферограмма образующейся серии дислокаций. Заметим, что при этом дислокации можно перемещать, изменяя амплитуды смешиваемых волн, время запаздывания импульсов и наклон пучков. В окрестности каждой дислокации амплитуда имеет сингулярность

$$A_v(x, y, \tau) \sim 2\Omega(\tau - \tau_v) - i4x_0a^{-2}(x - x_v).$$

Другой способ генерации пространственно-временных дислокаций заключается в наложении друг на друга двух скрещенных одночастотных гауссовых импульсов, запаздывающих друг относительно друга по времени:

Далее, мы рассматриваем формирование и распространение в дефокусирующей керровской среде пространственно-временного солитона, несущего дислокацию, форма

которого задается выражением  $A = \sqrt{I_0} \exp(-\frac{r^6}{R^6}) \tanh(r/r_0) \exp(i\varphi)$  [3], где за  $r$  принят радиус-вектор в координатах «пространство-время», то есть  $r = \sqrt{x^2 + \tau^2}$ , а за полярный угол -  $\varphi = \arctg \frac{\tau}{x}$ . При численном моделировании показано, что такой солитон с вихрем является устойчивым.

1. Kivshar Y.S., Ostrovskaya E.A. // Optics&Photonics News. 2002. V. 2. P. 28.
2. Янгирова В.В., Калинович А.А., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 1799
3. G.A. Swartzlander, C.T. Law // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. № 17. P. 2503.

УДК 621.378.4

## ДИФРАКЦИЯ СВЕТА В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ИСКУССТВЕННЫХ ОПАЛАХ

Серёгин С.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Большой интерес к микроструктурам с фотонной запрещенной зоной (ФЗЗ) - фотонным кристаллам (ФК) - обусловлен возможностью наблюдения в них новых оптических явлений. ФК перспективны для применения в телекоммуникационных и информационных технологиях как новые материалы, эффективно управляющие распространением света. Одной из важных задач физики ФК является создание микроструктур с полной фотонной запрещенной зоной. Основой для создания таких микроструктур для видимой области спектра может служить искусственный опал, представляющий собой плотноупакованную кубическую решётку, в узлах которой находятся сферические частицы аморфного диоксида кремния ( $a\text{-SiO}_2$ ). Диаметр частиц  $a\text{-SiO}_2$  варьируется от 200 до 1500 нм., эффективный показатель преломления опалов  $n_a$  порядка 1.37.

В первой части работы были получены спектры отражения и пропускания света при его распространении в плоскости, перпендикулярной ростовой плоскости (111). Получены зависимости коэффициента пропускания и отражения опала от длины волны падающего света при нормальном падении и при заполнении образца различными иммерсирующими жидкостями. В качестве таких жидкостей использовались вода, этиловый спирт, изопропиловый спирт и глицерин. Для серии образцов были получены зависимости положения ФЗЗ в спектре от размера сферических частиц  $a\text{-SiO}_2$ . Получены зависимости спектрального положения ФЗЗ от угла падения света на систему ростовых плоскостей (111) при зеркальном угле отражения, а также от угла отражения при фиксированном угле падения. Показано, что максимум коэффициента отражения приходится на зеркальный угол, а длина волны отражённого света в максимуме отражения удовлетворяет условию Брэгга-Вульфа.

Вторая часть работы заключалась в наблюдении и регистрация отраженного света при его распространении вдоль системы ростовых плоскостей (111), а так же наблюдении и регистрация эволюции отражённых рефлексов при повороте образца в

плоскости параллельной плоскости (111). При падении света вдоль цепочек шаров  $\alpha$ - $\text{SiO}_2$  двумерной гексагональной решетки, картина дифракции, возникающая в обратной полусфере, представляет собой два симметричных относительно плоскости (111) пятна, лежащих в одной плоскости с падающим лучом, и расстояние между которыми зависит от длины падающего света. А при падении света вдоль биссектрисы между двумя цепочками шаров  $\alpha$ - $\text{SiO}_2$ , картина дифракции, возникающая в обратной полусфере, будет представлять собой четыре пятна.

УДК 539.26

## ФОРМИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОТОНООБМЕННЫХ СЛОЕВ В КРИСТАЛЛАХ $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$

Фролова М.В.

*Московский государственный институт электронной техники*

Протонный обмен находит все большее применение для изготовления интегрально-оптических устройств на основе канальных волноводов в кристаллах ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ). Однако, применение этих устройств для модуляции и преобразования лазерного излучения большой интенсивности ограничено эффектом оптического повреждения. Для решения этой проблемы представляется перспективным использование кристаллов ниобата лития, легированных оксидом магния ( $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ ), вместо номинально чистых кристаллов, так как легирование оксидом магния приводит к значительному повышению порога оптического повреждения.

Ранее было установлено наличие семи различных кристаллических фаз ( $\alpha$ ,  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\beta_3$ , и  $\beta_4$ - $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$ ) в протоннообменных волноводах в номинально чистом  $\text{LiNbO}_3$ , получаемых в зависимости от условий протонного обмена и последующего отжига. Целью работы явилось исследование свойств и построение фазовой диаграммы протоннообменных волноводов в кристаллах ниобата лития, легированных оксидом магния.

Протоннообменные волноводы были изготовлены методом отожженного протонного обмена (ОПО). Протонный обмен проводился в расплаве чистой бензойной кислоты при температуре  $210^\circ\text{C}$ , а отжиг при температуре  $330^\circ\text{C}$ . В зависимости от времени отжига были получены различные фазы  $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$ . Обнаружено, что протонный обмен в легированном магнием ниобате лития проходит заметно медленнее, чем в чистом  $\text{LiNbO}_3$ . Деформации на поверхности после протонного обмена в легированном кристалле составляли  $13 \cdot 10^{-3}$ , в то время, как для номинально чистого  $\text{LiNbO}_3$  деформации составляют  $6 \cdot 10^{-3}$ . При отжиге значения деформаций уменьшаются, в то время как приращение показателя преломления практически не изменяется. При более длительном отжиге деформации становятся равными нулю, а затем и отрицательными, в то время как приращение показателя преломления резко уменьшается. Измерение спектров ИК-отражения показало наличие сильно разупорядоченной (или аморфизованной) структуры на поверхности волновода, что говорит о невозможности использования метода ОПО для формирования качественных волноводов. Эта проблема была решена использованием метода высокотемпературного протонного обмена вместо метода ОПО. Полученные таким методом волноводы не имеют разупорядоченной структуры на поверхности, а это значит, что такие волноводы могут быть использованы для создания интегрально-оптических устройств.



УДК 539.26

## РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА–ЦАНДЕРА, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ПРОТОННЫМ ОБМЕНОМ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

\*)Евдокимов И.Г.

*Московский государственный институт электронной техники*

Электрооптические модуляторы на основе интерферометра Маха–Цандера представляют собой класс двухканальных волноводных электрооптических модуляторов, принцип действия которых основан на интерференции между фазово-когерентными световыми волнами, проходящими разными путями.

Одним из основных методов получения оптических волноводов в кристаллах ниобата лития является протонный обмен. Процесс проводится в расплаве чистой бензойной кислоты при температуре 175°C (время процесса 30–180 минут) с дальнейшим послеобменным отжигом при температуре 360°C, в течение 3–8 часов.

Целью работы явилось разработка и исследование характеристик электрооптических модуляторов на основе интерферометра Маха–Цандера с рабочей длиной волны 0,83 мкм, сформированных в кристаллах ниобата лития методом протонного обмена в различных технологических условиях.

Определение потерь производилось методом стыковки «волокно-волновод-волокно». Вход модуляторов юстируется с изотропным волокном, уложенным в специальные канавки, созданными в пластине ниобата лития, торцы которого отполированы; выход – с волокном, сохраняющим поляризацию, типа «Panda». В качестве источника излучения использовался суперлюминисцентный диод с волоконным выходом, мощностью от 0,3 до 1 мВт, излучающий на длине волны 0,83 мкм. Стыковка производилась путем склеивания с помощью клея УФ-отверждения.

В результате проделанной работы получены электрооптические модуляторы на основе интерферометра Маха – Цандера со следующими характеристиками: вносимые оптические потери в открытом состоянии ~ 9 дБ, глубина модуляции 16 дБ. Обнаружен дрейф подстроечного напряжения, подаваемого на дополнительные электроды. Исследованы особенности этого паразитного явления и определены технологические условия, минимизирующие его.

## ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ БРЭГГОВСКИХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Богданович Д.В.

*Московский инженерно-физический институт*

Сегодня, когда волоконная оптика стала неотъемлемой частью научно-технического прогресса, и волоконные световоды находят широкое применение в раз-

---

\*) Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

личных областях науки и технологии, все большим становится интерес к альтернативным типам волноводов, в частности, к Брэгговским волоконным световодам.

Оболочка данных световодов представляет собой многослойное диэлектрическое зеркало, работающее по принципу брэгговских резонансов [1, 2], поэтому становится возможным распространение света в полой сердцевине. Это, в свою очередь, открывает возможность для ряда новых применений такого рода волокон в различных областях науки и техники. Потенциальными преимуществами брэгговских волокон с полой сердцевиной являются низкие потери на поглощение и высокий порог возникновения нелинейных эффектов.

Возросший уровень технологии, сделавший возможным практическое изготовление Брэгговских световодов, обусловил и резкое увеличение числа работ, посвященных их теоретическому исследованию.

Целью данной работы является обзор теоретических работ, описание и критический анализ используемых в них методов.

В настоящее время в литературе имеется два основных теоретических подхода к анализу Брэгговских световодов [1, 3, 4].

Первый метод был предложен в [1]. Суть его заключалась в использовании при анализе световода матриц преобразования компонент поля. Выкладки сводились к операциям с матрицами  $4 \times 4$ . Целью анализа была запись дисперсионного уравнения, связывающего постоянную распространения с рабочей длиной волны при известной геометрии структуры световода.

Второй метод был предложен в [3]. При анализе использовались лишь продольные компоненты электромагнитного поля, что сводилось к операциям с матрицами размерности  $2 \times 2$ , но неудобство заключалось в необходимости рассчитывать азимутальные компоненты электромагнитного поля в каждом слое оболочки отдельно. При анализе Брэгговского световода использовался формализм матриц прохождения и отражения света от многослойной оболочки. Целью метода является запись результирующей матрицы отражения, которая при известной геометрии структуры световода дает связь постоянной распространения с рабочей длиной волны.

Однако, не учитывая специфики цилиндрической симметрии задачи, авторы во всех работах исследовали структуры с эквидистантным распределением толщин слоев, пользуясь аналогией с плоскопараллельной геометрией. Между тем, учет этой специфики делает решение задачи гораздо более сложным, чем в плоскопараллельном случае.

Так же ни в одной из ранее опубликованных работ не делается попытки решить задачу об оптимизации световедущей структуры на максимальное отражение света от оболочки. Решение, этой задачи позволило бы, не увеличивая количество слоев оболочки, уменьшить потери мод на вытекание. В настоящее время эта задача нами решается.

1. Yeh P., Yariv A., Marom E. Theory of Bragg fiber // J. Opt. Soc. Am., 1978, Vol. 68, N 9, S. 1196-1201.
2. Лазарчик А.Н. Брэгговские волоконные световоды // Радиотехника и электроника, 1988, N 33, С. 36- 43.
3. Chew W.C. Waves and Fields in Inhomogeneous Media. Van Nostrand, New York, 1990, Chap. 3.
4. Sterke C.M., Bassett I.M., Street A.G. Differential losses in Bragg fibers // J. Appl. Phys., 1994, Vol. 76, N 2, S. 680-688.

УДК 517.948

## ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ СТЕКОЛ, ПРИГОДНЫХ ДЛЯ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Пихуля Д.Г.

*Южно-Уральский государственный университет*

Открытое в 1981 г. [1] явление фотоиндуцированной генерации второй гармоники в изотропных средах породило ряд работ направленных на исследование оптических материалов, обладающих необходимыми для наблюдения этого эффекта свойствами. Исследования показали, что это явление может быть связано с перераспределением объемного заряда в среде в процессе приготовления образца (воздействие излучением основной частоты и второй гармоники). К этому классу материалов относятся некоторые оптические стекла (свинцово-фосфатные, свинцово-силикатные, силикатные, халькогенидные и др.). В виду наличия у этих материалов электропроводности, наведенная в ходе приготовления образца квадратичная нелинейность имеет конечное время жизни.

В данной работе предлагается метод оценки усредненной величины электропроводности стекол, обладающих эффектом фотоиндуцированной генерации второй гармоники, в диапазоне слабых полей (до 10 кВ/см). Метод заключается в приготовлении образца для генерации второй гармоники (воздействие излучением основной частоты и второй гармоники), измерении кривой распада наведенной квадратичной нелинейности и вычислении по этой кривой характерного времени жизни носителей заряда материала. Предложенный метод был использован для исследования свойств свинцово-фосфатных стекол различных составов. Следует отметить, что при проведении измерений при различных температурах можно определить тепловой коэффициент активации носителей заряда материала. Авторы надеются, что предлагаемый метод найдет применение и в областях науки, далеких от оптики.

1. Sasaki Y. and Ohmori Y. Phase-matched sum-frequency light generation in optical fibers // Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, n. 6, p. 466-468.

УДК 517.948

## НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА

\*\*)Ассельборн С.А. Новиков И.В.

*Южно-Уральский государственный университет*

Использование источников когерентного излучения в экспериментальных исследованиях приводит к необходимости определения состояния поляризации света. Для решения большинства экспериментальных задач достаточно знать лишь эллиптичность состояния поляризации, информация об ориентации эллипса поляризации часто бывает излишней. В некоторых ситуациях возникает необходимость определения эллиптично-

---

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

сти состояния поляризации слабо эллиптически поляризованного излучения. В таких случаях необходимо определять данную величину с высокой точностью. В данной работе предлагается принципиально новая методика определения эллиптичности состояния поляризации когерентного излучения. Методика основана на пространственном разделении лазерного излучения по критерию спинового квантового числа, и последующем анализе интенсивностей разделенных волн.

В работе экспериментально продемонстрировано основное достоинство данной методики. Оно заключается в том, что точность определения эллиптичности поляризации данным методом повышается с понижением самой эллиптичности поляризации. Это объясняется тем, что в данном случае приходится регистрировать и затем анализировать близкие по интенсивности компонентные излучения с ортогональными циркулярными поляризациями, что резко понижает влияние шума измерительного прибора (фотоприемника) на регистрируемые значения.

На основе данной методики предложен несложный оптический прибор для измерения эллиптичности поляризации лазерного излучения. Главными достоинствами прибора является компактность и высокая точность измерений эллиптичности слабо эллиптически поляризованного излучения.

УДК 517.948

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ФАЗОВЫХ ПЛАСТИНОК В УСЛОВИЯХ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА

Бибикова Э.А.

*Южно-Уральский государственный университет*

Лазеры – источники когерентного оптического излучения – послужили базой для проведения многообразных экспериментальных исследований в области оптики и для создания современных оптических приборов. Состояние поляризации света обычно контролируют и преобразуют с использованием фазовых пластинок – оптических элементов, которые вносят фазовый сдвиг между ортогональными линейно поляризованными компонентами электрического вектора проходящего через них света. Фазовые пластинки изготавливают из двулучепреломляющих материалов, например слюды. При прохождении когерентного лазерного излучения через тонкие слюдяные пластинки возникает многолучевая интерференция отражений от поверхностей такой пластинки. Это влияет на ее поляризационные параметры – фазовую задержку  $\Gamma$  и относительный амплитудный коэффициент пропускания  $F$ .

В настоящей работе предложен новый точный метод определения параметров фазовых пластинок, не требующий дорогостоящей аппаратуры. Метод по существу является нуль-эллипсометрическим. Для повышения точности предложено использовать в качестве компенсатора вместо традиционной четвертьволновой пластинки фазовую пластинку с задержкой  $\Gamma_{\text{комп}} < \pi/2$ . Важно, что заранее нет необходимости знать фазовую задержку  $\Gamma_{\text{комп}}$ . Результаты измерения обрабатываются методом наименьших квадратов, подгоночными параметрами выступают искомые поляризационные характеристики  $\Gamma$  и  $F$  фазовой пластинки, а также фазовый сдвиг компенсатора  $\Gamma_{\text{комп}}$ .

Метод апробирован на двулучепреломляющих слюдяных пластинках. Точность измерения фазового сдвига составила  $\sim 0,05^\circ$ , а относительного амплитудного коэффициента пропускания  $\sim 0,001$ .

УДК 537.8 (075.8)

## ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ НЕОДНОРОДНЫХ И ДИССИПАТИВНЫХ СРЕД

Лысов Р.В.

*Рязанский институт открытого образования*

Процессы перераспределения энергии в результате дифракции электромагнитного излучения в диэлектрических средах представляют собой одну из важнейших задач интегральной оптики. По сравнению с процессами распространения электромагнитного излучения вдоль многослойных структур с параллельными (или коаксиальными) границами раздела, которые хорошо изучены и систематизированы к настоящему времени [1,2], дифракционные задачи изучены гораздо слабее. Основная проблема заключается в больших математических сложностях, связанных с решением уравнений Максвелла в средах, где границы раздела между средами суть не параллельные плоскости. Условия непрерывности

$$\int_0^{\infty} \left[ (I_{\beta} + R_{\beta}^{+}) \cdot H_{1y}^{\beta+} + (I_{\beta} + R_{\beta}^{-}) \cdot H_{1y}^{\beta-} \right] \cdot d\beta = T \cdot H_{2y}^{\tau} + \int_0^m T_{\beta} \cdot H_{2y}^{\beta} \cdot d\beta \quad (1)$$

где  $I_{\beta}^{\pm}$ ,  $R_{\beta}^{\pm}$ ,  $T_{\beta}$  — амплитуды падающей и отраженной волн;  $T$  — амплитуда поверхностной волны,  $\beta$  — поперечное волновое число.

В работе развит модовый метод исследования задач дифракции электромагнитного излучения на диэлектрическом барьере, где границы раздела между средами описываются параллельными или перпендикулярными плоскостями. Основным достоинством этого метода является сведение интегральных дифракционных уравнений к системе алгебраических, которые дают информацию, как о поверхностных, так и объемных полях, возбуждаемых в структуре. Решением уравнения (1) для поверхностной волны, совместно с уравнениями Максвелла

$$i \cdot \omega \cdot \mathbf{H} = c \cdot \text{rot } \mathbf{E} \quad i \cdot \omega \cdot \varepsilon_i(\omega) \cdot \mathbf{E} = -c \cdot \text{rot } \mathbf{H} \quad (2)$$

будет

$$T = \frac{\int_0^{\infty} k_x^{(1)} \cdot I_{\beta} \cdot \left[ (1 - R'_+) \cdot \{ \mathbf{E}_{1z}^{\beta+}, \mathbf{H}_{2y}^{\tau} \} + (1 - R'_-) \cdot \{ \mathbf{E}_{1z}^{\beta-}, \mathbf{H}_{2y}^{\tau} \} \right] \cdot d\beta}{k_s + \int_0^{\infty} k_x^{(1)} \cdot \left[ \{ \mathbf{E}_{1z}^{\beta+}, \mathbf{H}_{2y}^{\tau} \} \cdot R''_+ + \{ \mathbf{E}_{1z}^{\beta-}, \mathbf{H}_{2y}^{\tau} \} \cdot R''_- \right] \cdot d\beta}$$

где  $k_x$  — продольное волновое число, для которого  $\beta^2 + (k_x^{(1)})^2 = k_0^2 \cdot \varepsilon_1$ .

1. Маркузе Д. Оптические волноводы. Пер. с англ. / Под ред. Шевченко В.В. М.: Мир, (1974).
2. Нефедов Е.И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. М.: Наука, (1978).

УДК 681.7.068

## ПОВЫШЕНИЕ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Ионе С.Д.

*Тольяттинский государственный университет*

Современные многоканальные волоконно-оптические датчики из-за своих конструктивных особенностей не учитывают погрешности измерения за счет использования некоторого количества разноудаленных каналов.

Автор предлагает введение в схему работы данного волоконно-оптического датчика «мостовой» схемы, за счет действия которой возникающие погрешности компенсируются. «Мостовая» схема представляет собой два фотоприемника, параллельно запитанные с соответствующими им характеристикам двумя резисторами, входное напряжение проходит через дополнительный резистор, причем полученные сигналы обрабатываются вычислительным устройством. Компенсирование погрешностей доказываются несложными математическими преобразованиями, построенными по «мостовой» схеме работы, где  $I_1$  сила тока фотоприемника 1 и резистора 3,  $I_2$  - сила тока фотоприемника 2 и резистора 4,  $U_n$  - напряжение источника питания,  $U_2$  - напряжение на «мост» с резистора 5,  $U_3$  - напряжение на фотоприемнике 1,  $U_4$  - напряжение на фотоприемнике 2,  $R_1, R_2$  - сопротивление фотоприемников 1 и 2 соответственно  $R_3, R_4, R_5$  - сопротивление резисторов 3, 4 и 5 соответственно,  $I_0$  - базовая сила тока источника питания,  $\Delta I_0$  - изменение силы тока источника питания при разводе по мосту,  $c$  - корректирующий коэффициент базовой силы тока источника питания;  $k$  - корректирующий коэффициент силы тока на обеих сторонах «моста»

$$\frac{U_3 - U_4}{U_2 - U_1} = \frac{-(I_0 ck(R_4 - R_3) + \Delta I_0 ck(R_4 + R_3))}{-2I_0 R_5 ck} = \frac{I_0(R_4 - R_3) + \Delta I_0(R_4 + R_3)}{2I_0 R_5}$$

Введя поправочные коэффициенты  $c$  и  $k$  мы корректируем погрешность от различия характеристик используемых фотоприемников. С помощью математических преобразований получаем сокращение поправочных коэффициентов.

Таким образом, проведенные нами исследования, расчеты и конструктивные изменения позволяют повысить точность измерения перемещений данного волоконно-оптического датчика.

УДК 539.21

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ОПИСАНИИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Банников Н.Г.

*Череповецкий государственный университет*

В работе исследовалась фотолюминесценция в GaAs:Te, через примеси понижающие кубическую симметрию кристалла до тригонального искажения. В работе использовалась теория возмущения при наличии вырождения [1] и методика эквивалент-

ного гамильтониана, учитывающего требования симметрии системы и опытные данные конкретных исследований. Как оператор возмущения рассматривалась сумма оператора искажения и оператора случайного поля, обусловленного несовершенством кристалла. Во всех численных экспериментах учитывалось взаимодействие дырки с  $E$  – модой колебаний. Были проделаны численные вычисления интегрального коэффициента поляризации и интегральной степени поляризации для переходов дырки из состояния с симметрией  $\Gamma_8$  в  $\Gamma_6$ , при облучении неполяризованным светом, для различных тригональных искажениях и величинах случайного искажения. Сравнение данных численного вычисления с экспериментальными данными прошло успешно.

В случае поляризованной люминесценции требовалось правильно учесть наличие спин-орбитального взаимодействия. Таким образом, вычислялась вероятность переходов из состояния  $\Gamma_8+\Gamma_7$ -центра в состояние  $\Gamma_6$ - центра. Для проверки правильности модельного представления производилось сравнение результатов: численного расчета зависимостей коэффициента и степени поляризации (при различных тригональных искажениях) от угла поляризации, с экспериментальными данными по люминесценции. С экспериментальным определением можно ознакомиться из [2]. Сравнение дало удовлетворительные результаты.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. –с. 752
2. Аверкиев Н.С., Гудкин А.А., Осипов Е.Б., Решиков М.А., Седов В.Е., Сосновский В.Р. Оптическая анизотропия центра, вызывающего полосу фотолюминесценции с максимумом вблизи 1, 18 эВ. в GaAs:Te. ФТП. -1991. т. 25, № 1- с. 50-57.

УДК 543.53+539.107

## РАДИАЦИОННО-ОПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ $Y_3Al_5O_{12}$ , АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ $Nd^{3+}$

Мажидов Д.Ф.

*Самаркандский государственный университет им. А. Навои. Узбекистан*

Целью работы является исследование спектров и энергетических переходов в ионах  $Nd^{3+}$ , служащих активными центрами в иттрий-алюминиевом гранате  $Y_3Al_5O_{12}$ . Был изучен большой литературный материал и проведено сравнение с данными, полученными нами и выявлены линии свечения при оптическом и гамма возбуждении.

В литературе имеются много данных о веществах, которые при введении проявляют лазерные свойства при низких температурах — это  $CaMoO_4$ ,  $CaWO_4$ ,  $SrMoO_4$ ,  $CaF_2$ ,  $BaF_2$  и др. Во всех этих веществах длина волны генерации составляет от 1,04 до 1,07 мкм, за исключением  $CaF_2 - Nd^{3+}$  и  $BaF_2 - Nd^{3+}$  в них вынужденное излучение можно получить даже при комнатной температуре.

Возбуждение белым светом вызывает сильную инфракрасную люминесценцию. Могут наблюдаться следующие переходы:

- ${}^4F_{3/2}$ ----- ${}^4I_{9/2}$  -переход в области 0,9 мкм
- ${}^4F_{3/2}$ ----- ${}^4I_{11/2}$  - переход в области 1,06 мкм
- ${}^4F_{3/2}$ ----- ${}^4I_{13/2}$  - переход в области 1,35 мкм

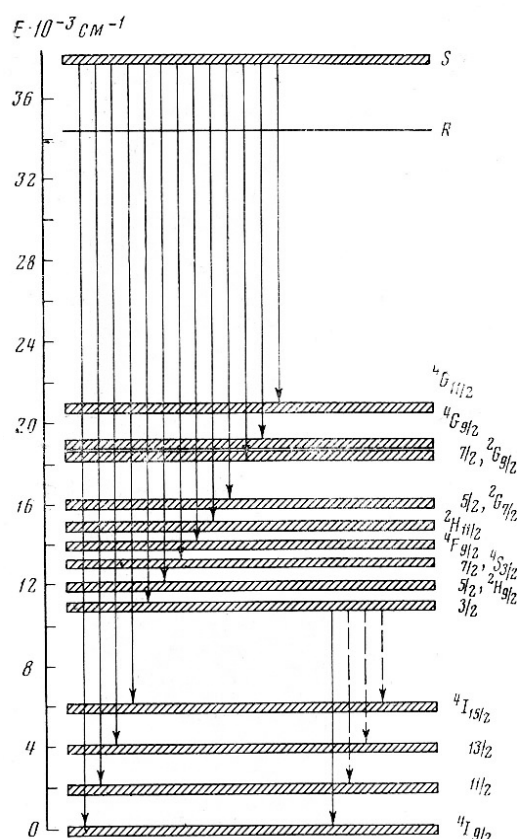


Рис. 1. Излучательные переходы фото- и радиолуминесценции  $Y_3Al_5O_{12}-Nd^{3+}$

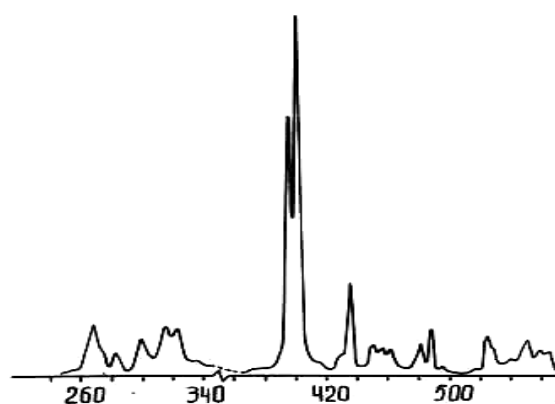


Рис. 2. Спектр фотолуминесценции  $Nd^{3+} Y_3Al_5O_{12}-Nd^{3+}$

В ИАГ-  $Nd^{3+}$  генерация идет на длине волны 1,06 мкм, что находится в области прозрачности земной атмосферы. Сравнение спектров радио и фотолуминесценции кристаллов показало идентичность в положении спектральных линий однако, наблюдается перераспределение в интенсивности линий, а также концентрационная зависимость свечения ИАГ-  $Nd^{3+}$ . Несмотря на близкие размеры  $Y^{3+}$  и  $Nd^{3+}$ , растворимость последних в решетке ИАГ ограничена, при их концентрации  $\geq 1,5\%$  решетка ИАГ деформируется и оптическое качество кристалла снижается, кроме того, в нем возникает концентрационное тушение люминесценции.

Свечения в видимой области при оптическом и гамма возбуждении можно отнести за счет оптических переходов из высоко лежащего уровня S на уровни  $4F_{5/2}$ ,  $2H_{11/2}$ ,  $2G_{9/2}$  (Рис. 1). На основе полученных данных по спектрам фото и радиолуминесценции ИАГ-  $Nd^{3+}$  делается предположение об использовании интенсивности линии свечения 402 нм (Рис. 2) для создания ОКГ в видимой области спектра.

Так как земная атмосфера является прозрачной для таких длин волн, поэтому исследование воздействия  $\gamma$  и оптических излучений на эти ОКГ проводятся с целью применения их для астрономических исследований, для дальней, сверхдальней и космической связи и в других областях.



**ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В ФИЗИКЕ****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Шувалов Владимир Владимирович**

УДК 536.5:621.373.8

**СИНХРОНИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ  
ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ АВТОМОДУЛЯЦИИ**

Ларькин А.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Полупроводниковые инжекционные лазеры с насыщающимся поглотителем способны работать в режиме автомодуляции, где генерируют свет в виде периодической последовательности коротких импульсов. Их применение перспективно в оптических системах передачи и хранения информации, в частности в устройствах считывания DVD, где они обеспечивают большее отношение сигнал/шум, чем ИЛ, работающие в режиме непрерывной генерации [1].

Настоящая работа посвящена исследованию синхронизации импульсов излучения инжекционного лазера в режиме автомодуляции. Эффект синхронизации наблюдался при мощности сигнала  $10^{-4} - 10^{-3}$  Вт, что на 3-4 порядка меньше, чем в ранних экспериментах [2].

Эксперимент проводился на инжекционных лазерах с насыщающимся поглотителем, имевших рабочую длину волны 786 нм. Оптическое излучение от лазера регистрировалось с помощью лавинного фотодиода. Для определения частоты автомодуляции сигнал с фотодиода подавался на спектр-анализатор С4-27. При подаче постоянного тока накачки выше порога ( $I=20$  мА при комнатной температуре) эти лазеры генерировали периодически повторяющиеся импульсы света длительностью менее 200 пс. Частота повторения увеличивалась с ростом тока накачки и варьировалась в интервале от 0,8-2,6 ГГц. При росте рабочей температуры лазера частота автомодуляции понижалась на 25 МГц/К. Спектральная линия, соответствующая частоте автомодуляции, имела существенную ширину (порядка 10 МГц), что свидетельствовало о значительных флуктуациях периода повторения оптических импульсов.

Для осуществления синхронизации на лазерной диод дополнительно подавались гармонические колебания с генератора СВЧ. С помощью спектр-анализатора производилось наблюдение за колебаниями на основной гармонике отклика фотоприемника (равной частоте автомодуляции лазера) и на частоте гармонического сигнала. Если разность этих частот была достаточно велика, синхронизация отсутствовала, но по мере их сближения наблюдался сдвиг частоты автомодуляции в сторону синхронизирующих колебаний. Величина сдвига зависела от соотношений между величинами постоянной и переменной составляющей тока накачки лазера и варьировалась от нескольких единиц до нескольких десятков мегагерц. Граница области синхронизации определялась по моменту резкого сужения ширины спектральной линии автомодуляции.

В проведенных экспериментах исследована область синхронизации импульсов излучения инжекционного лазера в зависимости от температуры лазера и величин постоянной и переменной составляющей токов накачки лазера. Типичный результат измерений представлен на рис. 1.

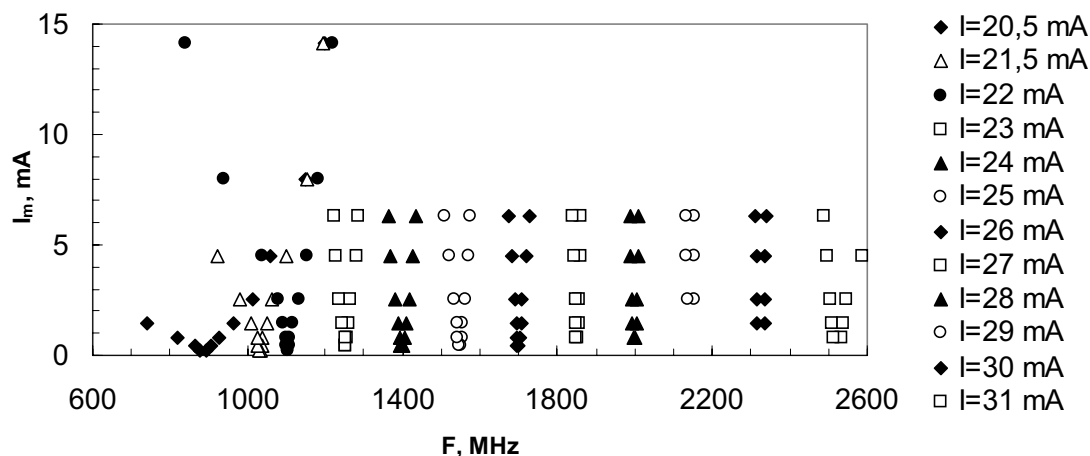


Рис. 1. Область синхронизации импульсов излучения лазера с насыщающимся поглотителем в режиме автомодуляции в зависимости от величины синхронизирующего сигнала

При увеличении постоянной составляющей тока накачки лазера область синхронизации изменялась немонотонно: вначале сужалась, а затем снова расширялась. Широкая область синхронизации при малых значениях постоянной составляющей тока накачки свидетельствовала об эффективной модуляции тока накачки сигналом синхронизации. Расширение же области синхронизации при высоком уровне накачки было связано с переходом от пиковой генерации к режиму модуляции интенсивности излучения и далее в режим непрерывной генерации.

Синхронизация наблюдалась также и при частоте переменной составляющей тока накачки, вдвое большей чем частота автомодуляции. Область синхронизации была при этом гораздо уже, чем при синхронизации на первой гармонике, и менялась от 17 до 30 МГц при изменении амплитуды переменной составляющей тока накачки от 2 до 6,3 мА при величине постоянного тока в 22 мА и частоте автомодуляции 913 МГц.

**Выводы.** Осуществлена синхронизация импульсов излучения инжекционного лазера в режиме автомодуляции. Определены области синхронизации при изменении постоянного тока накачки лазера от 20 до 32 мА для различных рабочих температур диода. Частота повторения световых импульсов в режиме автомодуляции варьировалась в пределах 0,8 - 2,6 ГГц, при этом область синхронизации составляла от нескольких десятков до нескольких сотен мегагерц. Синхронизация импульсов излучения инжекционного лазера в режиме автомодуляции дает возможность осуществлять управление частотой следования оптических импульсов в довольно широких пределах.

1. Kidoguchi, Adachi H., Kamiyama S., Fukuhisa T., Mannoh M., Takamori A. IEEE J. of Quant. Electr. 1997. V. 33. No. 5. P. 831-837.
2. Сенаторов К.Я. и др.// Квант. электрон. 1974. № 1. с. 160 -162.

УДК 535.13, 533.951

## ОДИНОЧНЫЙ АТТОСЕКУНДНЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ИМПУЛЬС ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНЬЮ

Рыкованов С.Г., Михайлова Ю.М., Платоненко В.Т.  
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Сугубо нелинейный процесс взаимодействия ультракоротких (несколько периодов поля) релятивистских ( $I_0 \cdot \lambda^2 > 1.37 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{мкм}^2$ ) лазерных импульсов с закритической плазмой открывает новые пути для генерации субфемтосекундных электромагнитных импульсов. Так, в некоторых работах, основанных на моделировании методом «частиц-в-ячейке» (PIC), продемонстрирована возможность генерации цугов аттосекундных ( $10^{-18} \text{ с}$ ) [1] и зептосекундных ( $10^{-21} \text{ с}$ ) [2] импульсов, а также одиночного аттосекундного электрического видео-импульса [3].

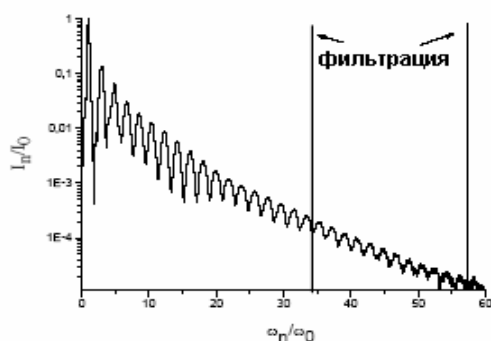


Рис. 1. Спектр отраженного импульса

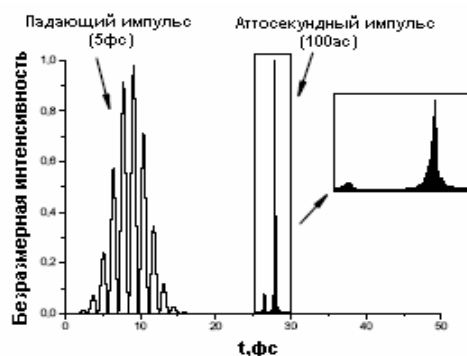


Рис. 2. Падающий и аттосекундный импульсы

В данной работе, изучая генерации высоких гармоник (ГВГ) в процессе взаимодействия лазерного излучения с твердотельной мишенью с помощью численного моделирования методом «PIC», мы показываем, что при определенных условиях можно получить одиночный субфемтосекундный ( $\sim 100 \text{ ас}$ ) рентгеновский импульс. Фактически, при отражении лазерного импульса от твердотельной мишени генерируются цуги аттосекундных импульсов. Далее, применяя подходящую спектральную фильтрацию, можно выделить одиночный аттосекундный импульс. В отличие от видео-импульса, продемонстрированного в [3], мы получаем электромагнитный импульс с «набивкой» внутри. Необходимо отметить, что для того, чтобы изолировать аттосекундный импульс, нужно выбирать самые высокие гармоники в отраженном спектре – в этом случае изолированный импульс находится рядом с максимумом падающего импульса. Вид спектра показан на рис. 1, спектральная фильтрация показана маркерами.

На рис. 2 приведен пример изолированного импульса (несущая частота –  $10^{17} \text{ Гц}$ , длительность 100 аттосекунд), отвечающего падающему импульсу с длиной волны 800 нм, интенсивностью  $2 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$  и длительностью 5 фемтосекунд. Эффективность генерации по интенсивности составляет приблизительно 0.1%.

Необходимо отметить, что отраженный свет рассматривается как вблизи, так и на больших расстояниях от мишени.

1. Plaja L., Roso L., Rzazewski K., and Lewenstein M., J. Opt. Soc. Am.B **15**, 1904 (1998)
2. Gordienko S., Pukhov A., Shorokhov O., and Baeva T. Phys. Rev. Lett. **93**, 115002 (2004)
3. Naumova N.M., Nees J.A., Sokolov I.V., Hou B., and Mourou G.A. Phys.Rev.Lett. **92**, 063902 (2004)

УДК 535.21

## ПОДПОВЕРХНОСТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА МИШЕНЬ ВаF<sub>2</sub> ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ХРОМ-ФОРСТЕРИТОВОГО ЛАЗЕРА

Макаров И.А., Раков Е.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Обнаружен эффект генерации жесткого рентгеновского излучения ( $E > 20$  кэВ) из горячей плазмы, зажигаемой при импульсно-периодическом воздействии лазерных импульсов фемтосекундной длительности на мишень ВаF<sub>2</sub> в режиме «умеренных» интенсивностей ( $I \sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>). Генерация рентгеновского излучения происходит в канале, первоначально формируемом 40-50 лазерными импульсами.

В эксперименте использовалось излучение созданной в МЛЦ МГУ фемтосекундной лазерной системы на хром-форстерите ( $\lambda = 1240$  нм,  $E \sim 1$  мДж,  $\tau \sim 110$  фс, частота повторений 1-50 Гц), основанной на регенеративном и многопроходном усилении с использованием техники усиления chirпированных импульсов [1]. Лазерный импульс ( $E \sim 0.4$  мДж) фокусировался кварцевой линзой с фокусным расстоянием  $F = 10$  см в пятно с диаметром  $D \sim 10$  мкм (по уровню  $1/e$ ), что обеспечивало интенсивность на поверхности ВаF<sub>2</sub>-мишени  $I \sim 3 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> и плотность энергии  $E \sim 350$  Дж/см<sup>2</sup>. Угол падения лазерного пучка на мишень составлял  $45^\circ$ . Для измерения выхода рентгеновского излучения использовались два сцинтилляционных детектора на базе ФЭУ-119, перед которыми ставились различные группы полосовых фильтров.

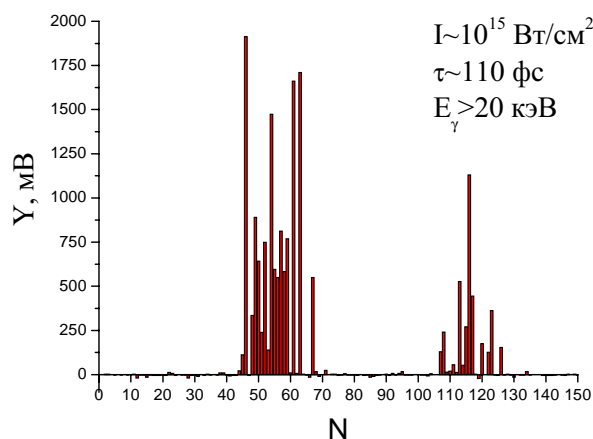


Рис. 1. Выход жесткого рентгеновского излучения  $Y$  в спектральный диапазон  $E_\gamma > 20$  кэВ в зависимости от номера выстрела  $N$

Измеренный выход рентгеновского излучения в спектральный диапазон  $E_\gamma > 20$  кэВ в зависимости от номера лазерного выстрела представлен на рис. 1. Из рисунка видно, что генерация рентгеновского излучения происходит после воздействия на мишень примерно 40 выстрелов, длится около 20 выстрелов и возобновляется примерно через 30.

Измеренный выход жесткого рентгеновского излучения в спектральный диапазон  $E_\gamma > 20$  кэВ при данных условиях взаимодействия оказался сравнимым с выходом жесткого рентгеновского излучения в данный диапазон при взаимодействии одиночного лазерного импульса в условиях более жесткой фокусировки излучения на гладкую поверхность мишени ( $I \sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, см. рис. 2), что указывает на формирование «горячей» фемтосекундной плазмы внутри канала, формируемой первыми 40-50 лазерными импульсами. При этом интегральный выход рентгеновского излучения в более широкий спектральный диапазон  $E_\gamma > 2.5$  кэВ в условиях нашего эксперимента оказался в среднем примерно в 4 раза меньше, чем аналогичный выход рентгеновского излучения при интенсивности  $I \sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> (см. рис. 2).

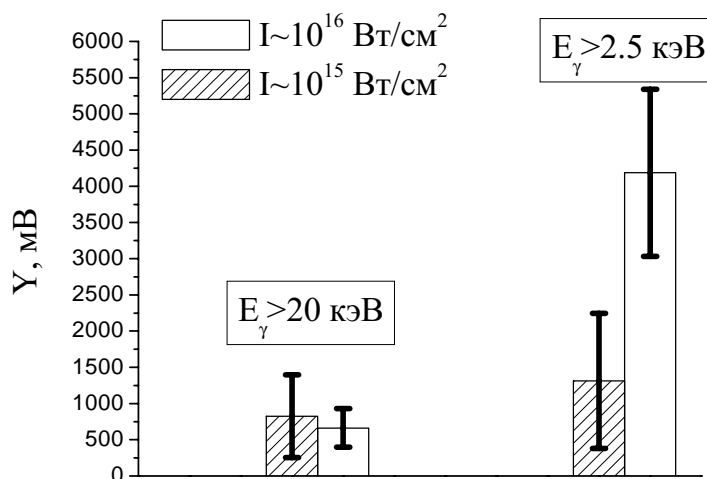


Рис. 2. Средний выход жесткого рентгеновского излучения  $Y$  в спектральные диапазоны  $E_\gamma > 20$  кэВ и  $E_\gamma > 2.5$  кэВ при различных значениях интенсивности

При плотности энергии  $E \sim 10^2$  Дж/см<sup>2</sup> за один выстрел выносится слой вещества мишени толщиной порядка 1 мкм [2]. Это означает, что генерация рентгеновского излучения происходит в канале, который уходит вглубь мишени под углом  $45^\circ$  на расстояние более 40 мкм. Слой ВаF<sub>2</sub> такой толщины пропускает гамма-кванты с энергией более 7 кэВ и, напротив, поглощает с меньшей энергией. Таким образом, выход рентгеновского излучения в спектральный диапазон, например,  $E > 2.5$  кэВ при генерации в канале должен быть меньше выхода рентгеновского излучения в данный диапазон при генерации непосредственно с поверхности мишени (при воздействии одиночного импульса) и не изменяться при энергии регистрируемых гамма-квантов более 7 кэВ.

Итак, импульсно-периодическое воздействие фемтосекундного лазерного излучения при интенсивности  $\sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхность ВаF<sub>2</sub> позволяет формировать в канале, уходящем вглубь мишени на несколько десятков микрон, «горячую» плотную фемтосекундную плазму, являющуюся источником жесткого рентгеновского излучения.

1. Gordienko V.M. Solid-state femtosecond Cr:forsterite laser system for material science and technologies // *Technical Digest of Intern. Conf. ILLA-2003, Smolyan, Bulgaria, 2003*, p. 38.
2. Momma C., Chichkov B., Nottle S. Short-pulse laser ablation of solid target // *Optics. Comm.*, 1996, v. 129, pp. 134-142.

УДК 535.33:621.373.8

## АКТИВНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ

Акпаров В.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Полупроводниковый кольцевой лазер (ПКЛ) [1], представляет собой систему, в которой вход и выход оптического усилителя соединены между собой отрезком оптического волокна. Спектральный состав генерируемого излучения в нем определяют кривая усиления, уровень потерь, длина и геометрия, определяющая величину межмодового интервала.

В кольцевом лазере как и в лазере с резонатором Фабри-Перо, сосуществуют две встречные волны. На этом основывается принцип действия лазерных гироскопов [2, 3], заключающийся в том, что при вращении лазера в плоскости резонатора, благодаря эффекту Саньяка, в связи с характерной геометрией резонатора кольцевого лазера возникает разница между частотами (фазами) встречных волн, пропорциональная угловой скорости вращения.

Широкий, по сравнению с газовым лазером спектр усиления ПКЛ и небольшой межмодовый интервал позволяют использовать режим синхронизации продольных мод для генерации коротких оптических импульсов [4]. При этом период следования импульсов обратно пропорционален частоте межмодового интервала, а длительность обратно пропорциональна ширине кривой усиления.

Проведенные исследования полностью выполнены с использованием отечественной элементной базы. Это полупроводниковый оптический усилитель (ПОУ), оптический разветвитель, необходимый для вывода части излучения из кольцевого резонатора, а также быстрый PIN фотодиод, используемый для регистрации этого излучения. Сужение спектра излучения оптического усилителя при замыкании кольца из оптического волокна свидетельствует о переходе его в режим генерации. Основными задачами исследования являлись: исследование свойств излучения кольцевого лазера и реализация режима синхронизации мод.

Для их решения была разработана и создана экспериментальная установка (см. рис. 1), включающая в себя: регулируемый



Рис. 1. Экспериментальная установка

генератор постоянного тока, используемый для питания оптического усилителя, схему термостатирования активного элемента усилителя, обеспечивающая стабилизацию длины волны излучения, порогового тока, схему регистрации, состоящую из PIN фотодиода и предусилителя, устройств регистрации электрического сигнала – осциллографа С1-75 и анализатора спектра С4-74. Для модуляции тока накачки оптического усилителя была предусмотрена возможность включения внешнего генератора гармонического сигнала Г4-116.

С использованием установки измерены ватт-амперные характеристики оптического усилителя с замкнутым и разомкнутым волоконным резонатором. Из их сравнения видно снижение порогового тока и значительное возрастание мощности излучения при замыкании кольца обратной связи, что подтверждает наличие генерации.

В спектре излучения ПКЛ, регистрируемого с использованием анализатора спектра С4-74, присутствуют эквидистантные линии на частотах, кратных частоте межмодовых биений. При этом самосинхронизация мод не наблюдалась.

Из теории синхронизации мод [5] известно, что внешняя синхронизация мод возможна при внешнем периодическом воздействии, осуществляемом на частоте, близкой к частоте межмодовых биений. В качестве такого воздействия можно использовать перестраиваемый генератор тока накачки ПОУ, в результате чего становится возможным получение АЧХ кольцевого лазера, показывающей наличие резонансов на частотах межмодовых биений.

Установлено, что система очень чувствительна к механическим воздействиям на волокно, приводящим как к изменению потерь, так и к изменению поляризации излучения, распространяющегося в волокне. Так как при создании ПКЛ использовано волокно без сохранения поляризации, то при деформации волокна плоскость поляризации излучения изменялась и могла не совпадать с выделенным направлением поляризации в оптическом усилителе. Все это приводило к дополнительным потерям мощности излучения. Для компенсации этого эффекта в волоконный резонатор был включен контроллер поляризации. Экспериментально было установлено, что большая ширина линий биений обеспечивается неконтролируемым взаимодействием встречных волн, возникающим в результате обратного рассеяния на неоднородностях резонатора и их взаимодействием через активную среду. Для уменьшения влияния этих взаимодействий лазер был в режим переведен однонаправленной генерации путем подавления одной из встречных волн оптическим изолятором.

После точной подстройки поляризации, линии на частотах межмодовых биений значительно сузились (с 5 МГц до 10 кГц), и выросли по амплитуде более чем в 20 раз (рис. 2а). Модулируя ток накачки генератором гармонического сигнала в режиме однонаправленного распространения излучения удалось получить режим активной синхронизации мод, сопровождавшийся генерацией оптических импульсов (рис. 2б) с периодом повторения 37 нс, соответствующим межмодовому интервалу для длины резонатора 7,5 м, и длительностью 4 нс, ограниченной полосой пропускания осциллографа С1-75.

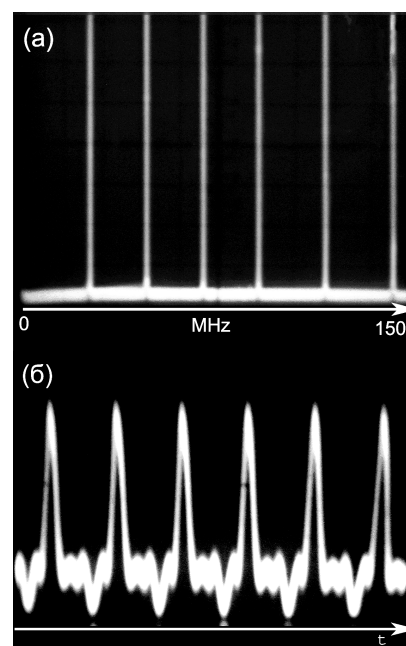


Рис. 2. а) спектр межмодовых биений при синхронизованных модах. б) зарегистрированные оптические импульсы

Таким образом, в результате проделанной работы:

- создана установка для проведения исследований свойств полупроводникового кольцевого лазера;
- показано, что оптический усилитель, замкнутый кольцом оптического волокна является источником когерентного излучения и исследованному образцу свойственен многомодовый режим генерации, в общем случае не сопровождающийся самосинхронизацией мод
- измерена величина межмодового интервала для различных длин резонатора, которая совпадает с расчетной;
- получена АЧХ кольцевого лазера и показано, что активная синхронизация мод наблюдается лишь при использовании оптического изолятора и точной подстройке поляризации в волоконном резонаторе кольцевого лазера;
- в режиме активной синхронизации мод кольцевой лазер может, в частности, генерировать оптические импульсы с периодом повторения 37 нс, пропорциональным длине резонатора, и длительностью 4 нс, определяемой полосой оптического усиления, но в данном случае ограниченной полосой пропускания регистрирующих приборов.

1. Liao Shuh-Huei and Wang Shyh. Semiconductor Injection Lasers with a Circular Resonator. Appl. Phys. Lett. Vol. 36, No. 801, 1980.
2. Sonati S., Giuliani G., Sorel M. Proposal of a new Approach to the Electrooptical Gyroscope: the GaAlAs Integrated Ring Laser, Alta Frequenza – Rivista di Elettronica, Vol. 9, No. 6, 1997
3. Taguchi, Masahiro Ikeda, et al. Proposal of a semiconductor ring laser gyroscope. Kozo Optical and Quantum Electronics Vol. 31, pp. 1219-1226, 1999
4. Yao X. Steve and Maleki Lute. Dual microwave and optical oscillator. Optics Letters, Vol. 22, No. 24, 1997.
5. Васильев П.П. Генерация инжекционными лазерами ультракоротких импульсов и их взаимодействие с полупроводниками, докторская диссертация, Москва, 1999

УДК 535.33

## ГЕНЕРАЦИЯ ЛИНЕЙЧАТОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОВ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Большаков В.В., Чутко О.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Рентгеновское излучение фемтосекундной лазерной плазмы (ФЛП) обладает рядом характерных свойств, которые выгодно отличают его от рентгеновского излучения других источников. Оно имеет малый размер источника (порядка фокального размера пятна  $\sim 10$  мкм), обладает высокой интенсивностью излучения и малой длительностью (несколько пикосекунд).

Спектр рентгеновского излучения ФЛП можно условно разделить на две части: непрерывная составляющая спектра (тормозное и рекомбинационное излучения) и линейчатая составляющая. По спектральной плотности излучения линейчатая компонента превосходит непрерывную компоненту на несколько порядков. Однако в целом, переходы из высоковозбужденных состояний обладают малым выходом флуоресценции.



Поэтому практический интерес (рентгеновская дифрактометрия, спектроскопия, и пр. с пикосекундным временным разрешением, возбуждение низколежащих ядерных уровней в ФЛП) представляют лишь ионные переходы с наибольшим выходом флуоресценции, а именно  $K\alpha_{1,2}$ .

С ростом кратности ионизации вещества энергия квантов линейчатого рентгеновского излучения увеличивается. Следовательно, путем подбора параметров лазерного излучения можно добиться максимального числа  $K\alpha$  - фотонов от ионов с заданной кратностью ионизации [1].

Генерация рентгеновских линий в плазме происходит в основном благодаря ударной ионизации внутренних оболочек ионов и атомов быстрыми электронами плазмы. Поэтому, для оптимизации выхода линейчатого излучения иона с кратностью ионизации  $Z$  необходимо одновременное существование в плазме максимального количества ионов кратности ионизации  $Z - 1$  и быстрых электронов, обеспечивающих их ионизацию с внутренних оболочек [1].

В представленной работе проводился анализ возможности оптимизации выхода  $K\alpha$  - излучения иона  $Al^{+9}$  алюминиевой ФЛП. В численном эксперименте был исследован диапазон интенсивностей от  $5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> до  $5 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> при длительностях лазерного импульса от 50 фс до 1 пс на длине волны лазерного излучения 616 нм [2].

Для оценки количества ионов алюминия  $Al^{+8}$  в плазме производился расчет и последующий анализ пространственного распределения среднего заряда ионов плазмы в разные моменты времени после лазерного выстрела. При дальнейшей обработке данных определялись моменты времени, соответствующие максимальному числу образовавшихся ионов, ширины данных максимумов, а также максимальное число образовавшихся ионов с заданной кратностью ионизации.

Также проводился анализ атома  $^{22}Ti$ . При помощи программного пакета [3] исследовалась зависимость энергии  $K\alpha$  - фотонов иона титана от кратности ионизации. Так существенное увеличение энергии  $K\alpha$  - линии наблюдается начиная с иона  $Ti^{+14}$  ( $\Delta E \sim 60 \text{ эВ}$ ). Температура тепловых электронов в ФЛП, соответствующая данной кратности ионизации, составляет  $\sim 500$  эВ, что соответствует лазерному импульсу интенсивностью  $8 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью 100 фс.

В представленной работе получены следующие результаты:

В численном эксперименте определены области оптимальных параметров лазерного импульса, обеспечивающие максимальную эффективность свечения иона алюминия  $Al^{+9}$ . При этом наиболее перспективной на наш взгляд является методика использования двух лазерных импульсов – греющего, для создания плазмы определенной кратности ионизации, и второго импульса сверхкороткой длительности для генерации горячих электронов, создающих вакансии на электронных оболочках ионов, которые затем заполняются с испусканием рентгеновских квантов.

Рассчитано изменение энергии рентгеновских  $K\alpha$  - фотонов в зависимости от кратности ионизации ионов титана  $^{22}Ti$ . Выполнена оценка параметров лазерного излучения показывающая, что начиная с интенсивности  $8 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> (при длительности импульса 100 фс) возможно получить заметное смещение энергии рентгеновских  $K\alpha$  - фотонов ( $\sim 60$  эВ), испускаемых ионами титановой фемтосекундной лазерной плазмы.

1. Большаков В.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б., Чутко О.В. Возбуждение низколежащих ядерных состояний линейчатым излучением ионов фемтосекундной лазерной плазмы // Письма в ЖЭТФ, **79**, с. 80 – 85, 2004.

2. Gordienko V.M., Joukov M.A., Savel'ev A.B. Ultrafast incoherent x-ray source utilizing ultrathin freely suspended films in: Application of High Field and Short Wavelength Sources, Eds.: L.Di Mauro, M. Murnane, A. H'Huiller, Plenum Press, New-York, 155–163, 1998.
3. Банд И.М., Фомичев В.И. Комплекс программ RAINE V. Описание программы самосогласования атомного поля релятивистским методом Дирака-Фока // Ленинград, Препринт ЛИЯФ №498, 1979.

УДК 535.3

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ САМОПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА

Шутов И.В., Новиков А.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Широкий диапазон возможных применений компактных и надежных лазеров, генерирующих в видимой области спектра, стимулировал исследования активно-нелинейных кристаллов, в которых ионы редкоземельных элементов (Nd, Er, Yb) обеспечивают активные свойства, а матрица играет роль нелинейной среды [1]. Активно-нелинейные кристаллы позволяют реализовать так называемые процессы самопреобразования частоты, когда в кристалле одновременно имеет место лазерная генерация излучения и нелинейно-оптическое преобразование частоты этого излучения. В последние годы большое внимание уделяется исследованию активно-нелинейных кристаллов с регулярной доменной структурой, которые за счет техники квазисинхронных взаимодействий позволяют существенно расширить число возможных процессов самопреобразования частоты [2].

В работе выполнены исследования процессов квазисинхронного самопреобразования частоты лазерного излучения, происходящих в режиме модуляции добротности резонатора. Получена система уравнений, описывающая временную динамику интенсивностей и инверсной населенности в процессах самопреобразования частоты, и численными методами проведено ее решение в случаях самоудвоения, самоделения и самосложения частот. Система уравнений позволяет учесть влияние на динамику указанных процессов параметров кристалла, накачки, резонатора и модулятора добротности. Выявлены особенности протекания процессов самопреобразования в различных условиях. Исследованы мощностные характеристики генерируемого излучения и параметры получаемых импульсов. Все расчеты выполнены для активно-нелинейного кристалла Nd:Mg:LiNbO<sub>3</sub> с регулярной доменной структурой.

В работе также проведено сравнение результатов, полученных численным моделированием, с результатами экспериментов по квазисинхронному самоудвоению частоты в активно-нелинейном кристалле Nd:Mg:LiNbO<sub>3</sub> с регулярной доменной структурой и обнаружено их согласие.

1. Laptev G.D., Novikov A.A., Chirkin A.S., *J. Russian Laser Research*, **23**, 183 (2002).
2. Лаптев Г.Д., Новиков А.А., Чиркин А.С., *Письма в ЖЭТФ*, **78**, 45 (2003).

УДК 621.373

## ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ СО СВЯЗАННЫМИ ВЕРТИКАЛЬНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Скоров Д.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (ЛВР) являются одним из самых распространенных типов источников оптического излучения [1]. Схема такого лазера имеет ряд преимуществ перед традиционной схемой полупроводникового лазера, что проявляется в более низких пороговых токах, одномодовом режиме генерации по продольным модам и симметричной диаграмме направленности излучения. ЛВР имеют также и недостатки: небольшую мощность излучения и не всегда одномодовый (по поперечным модам) режим генерации. Один из возможных вариантов улучшения характеристик лазеров такого типа – создание лазера с двумя вертикальными резонаторами, связанными через общее зеркало. Экспериментальные исследования [2], [3], [4] показали, что у таких приборов имеется ряд интересных для практического применения свойств: возможность достижения одномодового режима большой мощности или генерация сразу на двух отдельно управляемых длинах волн. В данной работе проводится численное исследование оптических свойств лазера подобного типа.

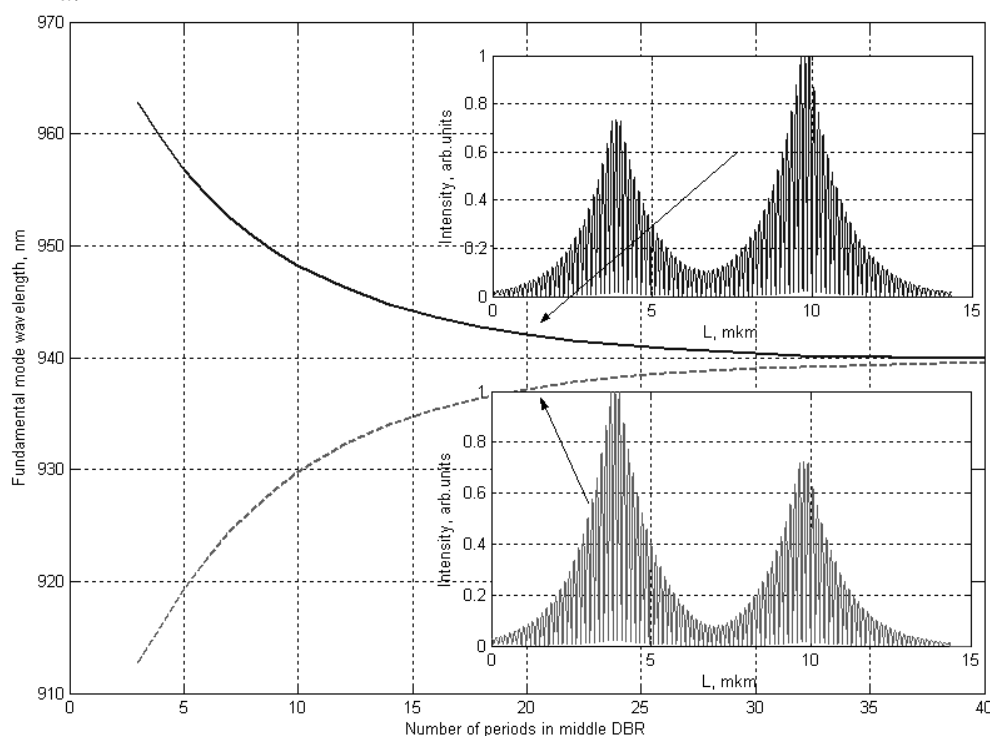


Рис. 1. Зависимости длин волн мод лазера от числа пар слоев в среднем зеркале

Для расчета электромагнитного поля внутри ЛВР используется модель, основанная на методе эффективной частоты [5]. Этот методика позволяет получить профили продольных и поперечных мод устройства, соответствующие им длины волн и коэффициенты усиления. Проведено исследование характеристик ЛВР с различными ко-

эффицентами связи между резонаторами. Параметром, определяющим этот коэффициент, является число пар слоев в среднем брэгговском зеркале. При изменении связи наблюдается сдвиг длин волн двух основных продольных мод, что иллюстрирует рис. 1. С ростом числа пар слоев среднего зеркала связь между резонаторами уменьшается, в результате чего происходит локализация продольных мод в соответствующих областях устройства. Происходит сближение длин волн генерации мод т.е. обе моды стремятся к длине волны, на которую настроены резонаторы (в приведенном на рисунке случае резонаторы одинаковы и настроены на длину волны 940 нм.). Таким образом, показана возможность одновременного генерирования двух лазерных мод на заданных частотах.

Помимо модовой структуры лазера, проведены исследования коэффициента оптического ограничения в зависимости от связи между резонаторами. В данном лазере такие исследования интересны ввиду того, что коэффициент оптического ограничения, задающий пороги генерации мод, определяется из перекрытия поля сразу с двумя активными слоями. Для разных средних брэгговских зеркал необходим расчет положения активных слоев для получения наилучшего совпадения с максимумом соответствующей продольной моды, что является одним из основных требований дизайна ЛВР. В результате расчетов найден оптимальный для коэффициента оптического ограничения уровень связи между резонаторами.

Таким образом, в данной работе, с целью выбора оптимальной геометрии устройства, проведены теоретические исследования некоторых специфических свойств лазеров со связанными вертикальными резонаторами.

1. Kenichi Iga. Surface-emitting lasers – its birth and generation of new optoelectronic field. IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., vol. 6, pp. 1201-1214, 2000.
2. Fischer A.J., Choquette K.D., Chow W.W., Allerman A.A., Serkland D.K., and Geib K.M. High single-mode power observed from a coupled-resonator vertical-cavity laser diode. Appl. Phys. Lett., vol. 79, pp. 4079-4081, 2001.
3. Grasso Daniel M., Choquette Kent D. Threshold and Modal Characteristics of Composite-Resonator Vertical-Cavity Lasers. IEEE J. Quantum Electron., vol. 39, pp. 1526-1530, 2003.
4. Carlin J.F., Stanley R.P., Pellandini P., Oesterle U., and Hegems M. The dual wavelength bi-vertical cavity surface-emitting laser. Appl. Phys. Lett., vol. 12, pp.1316-1318, 2000.
5. Wenzel H. and Wunsche H.J. The effective frequency method in the analysis of vertical-cavity surface-emitting lasers. IEEE J. Quantum Electron., vol. 33, pp. 1156-1162, 1997.

УДК 535.416.3

## УПРАВЛЕНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ САМОФОКУСИРОВКОЙ В МОЩНОМ ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ

Дормидонов А. Е.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газообразных и конденсированных средах возникает филаментация – явление, состоящее в пространственной локализации лазерного излучения [1, 2]. Филаментация сопровождается

ется образованием плазменных каналов и сверхуширением частотного спектра. Сейчас исследуется возможность использования этих свойств лазерного излучения для разработки новых методов фемтосекундной лазерной технологии в микрофотонике, лазерном зондировании окружающей среды, в дистанционном управлении электрическим разрядом [3].

Нерегулярные мелкомасштабные возмущения в первоначальном распределении плотности энергии импульса и флуктуации оптических параметров среды вызывают хаотическое зарождение филаментов. В результате образуется пучок филаментов, которые случайным образом расположены в плоскости поперечного сечения импульса и начинаются на разных расстояниях от выходной апертуры лазерной системы. Стохастический характер многофиламентации приводит к нестабильности сигнала обратного рассеяния, например в фемтосекундных лидарах.

Идея предлагаемого метода регуляризации хаотически расположенных филаментов состоит в том, чтобы задать в плоскости поперечного сечения импульса систему заданных возмущений интенсивности, на которых зарождаются филаменты, несмотря на случайные флуктуации интенсивности [4].

Для обоснования метода численно исследована стационарная мелкомасштабная самофокусировка гауссова пучка со случайными и регулярными возмущениями интенсивности. Стохастическая филаментация рассмотрена для пучка с поперечным распределением интенсивности  $I(x, y) = I_0 \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right\} (1 + \xi(x, y))^2$ , где  $\xi(x, y)$  – случайные аддитивные изменения амплитуды, распределенные по нормальному закону с нулевым средним и дисперсией  $\sigma_\xi^2$ . Регулярные возмущения светового поля задавались введением в поперечное сечение импульса квадратной решетки (маски) с периодом  $d$  и непрозрачными штрихами  $h \ll d$ .

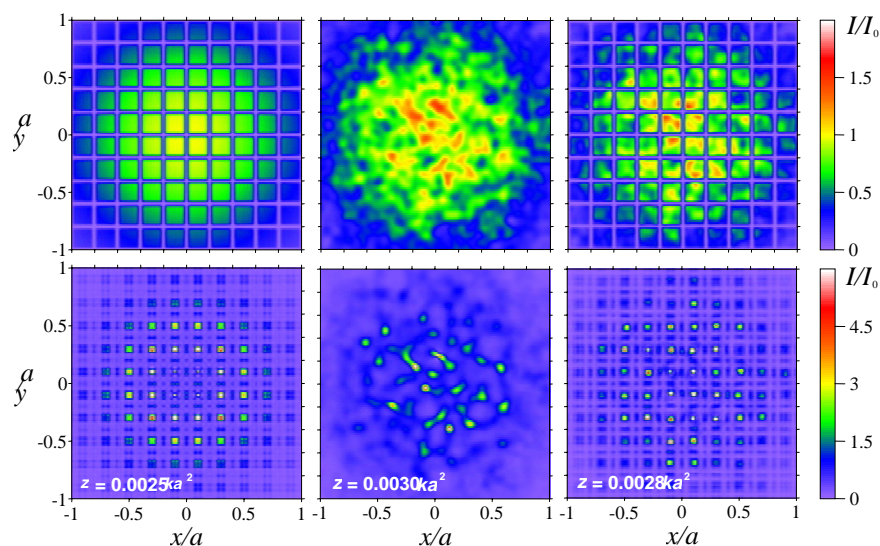


Рис. 1. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка. Верхняя строка – первоначальное распределение интенсивности, нижняя – после зарождения филаментов. Левая колонка – идеальный гауссов пучок с маской ( $\sigma_\xi^2 = 0$ ), средняя – зашумленный пучок без маски, правая – зашумленный пучок с маской

На рис. 1 приведена выборочная реализация распределения интенсивности в плоскости поперечного сечения пучка, показывающая эффективность упорядочения

маской пространственного расположения филаментов. Мощность пучка  $P = 400P_{cr}$ , где  $P_{cr}$  – критическая мощность самофокусировки, радиус пучка  $a = 1$  мм, длина волны  $\lambda = 800$  нм, дисперсия шума  $\sigma_{\xi}^2 = 0.01$ . Параметры амплитудной маски выбраны таким образом, чтобы на одну ячейку размером  $d \times d$  приходилась мощность в 3 раза превышающая  $P_{cr}$ . Из рис.1 видно, что расположение филаментов в зашумленном пучке с маской близко к их расположению в случае идеального пучка.

Статистические испытания, выполненные по выборке из 50 независимых реализаций случайного поля  $\xi(x, y)$ , показали, что даже при значениях дисперсий, значительно превышающих дисперсию шума в реальных лазерных импульсах, использование амплитудной маски обеспечивает упорядочение расстояния зарождения филаментов (рис. 2).

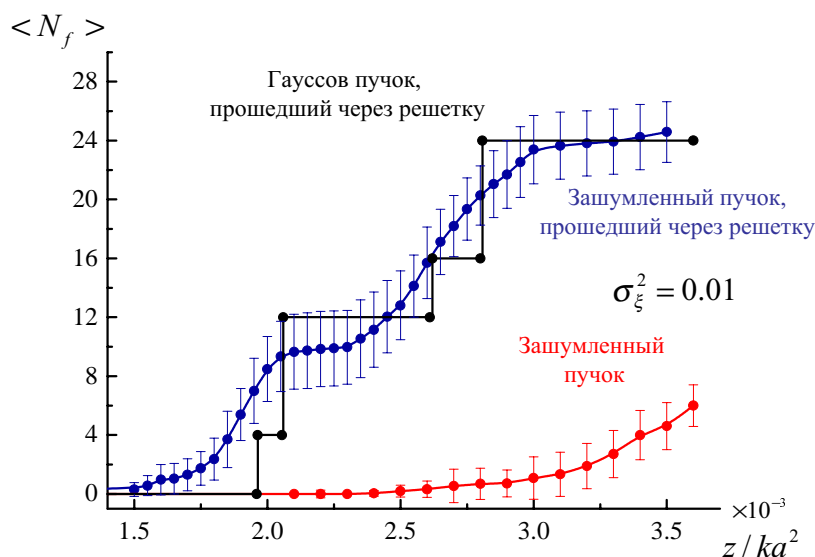


Рис. 2. Зависимость среднего числа филаментов  $\langle N_f \rangle$  от расстояния  $z$

Характер зависимости от расстояния  $z$  среднего числа филаментов  $\langle N_f \rangle$  в зашумленном пучке с маской подобен полученному для идеального гауссова пучка.

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Opt. Lett. 1995. Vol. 20. № 1. P. 73.
2. Nibberling E. T. J., Curley P. F., Grillon G., Prade B. S., Franco M. A., Salin F., Mysyrowicz A. Opt. Lett. 1996. Vol. 21. № 1. P. 62-64.
3. Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Souerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L. Science. 2003. Vol. 301. P. 301.
4. Кандидов В. П., Акозбек Н., Скалора М., Косарева О. Г., Някк А. В., Луо Ч., Хоссейни С. А., Чин С. Л. Квантовая Электроника. 2004. Том. 34. № 10. С. 879-880.

621.373.826.038.825.2

## ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ЗАДАННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА

\*\*)Костылев А.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

При решении многих задач лазерной физики возникает необходимость формирования заданного распределения интенсивности лазерного излучения. Так, например, при использовании CO<sub>2</sub> лазеров в процессе резки металла необходимо добиться возможно более острой фокусировки светового пучка на поверхности металла. В процессе термической обработки основное требование, предъявляемое к излучению, состоит в равномерном распределении интенсивности по сечению пучка. При транспортировке мощного светового излучения на протяженных атмосферных трассах энергетически более выгодными являются кольцевые пучки. Для формирования заданного распределения интенсивности применяются как внерезонаторные методы (применение мягких диафрагм, дифракционных фазовых решеток, оптической и цифровой голографии), так и внутриврезонаторные методы (использование оптико-механических систем, зеркал с профилированным коэффициентом пропускания, несферических зеркал).

Формированию заданного распределения интенсивности **на выходе** из резонатора лазера с помощью асферических и гибких зеркал посвящен ряд статей [1-2]. Однако в литературе по данной тематике отсутствуют статьи по формированию заданных распределений в дальней зоне с помощью внутриврезонаторных элементов. Решению такой задачи и посвящена данная работа. В работе рассматривается устойчивый резонатор лазера, содержащий гибкое биморфное зеркало в качестве глухого зеркала диодно-накачиваемого двухквантового YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера. Профиль поверхности биморфного зеркала определяется из заранее измеренных функций отклика (функция отклика – деформация поверхности зеркала при приложении напряжения к одному из его электродов) и задается набором напряжений, приложенных к электродам зеркала. Установившееся стационарное самосогласованное распределение поля моды вычисляется методом последовательных итераций Фокса-Ли [3]. Далее считается распространение поля до фокальной плоскости линзы или до любой другой плоскости, в которой проводится формирование. В работе рассматривается замкнутая итерационная процедура управления распределением интенсивности излучения на выбранном расстоянии от лазера (например, в ближней или дальней зоне).

Основная оптимизируемая величина – среднеквадратичное отклонение полученного распределения интенсивности в плоскости формирования от заданного. Эта величина является функцией напряжений поданных на зеркало. Поскольку данная функция является многоэкстремальной, то для получения наименьшего среднеквадратичного отклонения, т.е. нахождения глобального экстремума этой функции, применяется генетический алгоритм управления напряжениями, приложенными к электродам зеркала [4].

Как известно, генетический алгоритм представляет собой сочетание алгоритмов случайного перебора и локального поиска. Он особенно эффективен для оптимизации многоэкстремальных функций большого количества переменных, каждая из которых может принимать ограниченный набор значений. Генетический алгоритм имеет боль-

---

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

шое количество модификаций. Преимущество генетического алгоритма заключается в том, что он позволяет найти глобальный экстремум функции. Было выбрано использование комбинированной схемы: нахождение окрестности глобального минимума при помощи генетического алгоритма, с дальнейшим использованием алгоритма локального поиска (покоординатного спуска). Сходимость алгоритма для случая формирования супергаусового распределения интенсивности в ближней зоне показана на рис. 1.

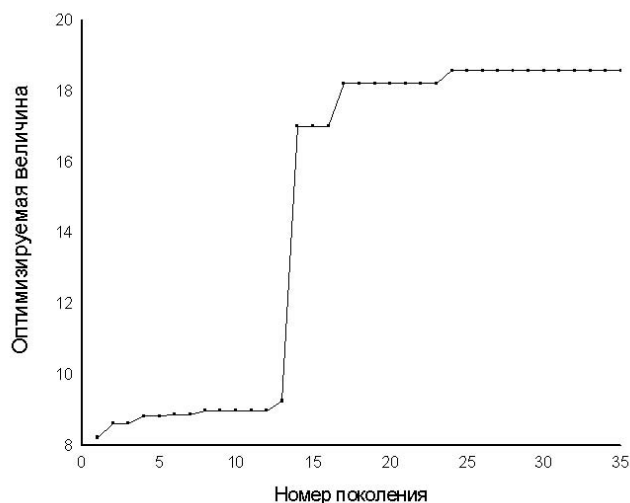


Рис. 1. Работа генетического алгоритма

В качестве оптимизируемой величины можно также выбрать мощность излучения или пиковую интенсивность. Показано, что возможно сформировать низшую поперечную моду с выходной мощностью на 35% больше, чем традиционная гауссова мода (с учетом насыщения активной среды) (см. рис. 2.). При формировании кольцевых пучков в качестве оптимизируемого критерия использовалось отношение пиковой интенсивности к интенсивности в центре пучка. В результате сформировано распределение интенсивности в дальней зоне, показанное на рис. 3.

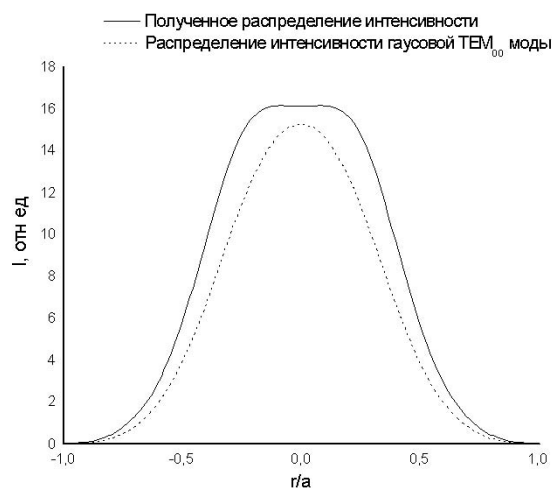


Рис. 2. Распределение интенсивности в ближней зоне при оптимизации мощности

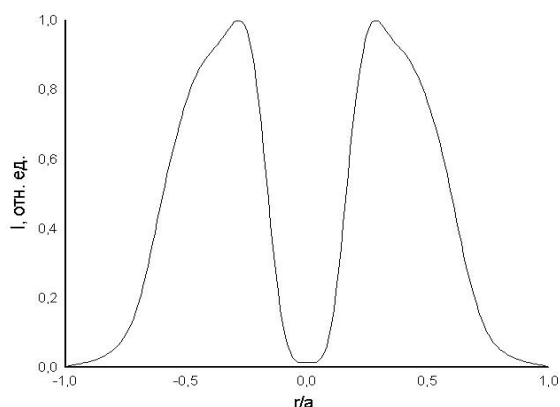


Рис. 3. Кольцевой пучок, сформированный в дальней зоне

Предложенный в работе метод внутррезонаторного управления зеркалом позволяет эффективно формировать заданные распределения интенсивности в любой вы-



бранной плоскости. В отличие от способов внерезонаторного формирования предлагаемый метод позволяет также увеличить мощность генерируемой моды или ее пиковую интенсивность.

Интенсивность в центре в 70 раз меньше пиковой.

1. Neste R. Van, Pare C., Lachance R., Belanger P. Graded-Phase Mirror Resonator with a Super-Gaussian Output in a CW-CO<sub>2</sub> Laser. IEEE Journal Of Quantum Electronics Vol.30, No.11, November 1994
2. Cherezova T., Chesnokov S., Kaptsov L. Kudryashov A. Super-Gaussian laser intensity output formation by means of adaptive optics. Optics Communications 155 (1998) 99 – 106.
3. Fox A., Li T. Effect of Gain Saturation on the Oscillating Modes of Optical Masers. IEEE Journal of quantum electronics, Vol. QE-2, No. 12, December 1966
4. Sheldakova J., Rukosuev A.L., Kudryashov A.V. Genetic and hill-climbing algorithms for laser beam correction. Proc. SPIE 5333, pp. 106-111, 2004.

УДК 621.375:551.521.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ГИБКИХ БИМОРФНЫХ ЗЕРКАЛ КАК РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Соболев А.С.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Биморфное зеркало является ключевым элементом многих современных систем управления и коррекции лазерного излучения. Более того, параметры этой системы во многом определяются возможностями и особенностями используемого управляемого корректора. Одним из основных требований к таким корректорам является возможность вносить требуемые искажения в фазу падающего излучения. Эта возможность определяется видом функций отклика (Функция отклика электрода – деформацией поверхности зеркала вызванная приложением к нему единичного управляющего напряжения.) управляющих электродов зеркала, и, соответственно положением и формой электродов. Корректор с произвольным расположением электродов может не являться оптимальным для коррекции заданных искажений волнового фронта.

В данной работе предлагается алгоритм определения оптимального расположения электродов гибкого биморфного зеркала для воспроизведения заданного профиля поверхности зеркала  $W(r, \theta)$  и соответствующего ему профиля фазы светового поля. Алгоритм состоит из следующих трех этапов:

1) **Приблизительное определение начального положения и числа электродов.** Этот этап основан на предположении о связи между статическим электрическим полем, действующим в пьезокерамике,  $E(r, \theta)$  и деформацией поверхности зеркала  $W(r, \theta)$ :  $E(r, \theta) \sim \Delta W(r, \theta)$ , Это поле аппроксимируется ступенчатой функцией, которая определяет начальное положение и число электродов.

2) **Вычисление функций отклика электродов,** положение и число которых определено на предыдущем этапе. Далее заданная деформация поверхности раскладывается по найденной системе функций отклика и вычисляется ошибка разложения. В том случае, если ошибка аппроксимации меньше наперед заданной величины алгоритм ус-

пешно завершается. В противном случае необходимо определить оптимальное положение электродов, что и происходит на третьем этапе.

3) **Выполнение итерационной процедуры оптимизации размера и положения найденных электродов.** Ее основой является (в зависимости от типа поставленной задачи) либо алгоритм покоординатного спуска, либо градиентный метод поиска локального экстремума положения электродов. После нахождения минимума ошибки аппроксимации алгоритм завершается.

Второй этап предлагаемого алгоритма и каждый итерационный шаг на третьем этапе состоят в решении прямой задачи расчета функций отклика найденных электродов. Для решения этой задачи применимо аналитическое решение уравнения деформации зеркала [1]. Однако этот метод обладает некоторыми недостатками, сильно ограничивающими его применение. Например, при выводе уравнения полагается равенство коэффициентов Пуассона подложки и пьезокерамики, равенство их диаметров. Поэтому более эффективным, перспективным и точным является численный расчет. Один из наиболее эффективных методов анализа плоско-напряженного состояния различных конструкций – это метод конечных элементов. Его применение для расчета гибких биморфных зеркал было отдельно исследовано в нашей группе [2] и было показано, что наиболее эффективным является его вариационная формулировка. Кратко она заключается в следующем: зеркало рассматривается как объединение конечных элементов простой формы (мы выбрали треугольные [2]). Они считаются частями тонкой пластины, их деформация может быть вычислена в зависимости от приложенных в вершинах сил и моментов (всего 9 параметров) и разложена по 9 полиномам третьего порядка, которые определяют перемещение и наклоны в узлах элемента (тоже 9 параметров). Связь между девятью узловыми силами и параметрами получается из выражения для потенциальной энергии деформации:  $P = \frac{1}{2} \int_V \varepsilon \cdot \sigma dV$ , где  $\varepsilon$  и  $\sigma$  – это тензоры деформаций и

напряжений соответственно. Они связаны законом Гука и могут быть выражены через узловое перемещение элемента. Интегрирование в выражении для потенциальной энергии выполняется по объему элемента ( $V$ ), что дает возможность учесть разницу параметров подложки зеркала и пьезокерамики. Условие равновесия зеркала, как совокупности конечных элементов, дает возможность получить систему линейных уравнений с разреженной матрицей относительно узловых параметров всех элементов. Ее решение с граничными условиями, определяемыми закреплением зеркала (в нашем случае свободное), дает деформацию зеркала.

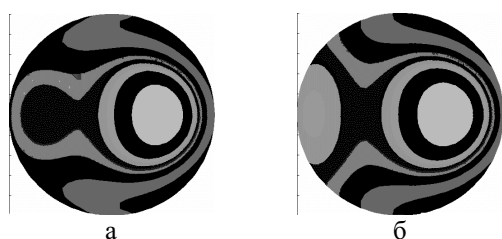


Рис. 1. функции отклика гибкого биморфного зеркала:  
а) рассчитанная б) измеренная

Метод конечных элементов в вариационной формулировке был реализован в среде MATLAB и применен для расчета функций отклика гибких биморфных зеркал. Рассчитанная деформация зеркала хорошо совпадает с экспериментальной. Это иллюстрируется рис. 1, на котором рассчитанная деформация показана слева (а), а экспериментальная справа (б). Относительное среднеквадратичное отклонение этих поверхностей 6 %.

Эффективность предлагаемого алгоритма подтверждается следующими примерами. Сначала рассматривалось формирование пучка с осевой симметрией (требуемая поверхность описывается формулой  $\sin^2(7r)$ ) и более общий случай без приближения осевой симметрии (требуемая поверхность представляла собой сумму полиномов Цер-

нике). В результате применения рассмотренного алгоритма была определена конфигурация электродов зеркала, которое воспроизводит эти профили поверхности с ошибками 0.064 % и 2.4 % соответственно.

Далее предлагаемый алгоритм был применен для трансформации обычного гауссового пучка в вихревой с помощью биморфного зеркала с расположением электродов, рассчитанным по предлагаемому алгоритму. До настоящего времени считалось, что оптимальным корректором для формирования пучка с винтовой дислокацией волнового фронта является сегментированное зеркало

[3]. Однако, как показал расчет, гибкие зеркала также могут быть использованы для формирования вихревых пучков. Формирование вихря рассматривается в фокальной плоскости после отражения гауссового пучка от корректора. На рис. 2 показаны распределения произведения фазы пучка на его интенсивность для сформированного (справа, б) и идеального вихря (слева, а). Относительное среднеквадратичное отклонение этих распределений составляет 7.6 %, что подтверждает высокое качество формирования пучка с винтовой дислокацией волнового фронта гибким биморфным корректором.

В работе продемонстрирован разработанный алгоритм определения оптимального расположения электродов для формирования заданного профиля фазы светового поля. Рассмотрены практические примеры, подтверждающие эффективность предлагаемого алгоритма. Отдельно рассмотрена задача определения оптимального расположения электродов гибкого зеркала для формирования пучка с винтовой дислокацией волнового фронта.

1. Кудряшов А.В., гибкие зеркала на основе биморфного пьезоэлемента для задач адаптивной оптики, канд. дисс., Москва, МГУ, 1988, 190 стр.,
2. Соболев А.С., Черезова Т.Ю., Кудряшов А.В., Аналитическая и численная модели гибкого биморфного зеркала, Оптика атмосферы и океана, Т. 18, № 3, 2005.
3. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И., Принципы адаптивной оптики, М. Наука, 1985, 335 стр.

УДК 535.13, 533.951

## ФОРМИРОВАНИЕ КАНАЛА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ КОНИЧЕСКОЙ ЛИНЗОЙ (АКСИКОНОМ) В ОБЪЕМЕ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ

Григорьевский А.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время большой интерес представляют исследования по филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в объеме конденсированной среды [1, 2, 3, 4]. Интерес к таким исследованиям связан с применением явления филаментации для

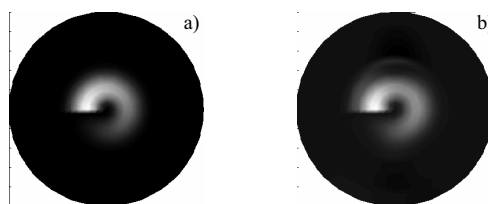


Рис. 2. Распределение Фазы×интенсивность в фокальной плоскости

а) идеальный вихрь

б) сформированный нашим зеркалом

создания волноводов внутри прозрачных твердых тел (например, плавленого стекла)[2, 3, 5].

При создании оптических волноводов в объеме прозрачных диэлектриков с помощью фемтосекундных лазерных импульсов важными задачами являются достижение минимального поперечного размера филамента и его максимальной протяженности. Традиционно, для увеличения длины филамента используется временная фазовая модуляция импульсов (чирп), фокусировка длиннофокусной линзой. В данной работе предлагается использовать для фокусировки излучения коническую линзу (аксикон). В приближении геометрической оптики аксикон фокусирует излучение в линию, а тонкая линза в точку. Вследствие этого, при фокусировке излучения аксиконом возможно получение более протяженного «светового канала». Распространение импульса описывается уравнением для медленно меняющейся огибающей электрического поля (1), уравнением для концентрации электронов (2), плазменной и керровской нелинейности (3):

$$2ik \left( \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E}{\partial t} \right) = \Delta_{\perp} E - kk''_{\omega} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{2k^2}{n_0} [\Delta n_k + \Delta n_p] E - ik \alpha E, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_a - N_e) + v_i N_e \quad (2)$$

$$\Delta n_p(\vec{r}, t) = -\frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega_l^2 + v_c^2(\vec{r}, t))} \left( 1 - i \frac{v_c(\vec{r}, t)}{\omega_l} \frac{\omega_p^2}{\omega_l^2 + v_c^2} \right), \quad \Delta n_k(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} n_2 |E|^2(\vec{r}, t) \quad (3)$$

В уравнении (1) первый член в правой части описывает дифракцию, второй дисперсию 2-ого порядка, третий изменение показателя преломления за счет образовавшейся плазмы и нелинейного эффекта Керра, и последний поглощение за счет многофотонной ионизации. В уравнении (2) первый член в правой части описывает многофотонную ионизацию, а второй ударную. Система (1)-(3) решается численно в приближении аксиальной симметрии в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. В работе исследуется распределение плотности энергии в продольном и поперечном направлениях, а также распределение свободных электронов, качественно показывающие форму каналов, образующихся в диэлектриках.

Показано, что с помощью аксикона возможно формирование более длинных и однородных плазменных каналов по сравнению с короткофокусной линзой, создающей фокальное пятно того же диаметра. Кроме того, плазменный канал, сформированный аксиконом, имеет преимущества и по сравнению с каналом длиннофокусной линзы. Поперечный размер плазмы, сформированной аксиконом, меньше а однородность плазмы выше вдоль направления распространения излучения.

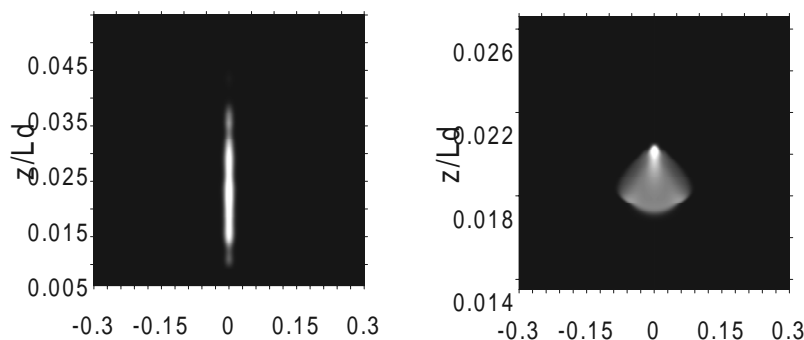


Рис. 1

На рис. 1 приведены распределения плазмы в канале, сформированном аксиконом (слева) и обычной линзой (справа).  $L_d=10.4$  м – дифракционная длина,  $a_0=0.001$  см. – начальный радиус импульса.

1. Mao S.S., Quere F., Guizard S., Mao X., Russo R.E., Petite G., Martin P. Appl. Phys. A 79, 1695-1709(2004)
2. Sudrie L., Couairon A., Franco M., Lamouroux B., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A. Phys. Rev. Lett., Vol. 89, Num. 18(2002)
3. Davis K.M., Miura K., Sigumoto N., Hiaro K. Optics Letters, Vol. 21, Num. 21(1996)
4. Liu W., Kosareva O., Golubtsov I.S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V.P., Chin S.L. Appl. Phys. B 76,215-229,(2003)
5. Yamada K., Watanabe W., Toma T., Itoh K., Nishii J. Optics Letters, Vol. 26, No. 1(2001)
6. Mcleod J.H. J. Opt. Soc. Am 44,592-597(1954)

УДК В345.21

## ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ПУЧКА ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ ОХЛАЖДЕНИЯ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

Офицеров Е.Н.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова, РАН*

Нагрев активных элементов твердотельных лазеров вследствие преобразования части поглощенной энергии накачки в тепло приводит к возникновению термической линзы в кристалле [Stuart D.Jackson, Walter Koechner]. Термические деформации поверхности элемента и изменение показателя преломления в области накачки приводят к искажению волнового фронта излучения, увеличению расходимости и, соответственно, к ухудшению качества выходного излучения [A. Sennaroglu; Y.F. Chen].

В работе исследована зависимость качества выходного излучения твердотельного лазера с диодной накачкой от способов охлаждения активного элемента. Исследовался твердотельный лазер на кристалле Nd:YVO<sub>4</sub> с диодной накачкой с выходной мощностью до 400 мВт. В качестве источника накачки активной среды был использован лазерный диод (АТС 8112) с перетяжкой коллимирующей системы  $\cong 200$  мкм. Экспериментально измерялся диаметр выходного пучка лазера в области перетяжки, сформированной линзой, и рассчитывались его расходимость и параметр  $M^2$ . Измерения проводились с помощью цифровой видеокамеры WinCamD с использованием пакета обработки изображения (DataRay) и получения среднего диаметра пучка излучения по стандарту ISO 11146. Были исследованы 2 типа закрепления активного элемента с размерами 3x3x1 мм: без теплоотвода – крепление I и с теплоотводом по всей поверхности кристалла – крепление II. Проведенные исследования показали, что при способе крепления II наблюдается уменьшение параметра  $M^2$  в 2 раза по сравнению со способом крепления I. Кроме того, зависимость геометрических параметров выходного излучения от мощности накачки имела менее выраженный характер, что объясняется уменьшением величины термической линзы.

УДК 621.373.862.038.825.2

## ЗАСЕЛЕНИЕ И РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ИОНОВ $Tm^{3+}$ В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА ПРИ СЕЛЕКТИВНОЙ СТАЦИОНАРНОЙ НАКАЧКЕ НА УРОВЕНЬ ${}^3H_4$ .

Большиков Ф.А.<sup>1</sup>, Попов А.В.<sup>2</sup>, Рябочкина П.А.<sup>1</sup>, Ушаков С.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева

<sup>2</sup>Институт общей физики РАН

Высокая механическая прочность и теплопроводность, изотропия свойств и оптическая однородность кристаллов со структурой граната позволяют использовать их в качестве активных сред твердотельных лазеров.

В настоящей работе исследованы процессы заселения и релаксации энергетических уровней ионов  $Tm^{3+}$  в кристаллах лазерных гранатов ИАГ: $Tm^{3+}$  и КНГГ: $Tm^{3+}$  при наличии процесса кросс-релаксации ионов  $Tm^{3+}$  ( ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$ ,  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ ), который в значительной степени влияет на заселение верхнего лазерного уровня  ${}^3F_4$  при получении двухмикронной генерации на переходе  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ .

При решении системы кинетических уравнений (1) методом Рунге-Кутты получены временные зависимости населенностей энергетических уровней  ${}^3H_6$ ,  ${}^3F_4$ ,  ${}^3H_4$  ( $n_1(t)$ ,  $n_2(t)$ ,  $n_3(t)$  соответственно) ионов  $Tm^{3+}$  в кристаллах ИАГ: $Tm^{3+}$  и КНГГ: $Tm^{3+}$

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = Kn_1 - \beta n_1 n_3 - (W_{31} + W_{32})n_3; \\ \frac{dn_2}{dt} = 2\beta n_1 n_3 + W_{32}n_3 - W_{21}n_2; \\ n_1 + n_2 + n_3 = n_0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $K$  – скорость поглощения энергии накачки ионами  $Tm^{3+}$ ,  $n_0$  – концентрация ионов  $Tm^{3+}$ ,  $\beta$  – константа, характеризующая вероятность процесса кросс-релаксации ионов  $Tm^{3+}$  ( ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$ ,  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ ),  $W_{31}$ ,  $W_{32}$ ,  $W_{21}$  – вероятности спонтанных переходов  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$ ,  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$ ,  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$  соответственно.

С помощью (1) рассчитаны зависимости стационарных населенностей уровней ионов  $Tm^{3+}$  от скорости накачки на уровень  ${}^3H_4$ .

Из анализа полученных результатов сделан вывод о том, что генерация на переходе  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$  ионов  $Tm^{3+}$  в исследованных кристаллах ИАГ: $Tm^{3+}$  и КНГГ: $Tm^{3+}$  может быть реализована при значениях скорости стационарной накачки  $K > 10^2 \text{ с}^{-1}$ .

Для различных значений параметра относительной инверсной населенности с использованием спектров поглощения и люминесценции переходов  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$  и  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$  соответственно, построенных в единицах сечений, рассчитаны сечения усиления  $\sigma_g$  предполагаемого лазерного перехода  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$  в кристаллах КНГГ: $Tm^{3+}$ .

УДК 535.33: 621.373.826: 616-08

## ЛАЗЕРНЫЙ СКАНИРУЮЩИЙ ПРОБООТБОР ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА СОСТАВА ПОКРЫТИЙ

\*)Сурменко Е.Л.

*Саратовский государственный технический университет*

Среди методов анализа состава материалов одно из главных мест занимает лазерный эмиссионный микроспектральный анализ. Лазерный пробоотбор является бесконтактным методом возбуждения спектров для спектрального анализа деталей приборов или биомедицинских объектов практически без их разрушения и специальной подготовки.

При исследовании тонких пленок или напылений (толщиной порядка нескольких мкм) методом лазерного микроспектрального анализа практически весь объем пробы занимает материал основы, и линии материала покрытия сильно заглушаются. Оптимальным решением этой проблемы является регистрация спектров методом сканирующего пробоотбора. В течение времени экспозиции приборный столик с анализируемым объектом движется по прямой со скоростью  $V \geq d_{кр} \cdot f$ , где  $d_{кр}$  – диаметр лазерного кратера, а  $f$  – частота следования импульсов лазерного излучения. Таким образом, каждый новый импульс приходится на новый участок поверхности. Непосредственное определение элементного состава покрытий производится методом вычитания спектров [1]. Спектр основы и спектры поверхностных напылений одновременно выводятся на экран друг под другом, и в спектрах напылений выявляются линии, не входящие в спектр основы.

В работе использовался лазерный спектроаналитический комплекс с источником на Nd:YAG, длина волны 1,06 мкм, работающий в режиме гигантского импульса. Система регистрации – дифракционный спектрограф ДФС-458С и ПЗС-приставка. Показаны примеры применения метода лазерного сканирующего пробоотбора в исследовании состава специальных покрытий на приборах и в исследовании равномерности напыления биоактивного покрытия на поверхность и отверстия дентальных имплантатов.

Рассмотрены эмиттеры со специальными многослойными покрытиями [2] с целью определения разницы между действующими приборами и вышедшими из строя. Помимо определения элементного состава покрытий, разработана методика сравнения толщины слоев. Для этого производится двукратный пробоотбор с одной дорожки лазерного сканирования и сравниваются интенсивности спектральных линий элементов, входящих в состав разных слоев. Значение отношения интенсивностей линий элементов, содержащихся в конкретном слое ( $I_{конкр}$ ), к интенсивностям линий элементов, содержащихся во всех слоях ( $I_{общ}$ ), найденное для каждого пробоотбора, определяет распределение элемента по глубине. Коэффициент различия найденных отношений  $k_{конкр}$  для каждого элемента определяет относительную толщину слоя, содержащего этот элемент.

При исследовании титановых дентальных имплантатов с биоактивным покрытием [3] были рассмотрены отторженные имплантаты и чистые (неиспользованные) заготовки. Сканирующий пробоотбор позволяет проследить изменение состава биоактивного покрытия на различных участках поверхности имплантата и проконтролировать равномерность нанесения покрытия по изменению элементного состава пробы. Напри-

---

\*) Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

мер, снижение концентрации элементов биоактивного слоя (Ca, P и Mg) и повышение концентрации примесей титановой заготовки (Fe, Al и C) свидетельствует об утончении биоактивного слоя на крае интеграционного отверстия.

1. Surmenko E.L., Tuchin V.V., Sokolova T.N. Laser microspectral analysis of thin evaporations of unknown composition // Proc. SPIE. Bellingham, SPIE, 2000, Vol. 4241, P. 300-302.
2. Сурменко Е.Л., Соколова Т.Н., Конюшин А.В. Лазерный микроспектральный анализ состава многослойных покрытий катодов ЭВП // Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2004: Тез. докл. междун. технол. конф. – Саратов: Изд-во СГТУ, 2004, С.355-359.
3. Лясников В.Н., Серянов Ю.В. и др. Формирование равномерной пористой структуры титановых и гидроксиапатитовых покрытий на дентальных имплантатах при ультразвуковом плазменном напылении // Клиническая имплантология и стоматология, 2000, №3-4(13-14), С.114-119.

УДК 621.375.826

## МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ АРХИТЕКТУРЫ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ НОВОГО ТИПА С САМООБРАЩЕНИЕМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ЛАЗЕРНОЙ СРЕДЕ ПРИ СИЛЬНОЙ ТЕРМОЛИНЗЕ

Сметанин С.Н., Солохин С.А.

*Ковровская государственная технологическая академия*

На основе проведенных экспериментальных и теоретических исследований параметров мощных одномодовых твердотельных лазеров [1–3], генерирующих на новом принципе создания резонатора при самонакачивающемся четырехволновом взаимодействии непосредственно в лазерной среде в режиме высокой термооптической нагрузки, разработана методика определения оптимальной конфигурации петлевых резонаторов данных лазеров с учетом наведения в лазерных средах термооптической линзы заданной оптической силы.

В методике рассматривается вопрос повышения эффективности процесса внутриврезонаторного четырехволнового взаимодействия путем снижения различия интенсивностей волн, записывающих динамическую голограмму усиления в лазерной среде, и соответственно, увеличения контраста голографических решеток усиления, брэгговская дифракция на которых обуславливает обратную связь для создания петлевого динамического резонатора с самонакачивающимся обращением волнового фронта лазерного излучения. Это производится посредством выбора, во-первых, конфигурации петлевого лазерного резонатора, во-вторых, расстояний между внутриврезонаторными элементами в данной конфигурации лазера с учетом термооптики лазерных сред в рабочем режиме их мощной накачки.

Проблема уменьшения эффективности развития лазерной генерации на решетках усиления состоит в том, что один из двух пучков, записывающих решетку, при распространении по петлевому резонатору преобразуется во второй записывающий пучок, претерпевая усиление во внутриврезонаторных лазерных средах, поэтому в самонакачивающейся геометрии четырехволновое взаимодействие происходит в принципе с различающимися по интенсивности волнами. Однако при учете пространственной структуры внутриврезонаторного поля излучения в определенной конфигурации резонатора второй (усиленный) записывающий пучок может иметь больший поперечный размер в



области самопересечения по сравнению с первым, что приводит к уменьшению относительного различия интенсивностей в данной паре записывающих пучков с ростом контраста их интерференции. Особенно ярко данный эффект проявляется, когда лазерные среды под действием мощной накачки фокусируют проходящее через них лазерное излучение, и телескопическое управление взаимным расположением элементов резонатора становится определяющим в вопросе повышения эффективности лазерной генерации. Наша методика расчета параметров конфигурации петлевого резонатора основана на модели прохождения гауссовым пучком системы линз с определенными расстояниями между ними, соответствующими расстояниям между лазерными элементами в реальной схеме петлевого резонатора.

Проведенные экспериментальные исследования на различных неодимовых лазерных средах подтвердили результаты численного расчета оптимальной конфигурации лазера для реально наблюдаемых термолинз с фокусными расстояниями от 800 мм и более. Установлено, что именно в оптимальной конфигурации петлевого резонатора стабильно наблюдается обнаруженный нами ранее [2] эффект самомодуляции добротности резонатора в виде генерации цугов гигантских лазерных импульсов, обусловленный периодическим процессом записи и стирания голограмм усиления нарастающим внутррезонаторным потоком [3].

1. Басиев Т.Т., Федин А.В., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н. Одномодовый ИАГ:Nd-лазер с самообращением волнового фронта и его применение // Известия АН. Серия физическая, 1999, т. 9, N10, С. 1909-1913.
2. Fedin A.V., Gavrilov A.V., Kyalbieva S.A., Smetanin S.N. Self-Q-switching at self-phase-conjugation in active media // Proceedings of SPIE, 2001, v. 4644, P. 312-318.
3. Basiev T.T., Fedin A.V., Osiko V.V., Smetanin S.N. On the influence of reflective gain holograms on the dynamics of lasing in a loop laser cavity // Laser Physics, 2003, v. 13, P. 903-908.

УДК 621.378.375

## ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЛАЗЕРНОЙ РЕЗКИ ТОЛСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Зайцев А.В.

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН*

Лазерная обработка металлов (сверление, сварка, резка и др.) имеет ряд преимуществ по сравнению с другими способами. Главные преимущества — это локальность действия, высокая точность, экономичность, возможность обеспечения необходимого качества и автоматизации процесса. Современное состояние научных исследований в России и за рубежом характеризуется тем, что все технические достижения в области лазерной обработки металлов получены, как правило, опытным путем и до сих пор не имеют корректного теоретического обоснования. Это обстоятельство не позволяет целенаправленно развивать технологии лазерной обработки, обобщая их на более толстые материалы и цветные металлы.

Существует большое количество физических параметров, которые нужно выбирать так, чтобы обеспечить оптимальность процесса и получить высокое качество лазерной резки. В настоящее время отсутствуют какие-либо методики измерений или визуализации процессов, протекающих непосредственно при лазерной резке, в связи с этим повышается роль физико-математического моделирования.

Проведен анализ влияния поляризации излучения (линейной, эллиптической и круговой) на коэффициент поглощения, для расчета которого предложена обобщенная формула, учитывающая пространственную ориентацию плоскости падения излучения, что является важным при резке толстых материалов. Впервые показано, что при генерации пучка с модой  $TEM_{00}$  наиболее выгодно использовать эллиптическую поляризацию излучения с вполне определенным соотношением полуосей, ориентированную по направлению движения луча [1-3].

Предложена траекторная модель переотражения излучения внутри реза. Модель позволяет рассчитать перенос энергии в глубь каверны при моделировании процессов лазерной резки, сварки и сверления металла. Показано, что эффективность многократного отражения наиболее существенна при резке толстых материалов с большим отношением толщины пластины к диаметру гауссова пучка [4].

Для толстых металлов качество резки сильно снижается. Это объясняется ослаблением силового действия газа на расплав и плохим распыливанием жидкой пленки расплава. В этой связи становится чрезвычайно актуальной проблема исследования газодинамических струйных течений внутри лазерного разреза. Разработан алгоритм и программа расчета полных уравнений Навье-Стокса в канале геометрически подобном лазерному резу. На основе проведенных многовариантных численных исследований струйных течений вязкого газа сформулированы технические рекомендации по управлению газовым потоком в канале реза с целью обеспечения максимального распыления и выноса расплава из разреза.

1. Ковалев О.Б., Оришич А.М., Фомин В.М., Зайцев А.В. К теории разрушения поверхности металлов под действием лазерного излучения// Доклады Академии наук. 2004. Т. 395, №1. С. 47-50.
2. Ковалев О.Б., Зайцев А.В. Моделирование формы свободной поверхности при лазерной резке металлов. 1. Влияние поляризации гауссова пучка на форму образующейся поверхности. // Прикладная механика и техническая физика. 2004. Т. 45, №6. С. 169-177.
3. Зайцев А.В., Ковалев О.Б., Оришич А.М., Фомин В.М. Численный анализ влияния типа поляризации излучения на форму поверхности при лазерной резке толстых материалов // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, №2.
4. Ковалев О.Б., Зайцев А.В. Моделирование формы свободной поверхности при лазерной резке металлов.2. Модель многократного отражения и поглощения излучения. // Прикладная механика и техническая физика. 2005. Т. 46, №1. С. 16-20.

УДК 621.378:539.375

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛОСЧАТЫХ СТРУКТУР ПРИ КИСЛОРОДНОЙ ГАЗОЛАЗЕРНОЙ РЕЗКЕ СТАЛИ

Ермолаев Г.В.

*Новосибирский государственный университет*

Кислородная газолазерная резка (ГЛР) применяется при раскрое листов малоуглеродистых сталей толщиной вплоть до 20-25мм. Использование кислорода, в качестве рабочего газа, позволяет увеличить скорость резки почти в 3 раза, по сравнению с не реагирующими с металлом газами. Характерной особенностью ГЛР является наличие периодических структур (или штрихов) на поверхности реза, что определяет качество

поверхности. Общепринятой модели образования штрихов на данный момент не существует. В работе предлагается физико-математическая модель возникновения штрихов в процессе кислородной газолазерной резки, с учетом влияния химических реакций.

Экспериментальные результаты исследования, процессов образования штриха, при различных параметрах ГЛР содержатся в работе [1]. По зависимостям шага штриха от скорости резки обнаружено скачкообразное уменьшение размера штриха от 200-300 мкм до 100-150 мкм в момент превышения скорости резки некоторого порогового значения. Наиболее распространенной является качественная модель [2], рис. 1. Модель применима только при скоростях резки меньше пороговых. Предполагается, что основным механизмом образования штриха является циклическая реакция окисления железа в кислороде. При этом пороговая скорость резки отождествляется с линейной скоростью окисления железа. Количественного описания явления образования штрихов при кислородной ГЛР металлов в настоящее время в литературе отсутствует, что связано со сложностью описания реакции окисления железа в высокоскоростной струе чистого кислоро-

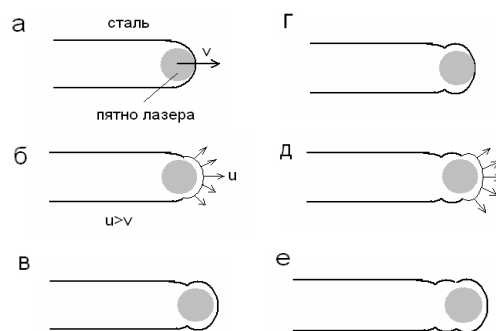


Рис 1. Вид на лазерный рез сверху в различные моменты времени.

- а) Начальный момент, луч лазера касается передней кромки и движется со скоростью резки  $v$ .
- б) Металл нагревается, и начинается интенсивное окисление железа, передняя кромка движется вперед со скоростью  $u > v$ . Происходит отрыв передней кромки реза от луча лазера.
- в) За счет теплопроводности металла температура передней кромки реза падает, реакция прекращается, и движение кромки останавливается.
- г), д), е) Луч лазера догоняет кромку и цикл повторяется

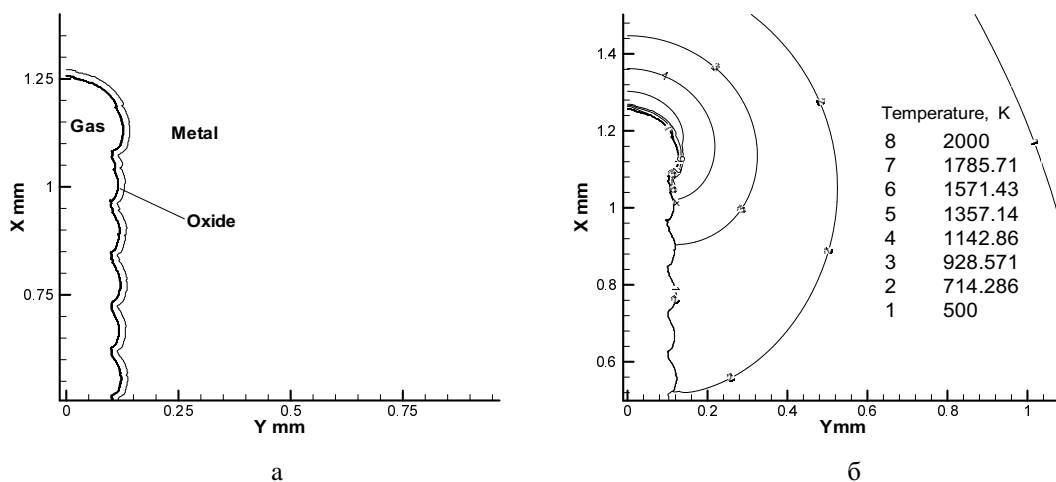


Рис 2. Форма канала лазерного реза (а). Изолинии температуры (б).  
 Параметры расчета: скорость резки 20 мм/сек, линейная мощность излучения 1000 Вт, коэффициент поглощения излучения 0.3, толщина материала 0.2 мм, диаметр лазера 180 мкм

да. Математическая постановка задачи основана на использовании метода фиктивных областей для решения нестационарного уравнения теплопроводности в плоскости пла-

стины с каналом реза без явного выделения границы фазового перехода. Движение границы канала происходит за счет плавления металла и гетерогенной химической реакции окисления железа. Лимитирующей фазой химической реакции является перенос кислорода к поверхности металла из пограничного слоя.

Движение жидкой пленки не рассматривалось, ее толщина в расчетах задавалась и не превышала 15 мкм. Результат расчета формы канала лазерного реза для скорости меньшей скорости окисления представлен на рис. 2.

Проведенное моделирование подтвердило физический механизм образования штрихов при небольших скоростях резки, высказанный в [2], и качественно согласуется с экспериментальными данными [1]

1. Ermolaev G.V., Malov A.N., Malov N.A., Some peculiarities of oxygen-laser cutting of mild steel. Proceedings of XII International Conference on Methods of Aerophysical Research, Novosibirsk, 2004, part 3, page 113-118.
2. William M. Steen, Laser material processing. London: Springer-Verlag, 1991.

УДК 621.373.826

## МЕТОДИКА ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПЛАВЛЕНИЯ, РАЗРУШЕНИЯ И УДАЛЕНИЯ РАСПЛАВА ПРИ ГАЗОЛАЗЕРНОЙ РЕЗКЕ МАТЕРИАЛОВ

Юдин П.В.

*Новосибирский государственный университет, физический факультет*

Газолазерная резка листовых металлов (ГЛР) является одним из основных применений лазера в машиностроении. Суть технологии заключается в следующем. Пучок излучения СО<sub>2</sub> лазера непрерывной генерации фокусируется на лист металла. Расплавляемый металл удаляется интенсивным потоком газа сквозь получающийся разрез. Экспериментальное исследование ГЛР затруднено из-за высоких температур и локальности действия излучения, что исключает возможность использования каких-либо методов визуализации. На настоящий момент отсутствуют достоверные представления о процессах, происходящих внутри реза. В связи с этим необходимость экспериментального исследования на модельных установках не вызывает сомнения.

Для визуализации процессов плавления, разрушения и удаления расплава газовой струей предложено два метода.

**Метод 1.** Лист металла вне зоны разреза заменен стеклом. Внутри зоны разреза металл заменен слоем парафина, который помещается в плоский канал внутри стекла. Процесс ГЛР металла заменяется “резкой” парафина разогретым воздухом, истекающим из движущегося вдоль канала сопла. Регистрация велась цифровой видеокамерой с частотой 25 Гц. Съемка проводилась, как в отраженном свете от импульсной лампы ИШ-5, работающей от блока питания с частотой съемки, так и в проходящем свете полупроводникового лазера. Моменты вспышек определялись кадровыми синхроимпульсами, выделенными из видеосигнала блоком синхронизации.

Изучена зависимость течения пленки расплава парафина от давления и температуры истекающего газа, скорости движения сопла, и других параметров. Рис. 1 иллюстрирует зависимость течения и разрушения пленки расплава от давления [1].

Обнаружено явление образования вихревой газожидкостной структуры в форме гантели (рис. 2), которая возникает на некотором расстоянии от входа струи в щелевой канал. При уменьшении температуры газа, на стенках канала наблюдается намерзание парафина и формируется бороздчатая поверхность, как при лазерной резке металла.

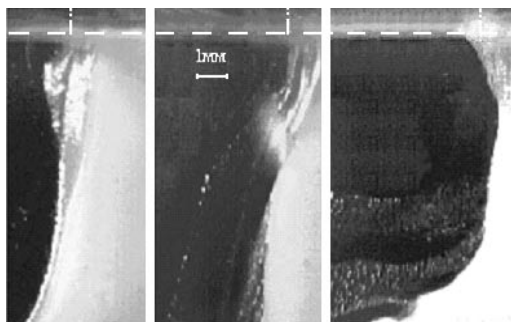


Рис. 1. Кадры киносъемки плавления парафина при различных давлениях. Давление возрастает с лева на право. Горизонтальная линия соответствует верхней границе образца, вертикальная - оси сопла (которое движется с лева на право). Освещение - ИШ5, светлая область - твердый парафин, темная область - газ

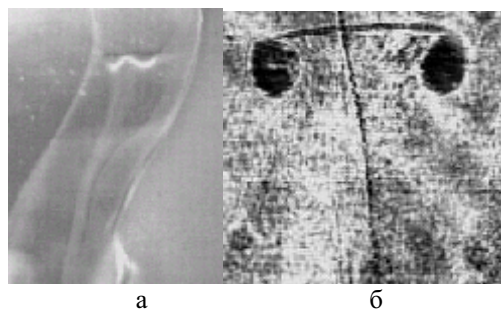


Рис. 2. Газожидкостная структура: а - при комнатном освещении; б - в проходящем монохроматическом свете с экспозицией  $2 \cdot 10^{-6}$  сек

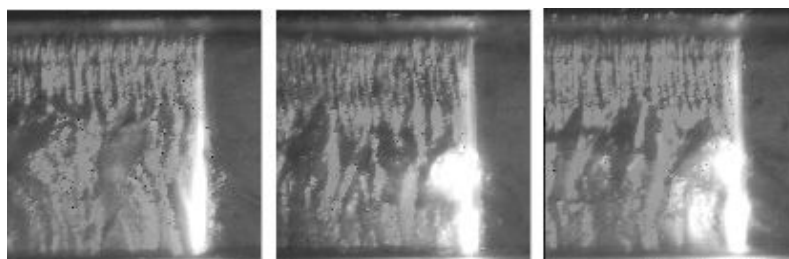


Рис. 3. Кадры киносъемки лазерной резки сплава Розе. Мощность излучения 300 Вт, давление 1 Мпа, скорость резки 1м/мин, заглубление 0.6 мм. Освещение - ИШ5. Яркая область соответствует собственному свечению разогретого материала

**Метод 2.** В качестве материала выбран сплав Розе (температура плавления 96 °С). Источник тепла - излучение лазера пониженной мощности. В отличие от первого метода только одна из стенок канала выполнена из прозрачного материала (кварц). Вторая формируется в толще сплава Розе после прохождения луча.

В экспериментах варьировалось положение луча относительно границы стекло/металл (заглубление), мощность излучения, давление газа.

На рис. 3 приведены кадры киносъемки лазерной резки сплава Розе.

В результате проведенных исследований подтверждена гипотеза о том, что пленка расплава разрушается газовым потоком внутри узкого канала. Показано, что бороздчатая структура формируется без участия лазерного излучения, что доказывает ее гидродинамическую природу. Замечено, что фронт реза слабо отклоняется от вертикали, в то время как бороздки могут быть значительно отклонены.

Анализ критериев подобия показал, что многие из зарегистрированных явлений имеют место при резке металла

1. Ковалев О.Б., Оришич А.М., Фомин В.М., Юдин П.В., Малов А.Н., Ермолаев Г.В. Моделирование фронта плавления и разрушения пленки расплава при газолазерной резке металлов// Прикладная Механика и техническая физика. 2004. Т. 45, №1. С. 162-172.

## **ПРИМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В МЕДИЦИНЕ**

**Председатель подсекции  
проф. д.ф.-м.н. Пирогов Юрий Андреевич**

УДК. 535. 37; 532: 541.64

### **СПЕКТРЫ И ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА, СОДЕРЖАЩИХ ИОНЫ СВИНЦА; И ХЕЛАТА ЕВРОПИЯ**

Сокол Н.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Сывороточный альбумин является важнейшим белком плазмы крови. Этилендиаминтетраацетат, входящий в состав хелата европия широко применяется в современной промышленности и медицине. В связи с этим интересным и актуальным направлением является исследование взаимодействия ионов хелата европия с молекулами альбумина.

В работе исследовались флуоресцентные спектры и параметры поляризованной флуоресценции растворов бычьего сывороточного альбумина (БСА) при добавлении различных флуоресцентных зондов (TNS, DSY), растворов белка с зондом и солью токсичного тяжелого металла (ацетат свинца), а также растворов белка с хелатом европия, молекулы которого флуоресцируют в видимой части спектра. Зонд, прикрепляясь к поверхности белка, смещает спектр люминесценции в видимую область. Полная интенсивность свечения исследуемых растворов определяется количеством связанного и свободного флуоресцирующего зонда, а также концентрацией тяжелых ионов, способных закрывать вакантные места для зонда. Полученные экспериментальные данные позволили произвести оценку динамических характеристик молекул исследуемых растворов. Оказалось, что при взаимодействии молекул красителя с молекулами альбумина значительно возрастает интенсивность свечения зонда, присоединенного к поверхности белка. Анализ флуоресцентных спектров показал также возрастание интенсивности свечения в растворах альбумина с различными зондами при добавлении ионов тяжелого металла свинца. Исследования поляризованной флуоресценции растворов альбумина, содержащих ацетат свинца и хелат европия позволили обнаружить увеличение степени поляризации, и соответственно времени вращательной корреляции молекул белка при увеличении концентрации тяжелых ионов. Максимальные значения перечисленных параметров наблюдаются в области рН 6. Наблюдаемые явления связаны с ростом эффективной массы частиц в белковых растворах. Указанный рост эффективной массы вызван, по всей вероятности, кластеризацией молекул альбумина, на поверхности которых адсорбированы ионы свинца.

УДК 535.373: 577.352

**ФОСФОРЕСЦЕНТНЫЕ ЗОНДЫ В ИССЛЕДОВАНИИ ДЕНАТУРАЦИИ  
СЫВОРОТОЧНЫХ АЛЬБУМИНОВ ПЛАЗМЫ КРОВИ ЧЕЛОВЕКА**

Мельников А.Г.

*Саратовский государственный университет,  
факультет физики нелинейных процессов*

Целью данной работы являлась разработка люминесцентной методики контроля воздействия поверхностно-активных веществ (додецилсульфата натрия) на альбумины плазмы крови человека. Необходимость введения в плазму крови люминесцентных зондов обусловлена тем, что белки содержат ограниченное число хромофорных групп, способных люминесцировать с достаточной интенсивностью. Введение люминесцентных зондов позволяет использовать высокочувствительный люминесцентный метод контроля за изменениями структуры белка.

Установлено, что максимум спектра поглощения эозина претерпевает длинноволновое смещение при переходе от воды к плазме крови. Это свидетельствует об изменении свойств микроокружения молекул эозина вследствие перехода эозина из более полярной — водной среды в менее полярную — глобулу белка. Максимумы спектров флуоресценции и поглощения эозина в плазме и в буфере pH 7,4 сывороточного альбумина человека совпали. Следовательно, молекулы эозина в плазме крови также как и в буфере сывороточного альбумина человека связаны с белками. Это подтверждается также увеличением времени жизни триплетных состояний эозина в плазме крови ( $\tau=2,4$  мс) по сравнению с водными растворами ( $\tau=0,77$  мс).

При добавлении в плазму крови додецилсульфата натрия (ДДС) наблюдалось уменьшение интенсивности фосфоресценции эозина и времени жизни его триплетных состояний. Проведенный сравнительный анализ изменений оптической плотности в спектрах поглощения и интенсивности флуоресценции эозина, а также интенсивности фосфоресценции и времени жизни триплетных состояний эозина в плазме крови и буфере сывороточного альбумина человека под действием ДДС, позволил установить наличие изменений конформационного состояния альбумина плазмы крови человека.

Работа выполнена при финансовой поддержке американского фонда гражданских исследований и развития (грант N REC-006)

УДК 538.958; 577.3

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПРИ  
ИССЛЕДОВАНИИ ДЕНАТУРАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА  
ЧЕЛОВЕКА В ПРИСУТСТВИИ ДСН**

Буравцов Д.Е., Власова И.М.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В медицинских аналитических исследованиях электрофорез в полиакриламидном геле с додецилсульфатом натрия (ДСН) является часто используемой процедурой

для оценки молекулярного веса белков. В данной работе представлены результаты исследований методами лазерной спектроскопии денатурации сывороточного альбумина человека под воздействием ДСН при различных значениях рН буферных растворов.

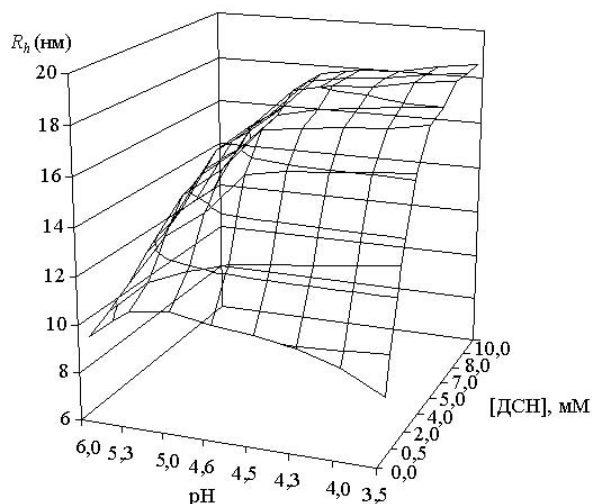


Рис.1. Зависимость гидродинамического радиуса  $R_h$  молекул сывороточного альбумина от концентрации ДСН и рН раствора.

мест на белке. Большее увеличение гидродинамического радиуса молекул альбумина происходит при меньших значениях рН буферного раствора. ДСН, как отрицательно заряженный детергент, лучше связывается с белком при значениях рН раствора, меньших величины изоэлектрической точки альбумина (рI 4,7), то есть в той области рН, в которой белок заряжен положительно. Однако, когда поверхностный заряд альбумина и заряд полярных головок ДСН одного знака, наблюдается некоторое связывание мицелл детергента и белка, но оно значительно слабее, чем при рН 3,5÷4,7. Слабое связывание мицелл ДСН с альбумином при одинаковых отрицательных знаках заряда на них объясняется тем, что хотя белок заряжен в целом отрицательно, но какие-то участки белка всё равно имеют положительный заряд, именно с ними и происходит связывание ДСН. Следовательно, большая денатурация белка в присутствии ДСН имеет место при значениях рН буферного раствора, меньших рI альбумина.

С помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния света исследован аминокислотный механизм денатурации сывороточного альбумина человека в присутствии ДСН в зависимости от рН (3,0÷4,5) буферных растворов. Показано, что при значениях рН 3,0÷4,5 буферных растворов при денатурации альбумина в присутствии ДСН рвутся следующие химические связи между аминокислотными остатками: 1) нейтральных аминокислот (аланина, валина, лейцина, изолейцина, треонина) с амидными группами аспарагина и глутамина  $-\text{CH}_2-\text{NH}-\text{CO}-\text{CH}_2-$  ( $2724 \text{ см}^{-1}$ ); 2) изолейцина с амидными группами аспарагина и глутамина  $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{NH}_2^+-\text{CO}-$  ( $2593 \text{ см}^{-1}$ ); 3) ароматических аминокислот (фенилаланина, тирозина, триптофана) с  $\text{COO}^-$  группой аспарагиновой и глутаминовой кислот  $-\text{HC}=\text{C}-\text{O}-\text{CO}-\text{CH}_2-$  ( $1807 \text{ см}^{-1}$ ); 4) серина и цистеина  $-\text{CH}_2-\text{O}-\text{S}-\text{CH}_2-$  ( $960 \text{ см}^{-1}$ ); 5) треонина и цистеина  $-\text{HCCH}_3-\text{O}-\text{S}-\text{CH}_2-$  ( $856 \text{ см}^{-1}$ ); 6) исчезают дисульфидные связи между остатками цистеина  $-\text{CH}_2-\text{S}-\text{S}-\text{CH}_2-$  ( $539 \text{ см}^{-1}$ ). А также при всех значениях рН исчезает полоса Амид I  $\alpha$ -спирали ( $1651 \text{ см}^{-1}$ ) и исчезает полоса Амид III  $\alpha$ -спирали ( $1279 \text{ см}^{-1}$ ).

При значениях рН 3,0÷4,0 буферных растворов при денатурации альбумина в присутствии ДСН также рвутся следующие химические связи между аминокислотными остатками: 1) нейтральных алифатических аминокислот (аланина, валина, лейцина,

С помощью метода лазерной корреляционной спектроскопии получена зависимость гидродинамического радиуса молекул сывороточного альбумина от концентрации детергента и величины рН буферного раствора (рис. 1). Видно, что при всех значениях рН растворов происходит увеличение размера белка (т.е. его денатурация) при увеличении концентрации ДСН до значения 7 мМ, после которого, несмотря на дальнейшее добавление анионного сурфактанта, размер денатурированного белка остаётся неизменной величиной. Следовательно, при достижении данной концентрации ДСН происходит насыщение «посадочных» для мицелл детергента



изолейцина, треонина) с серином  $-\text{CH}_2\text{-O-CH}_2\text{-CH-}$  ( $1142\text{ см}^{-1}$ ); 2) глутаминовой кислоты и цистеина  $-\text{CH}_2\text{-CH}_2\text{-OC-O-S-CH}_2-$  ( $1096\text{ см}^{-1}$ ); 3) цистеина и нейтральных алифатических аминокислот (аланина, валина, лейцина, изолейцина, треонина)  $-\text{CH}_2\text{-S-CH}_2-$  ( $778\text{ см}^{-1}$ ).

Показано, что при значениях pH  $3,0\div 3,5$  буферных растворов при денатурации альбумина в присутствии ДСН также разрываются (помимо упомянутых выше) химические связи между аминокислотными остатками: 1) серина и амидных групп аспарагина и глутамин  $-\text{CH}_2\text{-O-NH-CO-CH}_2-$  ( $2697\text{ см}^{-1}$ ); 2) валина, лейцина с аспарагином и глутамином ( $-\text{CH}_3\text{CH-CH}_2\text{-NH}_2^+\text{-CO-}$ ) ( $2405\text{ см}^{-1}$ ). При pH 3,0 буферного раствора при денатурации альбумина в присутствии ДСН также разрываются следующие химические связи между аминокислотными остатками: серина и изолейцина  $-\text{CH}_2\text{-O-CH}_2\text{-CH}_2-$  ( $1213\text{ см}^{-1}$ ).

Добавление ДСН при pH 3,0 буферного раствора приводит к разрыву 12 типов химических связей между аминокислотными остатками, при pH 3,5 разрывается 11 типов связей; при pH 4,0 – 9 типов связей; при pH 4,5 – 6 типов связей. При увеличении значения pH буферных растворов количество разорвавшихся химических связей между аминокислотными остатками уменьшается, а значит, уменьшается и степень денатурации молекул альбумина в присутствии ДСН. Денатурация белка в присутствии ДСН происходит тем интенсивнее, чем меньше изоэлектрической точки белка значение pH буферного раствора.

УДК 538.958; 577.3

## ИССЛЕДОВАНИЕ CSCL – ИНДУЦИРОВАННОЙ АГРЕГАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Власова И.М., Микрин В.Е.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Агрегация сывроточного альбумина человека в присутствии соли тяжелого металла (CsCl) ранее была исследована нами методом динамического светорассеяния [1,2]. В данной работе представлены результаты исследований аминокислотного механизма агрегации сывроточного альбумина в присутствии хлорида цезия CsCl при различных значениях pH буферных растворов ( $3,0\div 8,0$ ) методом спектроскопии комбинационного рассеяния света.

При добавлении CsCl (100-700 мМ) в буферный раствор альбумина (pH 5,0) появляются пики рамановского смещения: 1) соответствующие дисульфидным -S-S- связям между остатками цистеина ( $720\text{ см}^{-1}$ ); 2) определяемые -O-S- связями между остатками серина и цистеина ( $966\text{ см}^{-1}$ ); 3) относящиеся к связям -O-S- между глутаминовой кислотой и цистеином ( $1070\text{ см}^{-1}$ ); 4) относящиеся к хлорированию ( $\text{Cl-CH}_2-$ ) нейтральных аминокислот с алифатическими боковыми цепями, таких как аланин, валин, лейцин, изолейцин, треонин ( $1088\text{ см}^{-1}$ ); 5) определяемые связью ( $-\text{CH}_2\text{-CH}_2\text{-O-CN}_2\text{-CH}_2-$ ) изолейцина с аспарагином и глутамином ( $1322\text{ см}^{-1}$ ); 6) относящиеся к -S-N- связи между цистеином и амидной группой аспарагина, глутамин ( $1420\text{ см}^{-1}$ ); 7) связанные с хлорированием  $\text{ClNH}_3^+\text{-CH}_2-$  положительно лизина ( $1503\text{ см}^{-1}$ ); 8) вызванные связыванием отрицательно заряженных аспарагиновой и глутаминовой кислот с ароматическими кольцами фенилаланина, тирозина, триптофана ( $1708\text{ см}^{-1}$ ); 9) вызванные воз-

возможностью дополнительной связи в амидных группах аспарагина и глутамина, что обеспечивает связывание данных амидных групп с валином, лейцином в виде  $-\text{OC}-\text{NH}_2^+-\text{CH}_2-\text{CHCH}_3-$  ( $2468 \text{ см}^{-1}$ ,  $2542 \text{ см}^{-1}$ ); 10) возникающие пики, вызванные возможностью дополнительной связи в амидных группах аспарагина и глутамина, что обеспечивает связывание данных амидных групп с изолейцином в виде  $-\text{OC}-\text{NH}_2^+-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$  ( $2594 \text{ см}^{-1}$ ); 11) объясняемые связью изолейцина с серином через кислород  $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{O}-\text{CH}_2-$  ( $2792 \text{ см}^{-1}$ ); 12) обусловленные связыванием  $\text{Cs}^+$  с глутамином, аспарагином ( $\text{Cs}-\text{NH}-\text{CO}-$ ) ( $579 \text{ см}^{-1}$ ); 13) вызванные связыванием  $\text{Cs}^+$  с аспарагиновой и глутаминовой кислотами ( $\text{Cs}-\text{O}-\text{OC}-$ ) ( $352 \text{ см}^{-1}$ ).

При добавлении  $\text{CsCl}$  (100-700 мМ) в буферный раствор альбумина (рН 5,0) пропадают пики рамановского смещения: 1) соответствующие отрыву водорода в  $-\text{S}-\text{H}$  группе цистеина ( $636 \text{ см}^{-1}$ ,  $906 \text{ см}^{-1}$ ); 2) соответствующие отрыву водорода ( $-\text{CH}_2-\text{O}-\text{H}$ ) в боковой цепи серина ( $1043 \text{ см}^{-1}$ ); 3) соответствующие свободной  $\text{NH}_3^+$  группе лизина ( $1448 \text{ см}^{-1}$ ); 4) соответствующие отрыву водорода в амидной группе глутамина и аспарагина ( $1566 \text{ см}^{-1}$ ); 5) связанные с отрывом водорода в ароматических кольцах фенилаланина, тирозина, триптофана ( $1631 \text{ см}^{-1}$ ); 6) объясняемые разрывом  $\text{C}=\text{O}$  связи в аспарагине и глутамине ( $1825 \text{ см}^{-1}$ ); 7) связанные с отрывом терминального водорода в боковых цепях аланина, валина, лейцина, треонина ( $-\text{CH}_2-\text{H}$ ) ( $2863 \text{ см}^{-1}$ ); 8) связанные с отрывом терминального водорода в боковой цепи изолейцина ( $2940 \text{ см}^{-1}$ ).

При рН буферных растворов, меньших рI, в агрегации не задействованы связи с участием отрицательно заряженных аспарагиновой и глутаминовой кислот, а также не участвуют ароматические аминокислоты. При рН, больших рI, в агрегации не задействованы химические связи с участием положительно заряженного лизина. При рН 5,0 (близком рI) зарегистрировано 13 типов появившихся при добавлении  $\text{CsCl}$  химических связей между аминокислотными остатками. Добавление  $\text{CsCl}$  при значениях рН, меньших изоэлектрического значения, приводит к возникновению меньшего количества химических связей по сравнению с рН 5,0: при рН 4,0 – 9 типов связей; при рН 3,0 – 8 типов связей. Добавление  $\text{CsCl}$  при значениях рН, больших рI, также приводит к возникновению меньшего количества химических связей по сравнению с рН 5,0: при рН 6,0 – 9 типов; при рН 7,0 и рН 7,4 – 8 типов; при рН 8,0 – 5 типов. При рН 5,0 происходит разрыв 8 типов химических связей между аминокислотными радикалами. При значениях рН раствора, меньших рI альбумина, рвётся 6 типов связей. При значениях рН раствора, больших изоэлектрического значения, происходит разрыв 6 типов связей при рН 6,0; 5 типов при рН 7,0 и рН 7,4; 4 типов связей при рН 8,0. Наибольшее количество химических связей разных типов имеет место вблизи изоэлектрической точки альбумина, т.е. при рН 5,0 буферного раствора белка.

Таким образом, методом спектроскопии комбинационного рассеяния света исследован аминокислотный механизм агрегации альбумина в присутствии соли тяжёлого металла ( $\text{CsCl}$ ). Показано, что наибольшая агрегация альбумина имеет место вблизи его изоэлектрической точки (при рН 5,0), а при удалении от изоэлектрической точки (как в сторону возрастания значения рН, так и в сторону убывания рН) степень агрегации молекул альбумина уменьшается.

1. Баранов А.Н., Власова И.М., Салецкий А.М. Исследование процессов агрегации сывороточного альбумина. // ЖПС, 2004, т. 71, № 2, с. 204-207.
2. Власова И.М., Потапов А.В. Применение методов корреляционной спектроскопии для определения размеров и формы молекул сывороточного альбумина. // В сборнике трудов III Международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-2003", Санкт-Петербург: СПбГУ ИТМО, 2003, с. 292-293.

УДК 535.36

## УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТА, РАССЕЯННОГО СЛОЯМИ КРОВИ РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Федосеева М.С., Кириллин М.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Для разработки новых методов лазерной биомедицинской диагностики необходимо подробное изучение особенностей процесса распространения света в биологических тканях, включая кровь. Экспериментальные исследования прохождения лазерного пучка через слой крови осложнены трудностями поддержания постоянства структурно-динамических параметров цельной крови [1]. В связи с этим все большую роль приобретает компьютерное моделирование этого процесса, в частности, с использованием метода статистического Монте-Карло [2]. Этот метод основан на многократном повторении расчета траектории фотона в рассеивающей и поглощающей среде и последующем обобщении и статистическом усреднении полученных данных.

Целью настоящей работы является сравнительный анализ индикатрис рассеяния света ближнего ИК диапазона для слоев крови различной толщины.

Образец крови моделируется плоским слоем суспензии неагрегирующих эритроцитов, характеризуемым следующими оптическими параметрами: коэффициентом рассеяния  $\mu_s$ , коэффициентом поглощения  $\mu_a$ , показателем преломления  $n$ , фактором анизотропии  $g$ , фазовой функцией рассеяния единичного эритроцита  $P(s, s')$ , объемной концентрацией клеток (гематокритом)  $Hct$  и толщиной слоя  $d$ . Значения параметров  $\mu_s$ ,  $\mu_a$ ,  $g$ ,  $n$  рассчитаны на основе экспериментальных данных [1, 3, 4],  $P(s, s')$ ,  $\lambda$ ,  $Hct$  – задаются. Варьируемым параметром является толщина слоя (см. таблицу 1).

Табл. 1

Длина волны $\lambda$ (нм)	$\mu_s$ (мм <sup>-1</sup> )	$\mu_a$ (мм <sup>-1</sup> )	$g$	$n$	$Hct$ (%)	$d$ (мкм)
820	57.3	0.82	0.97 7	1.35	35	50 - 1000

При каждом акте рассеяния фотона вероятность его отклонения на определенный угол определяется фазовой функцией рассеяния частицы  $P(s, s')$ . В нашей работе частицы (эритроциты) считаются сферически-симметричными, т.к. при прохождении фотона сквозь суспензию частиц он сталкивается с частицами под разными углами к их оси симметрии. Поэтому мы можем применять усредненную фазовую функцию рассеяния. В качестве аппроксимации фазовой функции была выбрана эмпирическая функция Хеньи-Гринштейна [1-2]. Расчеты производились в предположении, что поперечные размеры слоя крови значительно превосходят его толщину. Для получения статистически значимых результатов при каждой толщине слоя проводился расчет траекторий 10 млн фотонов. Примеры рассчитанных индикатрис рассеяния представлены на рис. 1.

В полученных индикатрисах, можно видеть ярко выраженный минимум кривых в районе 90°, объясняемый большой протяженностью слоя в поперечном направлении и малой вероятностью выхода фотона в направлении, параллельном границе слоя. В передней полуплоскости в связи с большей хаотизацией траектории в более толстых слоях количество рассеянных фотонов на малые углы уменьшается, тогда как на большие углы – увеличивается. Поэтому с увеличением толщины слоя увеличивается количест-

во фотонов, рассеянных на большие углы. В задней полуплоскости, в отличие от передней, с ростом  $d$  наблюдается увеличение интенсивности света, рассеянного под разными углами, вплоть до предельного значения  $d^*$ , существование которого обусловлено многократным рассеянием. Для слоев толщиной  $d > d^*$  интенсивность света, рассеянного в заднюю полуплоскость, не зависит от толщины слоя. Конкретное значение  $d^*$  зависит от параметров модели. Для параметров, представленных в таблице,  $d^* \approx 1$  мм.

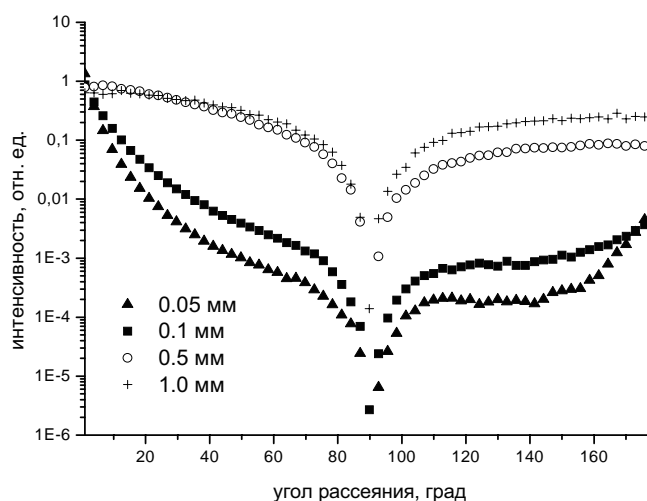


Рис. 1. Индикатрисы рассеяния для слоев крови различной толщины

Полученные в настоящей работе результаты моделирования важны для правильной интерпретации данных, получаемых в экспериментах по светорассеянию, проводящихся с пробами цельной крови и с образцами кровенаполненных тканей.

1. Лопатин В.Н., Приезжев А.В. и др. Методы светорассеяния в анализе дисперсных биологических сред. М.: Физматлит, 2004, 384 с.
2. Кириллин М.Ю., Приезжев А.В. Квантовая электроника, **32**, 883-887 (2002)
3. Roggan A., Friebel M., Dorschel K., Hahn A., and Muller G. J. Biomed. Optics, **4**, 36-46 (1999)
4. Yaroslavsky A.N., Yaroslavsky I.V., Goldbach T., Schwarzmaier H.-J. J. Biomed. Optics, **4**, 47-53 (1999)

УДК 577.32

## МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ДИНАМИКА МОЛЕКУЛ КОЛЛАГЕНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

\*\*)Бойко А.В., Перфильева И.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В настоящее время одной из наиболее актуальных проблем медицинской биофизики является изучение белков, и их водных растворов, которые играют чрезвычайно важную роль в живых организмах.

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Одним из самых распространенных белков, входящих в состав организма человека, является коллаген. Он входит в состав таких тканей, как кожа, кости, сухожилия (коллаген I-го типа), в состав хрящевой ткани (коллаген II-го типа), образует стенки кровеносных сосудов (коллаген III-го типа), а также образует соединительные мембраны (коллаген IV-го типа).

Оптические свойства и молекулярная подвижность коллагена могут быть исследованы методами статического и динамического рассеяния света.

В данной работе было проведено два вида экспериментов. Была определена изоэлектрическая точка коллагена, а также измерены его масса и коэффициент межмолекулярного взаимодействия при изменении  $pH$  раствора. Изменение  $pH$  среды осуществлялось при помощи добавления в воду кислоты или основания.

Динамические параметры макромолекул могут быть изучены с помощью метода фотонно-корреляционной спектроскопии.

По результатам экспериментов, проведенных с помощью фотонно-корреляционного спектрометра для коллагена, было обнаружено, что коэффициент трансляционной диффузии имеет максимум вблизи изоэлектрической точки ( $pH - 5.6$ ).

УДК 535.36

## АНАЛИЗ ФОРМИРОВАНИЯ И ИНФОРМАТИВНОСТИ СИГНАЛА ОПТИЧЕСКОГО КОГЕРЕНТНОГО ТОМОГРАФА ОТ МОДЕЛЬНЫХ БИОТКАНЕЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

Кириллин М.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Оптическая когерентная томография (ОКТ) – один из современных оптических методов визуализации, применяемых в биомедицине – основана на принципе низкокогерентной интерферометрии [1].

Целью данной работы является оценка вклада в сигнал ОКТ фотонов различных фракций, различающихся порядками рассеяния и пробегами фотонов. В работе рассмотрены две классификации рассеянных назад фотонов. Первая из них относится к локализации рассеивающих назад оптических неоднородностей среды [2]. Фотон называется многократно рассеянным, если разность между оптической длиной его пробега в среде и удвоенной максимальной глубиной его проникновения превышает длину когерентности используемого источника света. В этом случае фотон несет искаженную информацию о глубине локализации рассеявшей его оптической неоднородности. В соответствии со второй классификацией, опирающейся на диффузионную теорию, фотон называется диффузным, если число испытанных им актов рассеяния превышает критическое отношение транспортной длины в среде к средней длине свободного пробега [3]. Диффузные фотоны «забывают» свое изначальное направление движения и не несут полезной информации о распределении оптических неоднородностей среды.

Экспериментально определить кратность рассеяния фотона невозможно. Поэтому необходимо использовать численные методы анализа. Монте-Карло моделирование является удобным инструментом для решения этой задачи. Мы провели моделирование сигналов ОКТ методом Монте-Карло, основываясь на распределении фотонов по длинам пробега в исследуемой среде.

В качестве модельных объектов исследования мы выбрали интралипид с концентрацией 2% и суспензию неагрегирующих эритроцитов с объемной концентрацией, равной 35% как компоненты оптического фантома кожи. Образцы представляли собой плоские слои толщиной 1 мм, состоящие либо целиком из интралипида, либо целиком из суспензии эритроцитов, либо из одного или двух слоев суспензии эритроцитов, погруженных в интралипид. В последнем случае толщины и глубины залегания слоев соответствовали толщинам и глубинам залегания капилляров в коже человека.

Полученные модельные сигналы ОКТ от слоев интралипида и суспензии эритроцитов представлены на рис. 1. Из этих рисунков можно видеть, что для интралипида многократная и диффузная компоненты дают преобладающий вклад в сигнал ОКТ на глубинах, больших 0.3 и 0.4 мм соответственно. Для суспензии эритроцитов эти величины составляют 0.2 и 0.3 мм соответственно. Мы также показали, что в случае погружения в интралипид слоев суспензии эритроцитов сигналы от границ слоев, глубины которых не превосходят 0.4 мм, четко различимы. На больших глубинах эти сигналы не видны из-за преобладания многократного и диффузного рассеяния. Стоит отметить, что на рис.1 в случае интралипида различима граница слоя (пик на оптической глубине 1.35 мм), что объясняется большей разницей показателей преломления на разделе сред интралипид-воздух по сравнению с этой разницей на разделе интралипид-суспензия эритроцитов.

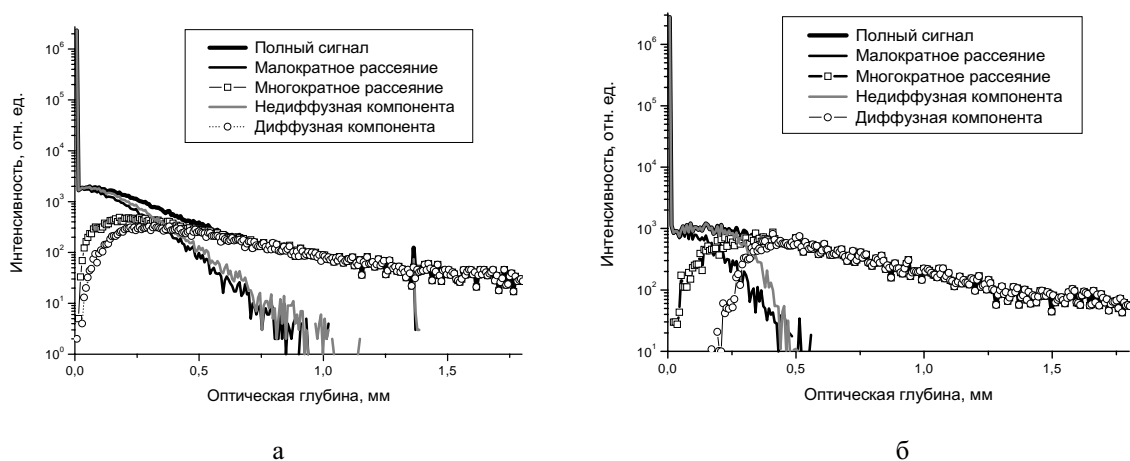


Рис.1. Модельные сигналы ОКТ от слоя интралипида (а) и суспензии эритроцитов (б) и вклады различных компонент

Наши исследования позволяют заключить, что при решении задач детектирования внутренних объектов в среде оптимально использовать классификацию диффузных-недиффузных фотонов, в то время как более строгую классификацию много- и малократно рассеянных фотонов оптимально использовать при решении задач локализации этих объектов.

1. Handbook of Optical Coherence Tomography, Bouma V.E., Tearney G.J., eds. (New York, Marcel Dekker, 2002).
2. Wang R.K. Signal degradation by multiple scattering in optical coherence tomography of dense tissue: a Monte Carlo study towards optical clearing of biotissues, Phys. Med. Biol. 47, 2281-2299 (2002).
3. Кириллин М.Ю., Приезжев А.В., Монте-Карло моделирование распространения лазерного пучка в плоском слое суспензии эритроцитов. Сравнение вкладов различных кратностей рассеяния в угловое распределение света, Квантовая электроника 10, 883-887 (2002).

УДК 577

АНТИОКСИДАНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ И АКТИВНЫЕ ФОРМЫ АЗОТА  
В ТКАНИ СЕРДЕЧНОЙ МЫШЦЫ

\*\*)Гудков Л.Л., Губкин А.А., Шумаев К.Б.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Метаболизм активных форм кислорода и азота является важной составляющей многих нормальных и патологических процессов в организме человека. В настоящее время является доказанным участие этих активных соединений в развитии связанных с окислительным стрессом патологий, в том числе атеросклероза, ишемической болезни сердца, нейродегенеративных заболеваний, катаракты, рака и диабета. С другой стороны, активные формы кислорода и азота, влияя на редокс-статус клетки, регулируют большое число физиологических процессов, а также являются эффекторами иммунной системы. От процессов свободно радикального окисления может зависеть выживание или гибель клеток по пути апоптоза или некроза в ходе ишемии/реперфузии. Активные формы азота как сигнальные молекулы также участвуют в регуляции программируемой гибели клеток. Проксидантные активные формы азота (пероксинитрит, нитроксильный анион) могут способствовать некрозу ткани. В тоже время известно, что сам оксид азота и нитрозильный катион обладают антиоксидантными свойствами. Так, S-нитрозоглутатион (GSNO) в отличие от нитроксильного аниона обладает кардиопротекторным действием при окислительном стрессе в сердечной мышце. Динитрозильные комплексы железа с глутатионом (ДНКЖ) как и GSNO содержат нитрозильный катион (NO<sup>+</sup>) и обладают антиоксидантными свойствами. Эти производные NO, по-видимому, являются одними из основных форм депонирования и транспорта оксида азота в организме. В настоящее время активно изучается роль ДНКЖ как сигнальных молекул. В связи с этим мы изучали антиоксидантное действие ДНКЖ и GSNO в условиях моделирующего окислительный стресс в миокарде.

Обнаружено, что в условиях ферментативной (в системе ксантиноксигеназы) и неферментативной (в присутствии супероксида калия) генерации O<sub>2</sub><sup>-</sup> наблюдалась быстрая деструкция ДНКЖ. Ингибирование образования в этих условиях аддукта супероксида со спиновой ловушкой DEPMPO указывает на то, что ДНКЖ эффективно перехватывает супероксидный радикал. Следует отметить, что GSNO также ингибировал образование спин аддукта O<sub>2</sub><sup>-</sup> и DEPMPO. Быстрая деструкция ДНКЖ наблюдалась и в системе содержащей метмиоглобин и гидропероксид трет-бутила. В этой модели образуются как алкоксильные и пероксильные радикалы трет-бутила так и являющийся мощным окислителем феррилмиоглобин. Показано, что ДНКЖ с высокой эффективностью восстанавливает феррилмиоглобин. Эффективное восстановление феррилгема под действием ДНКЖ и оксида азота может играть чрезвычайно важную роль в защите от окислительного стресса, особенно в тканях с таким высоким содержанием гемопротеидов, как в сердечной мышце. Действительно нами показано, что при индуцированном гидропероксидом трет-бутила свободнорадикальном окислении гомогената ткани сердечной мышцы крыс GSNO ингибирует образование малонового диальдегида являющегося вторичным продуктом перекисного окисле-

\*\*) Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

ния липидов. При этом GSNO практически полностью предотвращает окислительную деструкцию такого важного антиоксиданта как коэнзим Q (убихинон). Таким образом, нами подтверждено то, что содержащие NO<sup>+</sup> активные формы азота могут быть протекторами в условиях генерации интермедиатов свободно-радикальных реакций, происходящих в ходе ишемии/реперфузии миокарда.

## ВОЗМОЖНОСТИ ТЕСТИРОВАНИЯ ПОЧЕЧНОЙ НЕДОСТАТОЧНОСТИ С ПОМОЩЬЮ АНАЛИЗА ПРОДУКТОВ ДЫХАНИЯ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ

Ильченко В.В., Квасница М.В., Кравченко О.И.

*Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Украина*

Нормальный человеческий выдох содержит около 400 летучих органических и неорганических компонентов, которые проникают в выдыхаемый воздух путем пассивной диффузии через альвеолярную мембрану. Болезни и токсины вызывают изменения концентрации и потока эндогенных метаболитов. Биохимические изменения являются специфичными для определенной токсикации или заболевания. Таким образом, состав крови и выдыхаемого воздуха можно считать коррелированными [1]. Для определения изменений в составе выдыхаемого воздуха, которые происходят при заболевании почечной недостаточностью, нами были проведены масс-спектрометрические исследования продуктов дыхания с последующим статистическим анализом.

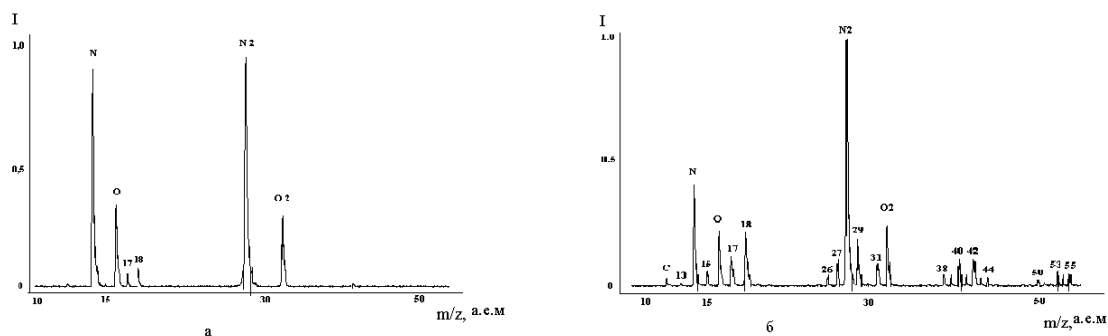


Рис. 1. Типичный масс-спектр продуктов выдоха условно здорового человека (а), типичный масс-спектр продуктов выдоха человека, больного почечной недостаточностью до процедуры диализа (б)

Продукты дыхания пациентов, собранные до и после процедуры диализа, и продукты дыхания контрольной группы (условно здоровых людей) анализировались на магнитном масс-спектрометре МИ1201 в диапазоне масс 10-60 а.е.м. Как видно на спектрах, основным качественным отличием являются новые компоненты в диапазоне масс от 38-60 а.е.м. Согласно литературным данным [1] при данной патологии в выдохе могут наблюдаться диметиламин и триметиламин.

Большой набор спектральных данных иллюстрирует много эффектов, в том числе и нормальные физиологические отличия. Поэтому идентифицировать значимые изменения не просто. Для классификации масс-спектров без идентификации составляющих выдох веществ можно прибегнуть к статистической обработке данных [2]. Масс-спектр можно представить как точку в спектральном пространстве, то есть



$(v_1, \dots, v_r)$ , где  $v_i$  относительные интенсивности  $i$ -того пика, которые являются функциями концентраций всех присутствующих в образце дыхания молекул. Точки, отвечающие спектрам здоровой группы, образуют в этом пространстве кластер,

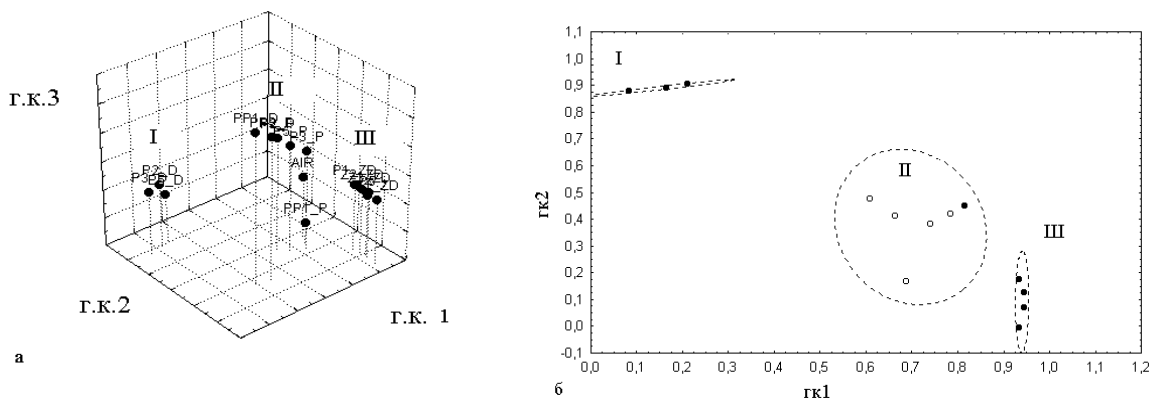


Рис. 2. Пространство главных компонент (три главных компоненты (г.к.1, г.к.2, г.к.3) – а, две главных компоненты – б) иллюстрирует разделение данных, отвечающих масс-спектрам продуктов дыхания I-больных до процедуры диализа, II-после процедуры, III –контрольной группы

отличный от кластера точек, соответствующих выдохам больных. Возможно также перекрытие кластеров в направлении осей, которые отвечают некоторым неизменным составляющим выдоха, на которые данная патология не влияет. Проблема состоит в том, что данное спектральное пространство имеет много измерений, а потому прямой графический анализ невозможен. Для обеспечения анализа можно использовать статистические методы обработки многомерных данных, такие как анализ главных компонент, при котором данные проецируются на оси, соответствующие наибольшей дисперсии. Анализ главных компонент является преобразованием спектрального пространства в пространство меньшей размерности с малой или без потери информативности, обеспечивает графическое представление многомерных данных и начальную классификацию объектов. Главные компоненты – ортогональные линейные комбинации начальных переменных. Целью анализа было выделить оси проектирования, образованные наиболее дискриминирующими компонентами, то есть теми, которые и вносят основной вклад в различие масс-спектров продуктов дыхания больных и здоровых.

Результаты проведенной математической обработки полученных экспериментально масс-спектров приведены на Рис. 2 (а, б). Диаграммы иллюстрируют разбиение набора масс-спектров на кластеры, соответствующие больным до и после диализа, и кластер контрольной группы пациентов. Как видно из Рис. 2 (а, б) точки, соответствующие выдохам больных после процедуры диализа находятся ближе к контрольной группе, что может свидетельствовать о эффективности процедуры диализа.

Таким образом, предложенный метод анализа продуктов дыхания с последующей статистической обработкой полученных результатов может быть использован при исследовании процессов метаболизма, оценки эффективности новых лекарственных препаратов, проведении мониторинга состояния пациента и открывает перспективы его использования в телемедицине.

1. Philips M. Method for the collection and Assay of Volatile Organic Compounds in breath// Analytical Biochemistry 1997, 247, p. 272-278.

2. Kvasnitsa M.V., Ilchenko V.V., Kravchenko A.I. Mass spectrometry of exhalation air as a new approach to testing of illness. Proceedings of the Fourth International Young Scientists Conference on Applied Physics. Ukraine, Kyiv, 2004, p. 173-175.

## ИЗМЕНЕНИЕ СУДОРОЖНОЙ ГОТОВНОСТИ МОЗГА КРЫС ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ СУДОРОВ, ВЫЗЫВАЕМЫХ ХЕМОКОНВУЛЬСАНТОМ)

Лобанова А.А., Попова А.В., Гиневский Д.А., Аббасова К.Р.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Опыт многолетних наблюдений показал, что электромагнитные поля (ЭМП) представляют потенциальную угрозу для здоровья человека и являются не менее существенными, чем такие климатические факторы, как температура, давление и влажность [1, 2]. Разработаны санитарные нормы ЭМП для бытовых приборов, накоплены экспериментальные данные, подтверждающие потенциальную опасность низкочастотных полей в ближней зоне (около 300МГц, длина волны  $\sim 1$  м). Вместе с тем в клинической медицине действие ЭМП оценивается неоднозначно, появляются публикации и лечебные рекомендации по использованию ЭМП при эпилепсии [3].

Целью настоящей работы было экспериментальное изучение влияния ЭМП на характер эпилептических судорог, вызываемых хемоконвульсантом – пентилентетразолом (ПТЗ-тест) у крыс. Опыт проводили по следующей схеме. До воздействия ЭМП у всех животных определяли судорожный порог введением пентилентетразола (ПТЗ). ПТЗ оказывает действие как антагонист ГАМК<sub>A</sub> рецепторов, что вызывает резкое снижения торможения в нейронах мозга, в основном в нейронах гиппокампа, повышение электрической активности которого инициирует судорожный припадок. Повышается возбудимость нейронов, судорожный порог мозговых структур снижается [3], патологическая активность распространяется на кору и подкорковые структуры, происходит генерализация эпилептической активности, оцениваемая по вовлечению определенных групп мышц в судорожный припадок.

ПТЗ вводили по модифицированному методу [4] (три инъекции ПТЗ по 25 мг/кг массы тела). В указанном тесте фиксируется доза конвульсанта, при которой наступают судороги, измеряется (в секундах) латентный период наступления клонико-тонического моторного припадка, что соответствует 4-5 стадиям по шкале П.Мареша – Г.Кубовой. По тяжести судорог подопытные животные были разбиты на три однородные группы. Первая группа крыс в течение 7 дней по 8 часов в сутки подвергалась облучению низкочастотным электромагнитным полем, генерируемым электроннолучевой трубкой монитора [5]. Вторая группа подвергалась аналогичному воздействию, но одновременно с этим на животных этой группы оказывало влияние устройство, нейтрализующее влияние ЭМП, в дальнейшем именуемое защитным. Третья группа была контрольной (никаких дополнительных ЭМП воздействий, кроме окружающей среды лаборатории, они не испытывали). На четвертые сутки опыта крысы всех трех групп получали диазепам (внутрибрюшинно в дозе 0.2 мг/кг) в лекарственной форме «реланиум». Этот препарат - производное бензодиазепина - обладает противосудорожной активностью.

Сопоставление характера эпилептических судорог, тяжести моторного припадка у крыс всех трех групп позволяет сделать предварительные выводы, что длительное

облучение (в данном случае 56 часовое с перерывами) комплексными физическими факторами работающего дисплея компьютера [“Falcon”] негативно сказывается на возбудимость головного мозга крыс. Электромагнитное поле было измерено прибором ВЕ-МЕТР-АТ-002 вблизи используемых мониторов. Излучение примерно совпадало с государственным стандартом 1999 г., связанным с излучением бытовых и офисных приборов. Введение реланиума оказалось достоверным положительным фактором только в группе контрольных животных. Он увеличивал латентность наступления припадков и снижал его тяжесть. В применяемой дозе реланиум не смог купировать негативные влияния ЭМП на судорожный порог. Это указывает на необходимость дополнительного исследования роли не только ГАМК<sub>A</sub> рецепторов, но и бензодиазепиновых рецепторов в реакциях мозга на ЭМП, дальнейшего всестороннего изучения воздействия ЭМП на мозг в различных условиях. В частности, весьма перспективным представляется не только изменение времени экспозиции или физических параметров ЭМП, но и изучение воздействия ЭМП в условиях активного поведения животных, с помощью различных лабиринтов и сильной мотивации к их прохождению, например, в процессе обучения, в моменты активной мозговой деятельности. Мы предполагаем, что такая постановка эксперимента приблизит его к реальным условиям эксплуатации защитного устройства.

1. Бинги В.Н. Магнитобиология: эксперименты и модели. М.: 2002.
2. Бинги В.Н., Савин А.В. Физические проблемы действия слабых магнитных полей на биологические системы // УФН. 2003., Т. № 173. №3. С. 265.
3. Akamats T., Fueta Yu., End Yu. et al. Decreased susceptibility to PTZ-induced seizures after low-frequency transcranial magnetic stimulation in rats // *Neurosci. Lett.*, 2001. V. 310. P. 153-156.
4. Чепурнов С.А., Чепурнова Н.Е., Аббасова К.Р., Гончаров О.Б. Нейропептид тиролиберин – эндогенная противосудорожная защита мозга // *Успехи физиологических наук*. 2002. Т. 33. № 1. С. 29-39.
5. Григорьев Ю.Г., Жильцов М.В., Григорьев О.А. и др., Персональный компьютер - физические факторы, воздействие на пользователя // *Кремлевская медицина. Клинический вестник*. - 2001 - № 4 - С. 35 - 39.

УДК 535.4

## ДЕФОРМИРУЕМОСТЬ ЭРИТРОЦИТОВ У КРЫС С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ВЫЗВАННОЙ ИШЕМИЕЙ: ВЛИЯНИЕ СЕМАКСА *IN VITRO*

Луговцов А.Е.<sup>1</sup>, Малютина Е.Н.<sup>2</sup>

*МГУ им. М.В. Ломоносова, <sup>1</sup>физический факультет, <sup>2</sup>факультет  
фундаментальной медицины*

Экспериментально вызванная ишемия у крыс способствует усилению свободно-радикальных процессов и, как следствие, приводит к изменению реологических свойств эритроцитов, в частности, к повышению жесткости мембраны за счет сшивки мембранных белков. Одним из препаратов, снижающих влияние свободнорадикальных процессов является семакс [1]. В работе [2] было показано положительное влияние семакса *in vivo* на деформируемость эритроцитов. Для более детального подтверждения

прямого влияния семакса на деформируемость эритроцитов в настоящей работе проведены исследования *in vitro*.

Метод измерения основан на регистрации дифракционных изображений, получаемых при освещении сильно разбавленной суспензии эритроцитов в ячейке Куэтта лазерным пучком, с последующей компьютерной обработкой этих изображений и расчетом параметра деформируемости (ПД) клеток как функции сдвиговой скорости [3]. В ходе проведения эксперимента скорость сдвига ступенчато изменяется в диапазоне от 13.8 до 1550 с<sup>-1</sup>. Статистический разброс результатов измерения ПД на нормальных эритроцитах составляет 5%, что сравнимо с физиологическим разбросом по деформационным свойствам нормальных клеток.

У опытных животных под кетоминовым наркозом вызывали ишемию головного мозга путем одномоментной перевязки обеих общих сонных артерий. Контролем служили ложнопериованные животные, у которых проводили те же хирургические манипуляции под наркозом, но общие сонные артерии оставляли неперевязанными. Для изучения влияния семакса на ПД эритроцитов *in vitro* использовались пробы крови, взятые у животных через 90 минут после хирургического вмешательства. Сразу после забора крови проводились измерения ПД эритроцитов. Измеренные значения принимались за норму, с которой в дальнейшем сравнивались значения ПД эритроцитов, инкубированных с семаксом *in vitro*. Кровь подвергали часовой инкубации с семаксом в концентрациях  $2 \cdot 10^{-5}$ ,  $2 \cdot 10^{-6}$ ,  $2 \cdot 10^{-7}$ ,  $2 \cdot 10^{-8}$  и  $2 \cdot 10^{-9}$  моль/мкл. Всего было исследовано 16 крыс, из которых 8 составляли опытную группу (крысы с экспериментально вызванной ишемией), а 8 крыс составляли контрольную группу (ложнопериованные крысы).

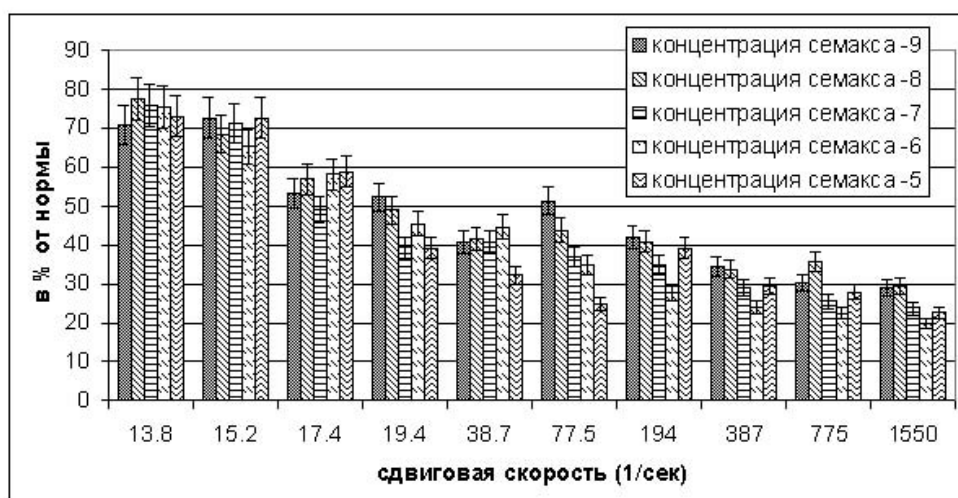


Рис. 1. Увеличение параметра деформируемости эритроцитов после инкубации их с семаксом в различных концентрациях для опытной группы крыс (в % от нормы)

По результатам эксперимента представленных на рис. 1 и рис. 2 видно, что инкубация семаксом крови *in vitro* существенно увеличивает ПД эритроцитов как для экспериментальной, так и для контрольной группы крыс. Увеличение ПД для контрольной группы (на 30-50%) меньше, чем для опытной (на 30-70%). Достоверных отличий в изменении ПД между пробами при инкубации эритроцитов с семаксом в различных концентрациях нет.

По результатам эксперимента получено, что инкубация эритроцитов семаксом положительно сказывается на ПД эритроцитов ишемических крыс. На основании этих результатов можно предположить, что применение препарата семакс может положи-

тельно сказаться на состоянии людей с ишемией мозга, уменьшая вероятность возникновения тромбов, закупорок сосудов и кровоизлияний за счет увеличения деформируемости эритроцитов.

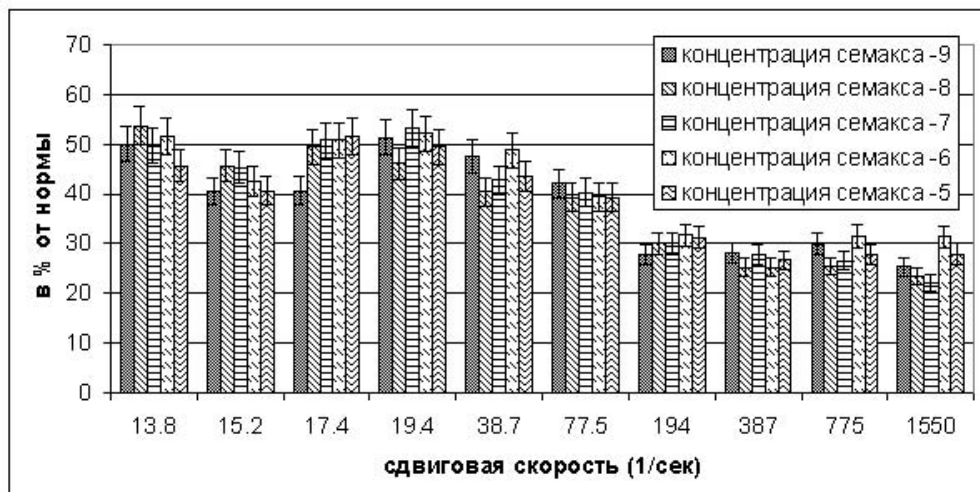


Рис. 2. Увеличение параметра деформируемости эритроцитов после инкубации их с семаксом в различных концентрациях для контрольной группы крыс (в % от нормы)

1. Фадюкова О.Е., Алексеев А.А., Башкатова В.Г. и др., Экспериментальная и клиническая фармакология. - 2001. - Т.64, №2. - С. 31-34.
2. Lugovtsov A.E., Priezzhev A.V., Tyurina A.Yu., Koshelev V.B., Fadyukova O.E. Laser diffractometry of rheological behavior of erythrocytes of rats with experimentally induced ischemia: effect of semax. //Proc. of OSAV'2004, The International Topical Meeting on Optical Sensing and Artificial Vision – Saint Petersburg: ITMO State University, 2004, pp. 241 – 248.
3. Lugovtsov A.E., Priezzhev A.V., Tyurina A.Yu., Koshelev V.B., Fadyukova O.E. Rheological behavior of erythrocytes of hemorrhagic rats: examination by the method of laser diffractometry. //Optical Technologies in Biophysics and Medicine V, Tuchin V.-Ed, SPIE Proc., 2003, v. 5474, pp. 200-203.

УДК 517.9

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАСПРЕДЕЛЕННЫХ СИСТЕМ. ПРИЛОЖЕНИЯ К КАРДИОЛОГИИ

Высоцкий С.А., Черемин Р.В., Лоскутов А.Ю.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Рассматривалась реакционно-диффузионная система ФицХью-Нагумо (Fitz-Hugh-Nagumo) в модификации Панфилова

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} = \Delta u - f(u) - v, \\ \frac{\partial v}{\partial t} = e(u, v)(ku - v), \end{cases} \quad (1)$$

которая описывает распространение возбуждений в реакционно-диффузионной среде (в частности, в сердечной ткани). Здесь  $u = u(x, y, t)$ ,  $v = v(x, y, t)$  - концентрации активатора и ингибитора соответственно. Управляющие параметры -  $e_3$  и  $e_1$ , определенным образом входят в  $e(u, v)$  и определяют возбудимость среды.

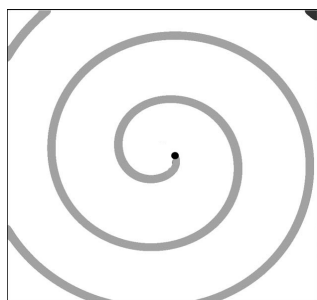


Рис. 1. Внешний вид спиральной волны. Точкой в центре обозначено ядро волны (она же точка фазовой сингулярности)

Исследовались решения типа спиральных волн (см. рис. 1). Когда в возбудимой среде, описываемой уравнениями (1), сосуществует множество спиральных волн, такое состояние характеризуется хаотичностью динамики. Нас интересовал вопрос эффективности подавления хаоса малым точечным воздействием (пейсмекером). При этом изменялось значения собственной частоты этого пейсмекера и определялось время выхода системы из состояния развитого пространственно-временного хаоса.

В качестве критерия выведения системы из состояния со сложной пространственно-временной динамикой мы использовали зависимость числа спиральных волн (а точнее числа фазовых сингулярностей) в системе от времени. Фаза определяется следующим образом:

$$\phi = \arctan \left( \frac{v - v^*}{u - u^*} \right)$$

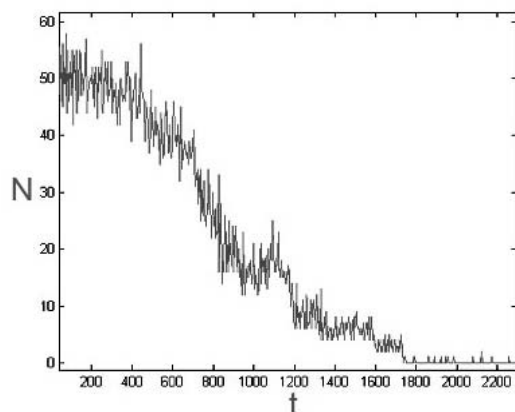


Рис. 2. Зависимость числа спиральных волн от времени

В ядре спиральной волны фаза не определена (фазовая сингулярность) (см. рис. 1), эту особенность мы использовали при численном расчете.

Сперва мы измеряли зависимость частоты кольцевых волн  $\omega_k$  в среде, исходящих от вынуждающего центра (пейсмекера) как функцию собственной его частоты  $\omega_s$ , и выбирали частоту, соответствующую самому высокому максимуму этой зависимости. Выбранную частоту в дальнейшем использовали для подавления хаоса. Зависимость числа

спиральных волн в среде от времени  $N(t)$  использовалась в качестве характеристики эффективности подавления. Например, на рис. 2 представлена такая зависимость для значений  $e_1 = 1/30$  и  $e_3 = 1.0$

Видно, что ведущий центр полностью вытеснил спиральные волны.

Полученные результаты крайне важны в кардиологии, так как рассмотренная система (1) представляет собой упрощенную модель сердечной ткани. Используемый метод выбора частот эффективного подавления хаоса в такой среде может быть использован для подавления аритмий и фибрилляций в человеческом сердце.

2. Loskutov A., Rybalko S. and Zhuchkova E. Model of cardiac tissue as a conductive system with interacting pacemakers and refractory time. - Int. J. Bif. and Chaos, 2004, v. 14, No 7, p. 2457-2466.
3. Mikhailov A. Foundation of Synergetics I. Springer, 1995.
4. Zipes D.P., Jalife J. Cardiac Electrophysiology - from Cell to Bed-Side. W.B. Saunders, Philadelphia, 1995.
5. Ковалева Н.А., Лоскутов А.Ю. ДАН, 2004, f 396, No 1.

УДК 537.533.7

## ИЗМЕНЕНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ КЛЕТОК ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАДИАЦИИ В МАЛЫХ ДОЗАХ

Файсканова Ю.Г.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Наиболее сложной и, наверное, самой интересной проблемой в радиационной биологии на сегодняшний день остается решение вопроса о механизмах действия малых и сверхмалых доз ионизирующих излучений. Эта проблема, в первую очередь, связана с радиобиологическим парадоксом, заключающимся в несоответствии между ничтожным количеством поглощенной энергии излучения и экстремально выраженным биоэффектом [1].

Эффект воздействия излучений в малых дозах нельзя оценивать путем простой экстраполяции экспериментальных данных, полученных при использовании больших повреждающих доз облучения. Синусоидальная зависимость эффектов при изменениях дозы облучения: гиперрадиочувствительность при облучении в сверхмалых дозах и индуцированная радиорезистентность (адаптивный ответ) при возрастании дозы; проявление стимуляции биологически важных процессов роста, развития, клеточного деления и других физиологических функций в период гормезиса, обратный эффект мощности доз – эти, наиболее изученные проявления биологического действия ионизирующих излучений в малых дозах свидетельствуют об их принципиальном отличии от эффектов, наблюдаемых после облучения в более высоких дозах. В развиваемой концепции «мембранного механизма биологического действия малых доз» считается, что первичной мишенью действия радиации в малых дозах является не ДНК, а клеточные мембраны, и в этом состоит принципиальное отличие эффектов, вызываемых облучением в малых дозах по сравнению с большими [2].

Данная работа посвящена экспериментальному изучению проницаемости клеток при воздействии радиации в малых дозах. Клетки опухоли, которая развивалась в мышцах, облучались в течение 0,5 часа и 1 часа. В результате они получили дозу соответственно 2,5 Р и 5 Р. Источником облучения служил радий, активность источника составляла 9,25 мКи. По состоянию клеточной мембраны после облучения можно установить смерть клетки. Повреждение мембраны определялось путем окрашивания, так как мертвая клетка, в отличие от живых, пропускает внутрь себя краситель. Выявлен процент смертности клеток. Рассмотрена также и динамика их гибели.

Известно, что облучение клеток в малых дозах ионизирующей радиацией вызывает физиологический процесс, названный радиационным адаптивным ответом - РАО. В данной работе анализируется предположение о том, что отсутствует адаптивный ответ клетки на малые дозы и альфа-излучение, то есть в этом случае клетка не распозна-

ет угрозу и не включает механизм защиты. Наш эксперимент подтверждает обоснованность данного предположения

1. Которов А.Н., Никольский А.В. // Радиационная биология. Радиозэкология. 1999. Т. 39. № 6. С. 648-662.
2. Кудряшов Ю.Б. // Радиационная биофизика (ионизирующие излучения). 2004.

УДК 535.416

## СОЗДАНИЕ МОДЕЛИ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ГЛАЗА МЕТОДАМИ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ

Летфуллин Р.Р.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Человеческий глаз является очень сложной оптической системой с богатым набором различных aberrаций [1], включая aberrации высших порядков, которые изменяются от пациента к пациенту, а также зависят от времени. В то же время модели искусственного глаза, созданные как для улучшения свойств человеческого глаза, так и для калибровки офтальмологических приборов, отражают в статистически усреднённые характеристики глаза. В данной работе представлена модель человеческого глаза, основанная на гибком биморфном зеркале [2] и способная воспроизводить набор aberrаций, характерный как для усреднённого, так и для конкретного человеческого глаза, а также их временную динамику. Гибкое биморфное зеркало имеет: 18 управляющих электродов, стрелка прогиба поверхности 10 мкм, диаметр 36 мм и частота первого резонанса около 2 кГц.

Для измерения aberrаций глаза мы использовали прибор, созданный в нашей лаборатории. В основе измерений лежит датчик метод Шака-Гартмана. Частота измерений составляла 30 Гц. Были проведены измерения для 6 пациентов, максимальная амплитуда aberrаций волнового фронта достигала 10 мкм. На рис. 1 представлен пример зависимости aberrаций одного из пациентов от времени (20 с). Для аппроксимации aberrаций глаза биморфным гибким зеркалом необходимо в первую очередь воспроизвести их пространственное распределение. С этой целью мы воспользовались методом наименьших квадратов и минимизировали функционал

$$J = \sum_{x,y} (F(x,y) - \sum_{i=1}^N \alpha_i \cdot H_i(x,y))^2$$
, где  $F(x,y)$  - аппроксимируемый волновой фронт,

$H_i(x,y)$  - функция отклика  $i$ -го электрода (функцией отклика электрода называется форма поверхности гибкого зеркала при поданной единице напряжения),  $\alpha_i$  - напряжение, поданное на  $i$ -й электрод зеркала. Схема расположения электродов и функции от-



Рис. 1. Динамика aberrаций, измеренных в течение 20 с (для наклона, дефокуса и сферической aberrаций)



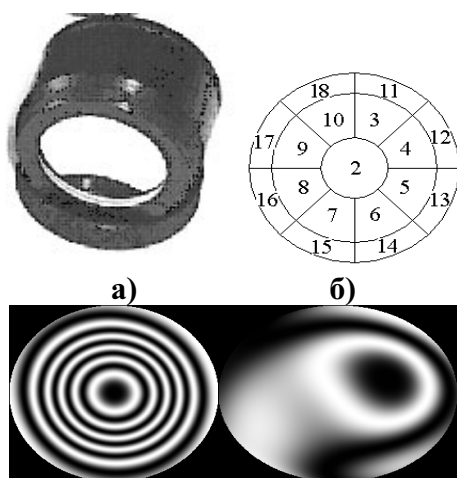


Рис. 2. а) Внешний вид используемого зеркала; б) схема расположения его управляющих электродов; в) функции отклика (для второго и четвёртого электродов)

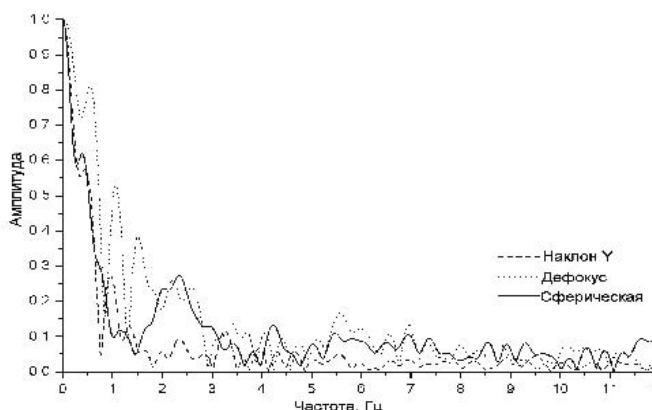


Рис. 3. Спектр aberrаций человеческого глаза для амплитуд, представленных на рис. 1

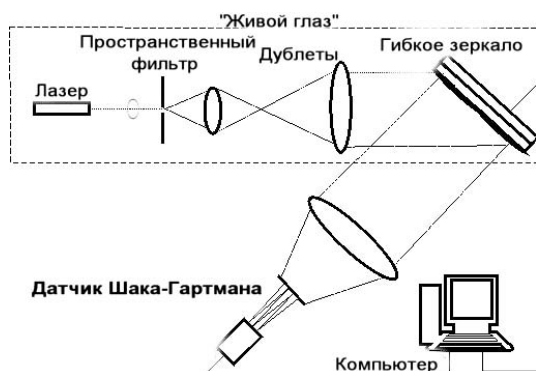


Рис. 4. Оптическая схема «живого глаза»

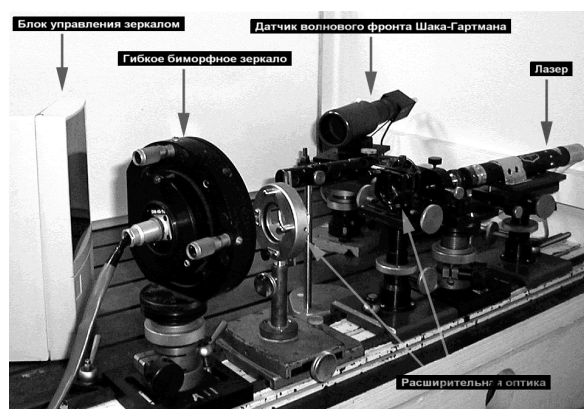


Рис. 5. Фотография экспериментальной установки, реализующей «живой глаз»

клика используемого нами гибкого зеркала электродов показаны на рис. 2. Для исследования временных характеристик человеческого глаза был рассчитан спектр измеренных aberrаций. Как видно из рис. 3, основная часть спектра заключена в интервал от 0 до 10 Гц, поэтому зеркало, имеющее частоту первого резонанса 2 кГц, с большой точностью воспроизводит данный спектр.

Оптическая схема и фотография «живого глаза» (т.е. глаза, содержащего гибкое зеркало) представлены на рис. 4 и рис. 5 соответственно. Схема состоит из двух линз (дублетов,  $f_1 = 13\text{мм}$ ,  $f_2 = 180\text{мм}$ ), пространственного фильтра (объектива 20x и диафрагмы диаметром 10μ) и гибкого зеркала, которое является основным элементом разработанной модели. Излучение He-Ne лазера, пройдя через пространственный фильтр и систему линз, расширяется до диаметра гибкого зеркала, после чего падает на датчик Шака-Гартмана, где и проводится анализ aberrаций, вносимых гибким зеркалом.

На рис. 6а показан волновой фронт измеренного нами человеческого глаза. Гибкое зеркало воспроизвело данный волновой фронт с ошибкой 5% (см. рис. 6б). Однако учёт гистерезиса гибкого зеркала может увеличить ошибку до 10%.

В данной работе предлагается модель человеческого глаза, основным элементом которого является гибкое биморфное зеркало. Было продемонстрировано, что модель способна описывать пространственные и временные свойства глаза, чем выгодно отличается от статических моделей. В данный момент ведётся работа над созданием компактной экспериментальной модели.

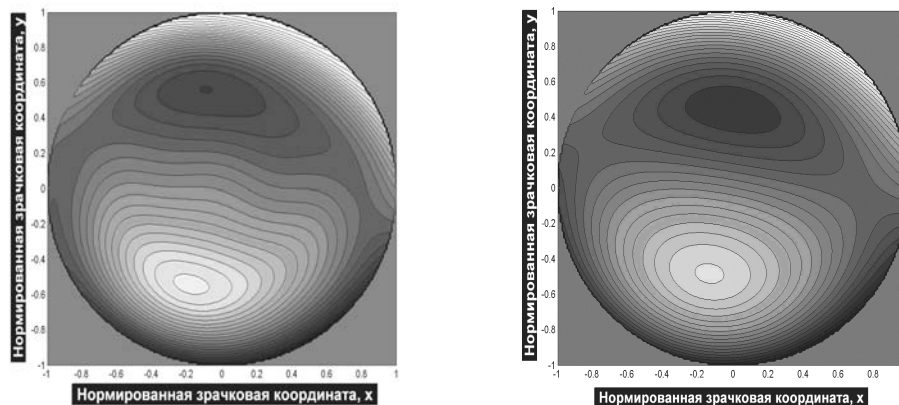


Рис. 6. а — волновой фронт реального человеческого глаза; б — воспроизведение волнового фронта, изображённого на рис. 6а, с помощью гибкого биморфного зеркала

Manuel P. Cagigal and Vidal F. Canales, José F. Castejón-Mochón, Pedro M. Prieto, Norberto López-Gil, and Pablo Artal, “Statistical description of wave-front aberration in the human eye”, January 1, 2002 / Vol. 27, No. 1 / OPTICS LETTERS

1. Kudryashov A., Shmalgausen V. Semipassive bimorph flexible mirror for atmospheric adaptive optics applications, Opt. Eng. 35 (11), pp. 3064-3073, 1996.

УДК 621.378.325:535.3

## АНИЗОПЛАНАТИЗМ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ГЛАЗА

\*)Дубинин А.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Адаптивная оптика в наземных телескопах успешно используется для компенсации aberrаций, вносимых атмосферной турбулентностью. Измеряя aberrации волнового фронта, распространяющегося от опорного точечного источника, и корректируя их методами адаптивной оптики, можно существенно улучшить разрешение наблюдаемого объекта. Однако при больших угловых расстояниях между объектом и опорным источником данный метод неэффективен, так как волновой фронт, исходящий от объекта, существенно отличается от опорного. Поэтому улучшение качества изображения можно получить лишь в ограниченной области около опорного источника. Данный эффект носит название анизопланатизма [1]. Он присутствует во всех протяженных оптических системах с aberrациями. Этот доклад посвящен исследованию анизопланатизма человеческого глаза. Изображаемым объектом является сетчатка, а опорный источник

\*\*) Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

(маяк) получают фокусировкой лазерного пучка на сетчатке. Остаточная среднеквадратичная ошибка коррекции определяется как:

$$\sigma^2(\alpha) = \frac{1}{S} \int_S \varepsilon^2(\alpha, \vec{r}) d^2\vec{r},$$

где  $\varepsilon(\alpha, \vec{r}) = \varphi(\alpha, \vec{r}) - \varphi(0, \vec{r})$ ,  $\alpha$  - угловое расстояние между маяком, и изображаемой точкой сетчатки (мы принимаем угловую координата маяка за  $0^\circ$ ),  $\vec{r}$  - координатный вектор в плоскости входного зрачка,  $\varphi(\alpha, \vec{r})$  - волновой фронт от наблюдаемой точки на сетчатке,  $\varphi(0, \vec{r})$  - волновой фронт от маяка,  $S$  - площадь зрачка.

Зона изопланатизма человеческого глаза определяется как область, в которой остаточная среднеквадратичная ошибка коррекции идеальным корректором волнового фронта (который может идеально компенсировать aberrации волнового фронта опорного источника) - меньше чем  $1 \text{ rad}^2$ , что соответствует числу Штреля большему, чем 0.37. Используя эти критерии, были проведены расчеты размера зоны изопланатизма человеческого глаза для разных положений опорного источника на сетчатке. Было выяснено, что существуют положения маяка, соответствующие максимальному размеру зоны изопланатизма. На рис. 1 а) и б) представлены изображения глазного дна и тестового объекта, искаженные aberrациями глаза. Рис. 2а) и 2б) иллюстрируют результат коррекции изображения идеальным корректором при оптимальном для данного глаза положении источника  $\alpha = 8^\circ$ , когда размер зоны изопланатизма равен  $2.3^\circ$ . Зависимость размера зоны изопланатизма от положения маяка была исследована для четырех исследуемых человек: размер зоны изопланатизма для первого изменяется от  $0.9^\circ$  до  $2.3^\circ$  с максимумом при положении маяка в  $8^\circ$ , для второго - от  $0.5^\circ$  до  $1.8^\circ$  с максимумом в  $20^\circ$ , для 3-го - от  $0.6^\circ$  до  $2.2^\circ$  с максимумом в  $24^\circ$  и для 4-го - от  $0.4^\circ$  до  $1.2^\circ$  с максимумом при положении маяка в  $0^\circ$ .

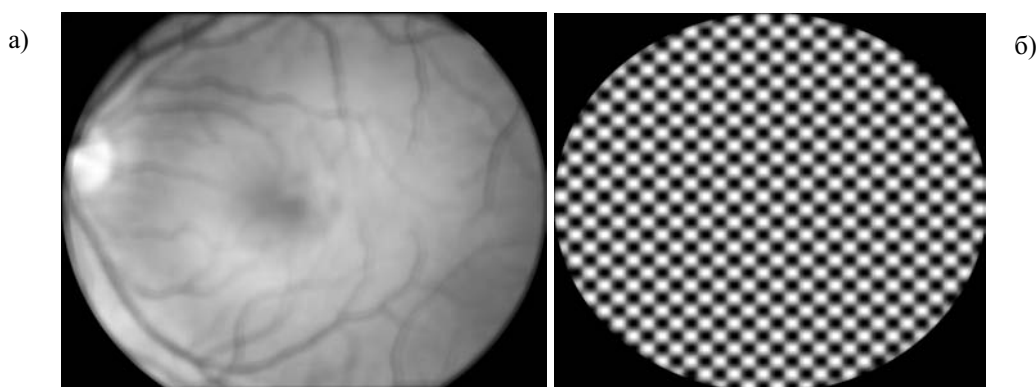


Рис. 1 – изображения сетчатки и тестового объекта, искаженные aberrациями человеческого глаза

В настоящее время разрабатывается многослойная модель человеческого глаза. Поскольку большая часть aberrаций глаза вносится поверхностями роговицы и хрусталика, наша модель состоит из двух тонких фазовых экранов, которые соответствуют роговице и хрусталику. Мы исследовали возможность минимизации остаточной среднеквадратичной ошибки коррекции, вызванной наличием анизопланатизма в системе, посредством только одного корректора. На рис. 3 изображена схема модели. Свет от объекта  $O$  (сетчатка) проходит через два фазовых экрана  $S1$  (хрусталик) и  $S2$  (роговица).

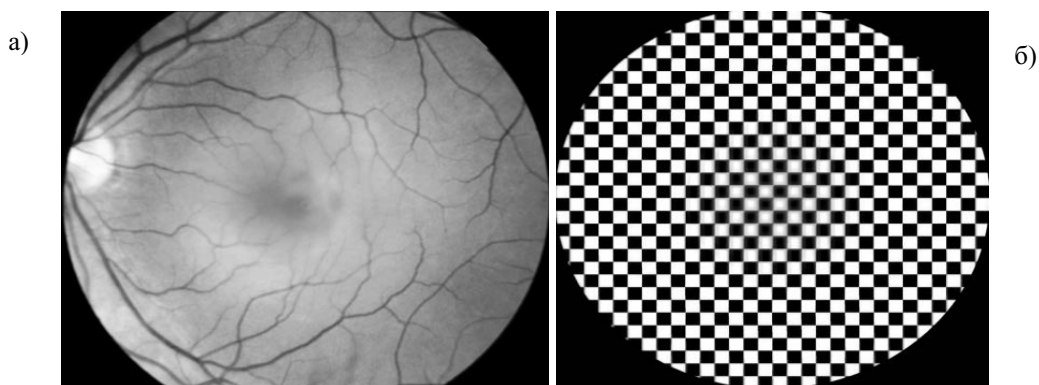


Рис. 2 – Результат коррекции искаженных изображений сетчатки и тестового объекта адаптивной системой;  $\alpha=8^\circ$ ,  $\theta=2.3^\circ$ ,  $\alpha$  – угловая координата опорного источника (маяка),  $\theta$  – размер зоны изопланатизма

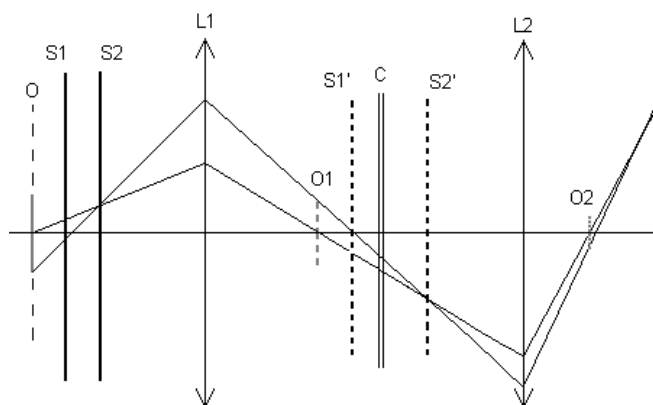


Рис. 3. O – плоскость объекта (сетчатки); S1, S2 – фазовые экраны, соответствующие хрусталику и роговице; L1, L2 – линзы; O1' – плоскость изображения сетчатки (полученного с помощью линзы 1); S1', S2' – изображения слоев (полученные с помощью линзы 1); O2 – плоскость изображения сетчатки (полученного с помощью линзы 2); C- приблизительное положение корректора

В настоящее время разрабатывается многослойная модель человеческого глаза. Поскольку большая часть aberrаций глаза вносится поверхностями роговицы и хрусталика, наша модель состоит из двух тонких фазовых экранов, которые соответствуют роговице и хрусталику. Мы исследовали возможность минимизации остаточной среднеквадратичной ошибки коррекции, вызванной наличием анизопланатизма в системе, посредством только одного корректора. На рис. 3 изображена схема модели. Свет от объекта O (сетчатка) проходит через два фазовых экрана S1 (хрусталик) и S2 (роговица).

Линза L1 формирует изображения (S1', S2') слоев и изображение (O1) объекта, искаженное aberrациями слоев. Корректор C обеспечивает компенсацию aberrаций, линза L2 формирует скорректированное изображение объекта.

Размер зоны изопланатизма для данной модели зависит от положения плоскости корректора. В случае одного фазового экрана размер зоны изопланатизма максимален, если корректор находится в плоскости изображения данного экрана. Если слоев два, то оптимальное положение корректора находится с помощью алгоритма покоординатного спуска:  $h_{i+1} = h_i + \Delta h$ , где  $h_i$  – текущая координата корректора,  $\Delta h$  – приращение (шаг),  $h_0$  соответствует координате изображения экрана S1'.

1. Whiteley M.R., Welsh B.M., Roggemann M.C., Optimal wave-front compensation for anisoplanatism in adaptive optics, *JOSA A* Vol. 15, No 8, 2097-2106, 1998.

УДК539.21

## НАНЕСЕНИЕ БИОСОВМЕСТИМЫХ ПОКРЫТИЙ НА МАТЕРИАЛЫ МЕДИЦИНСКИХ ИМПЛАНТАТОВ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

Сурменев Р.А., Михайдаров В.А.

Томский политехнический университет

Модификация поверхности материалов медицинских имплантатов, нанесение биоактивных или биоинертных покрытий повышает их биосовместимость. Наибольший практический интерес представляют кальцийфосфатные материалы, которые относятся к группе естественных метаболитов кости и потому высокобиосовместимы. Одним из интегральных путей решения поставленных задач является применение методов ионно-плазменной обработки поверхности, в частности, магнетронного распыления, которые позволяют проводить низкотемпературный синтез биосовместимых кальций фосфатных покрытий на материалы, для которых не подходят методы, используемые в настоящее время для формирования биосовместимых пленок на металлах и керамике [1].

Целью настоящей работы является разработка физических основ метода нанесения биосовместимых кальцийфосфатных покрытий на медицинские имплантаты с использованием процесса магнетронного распыления.

Для получения кальцийфосфатных покрытий использовались магнетронная распылительная система (МРС) на постоянном токе и ВЧ - магнетронное распыление. Для (МРС) на постоянном токе был разработан мультикомпонентный катод, содержащий кальцийфосфатную керамику - синтетический гидроксиапатит. Высокочастотное магнетронное распыление проводилось на частоте 13,56МГц. В качестве подложек при напылении использовалась медицинская сталь 12Х18Н10Т. Количественный анализ распределения элементов в исследуемых образцах определялся методом резерфордского обратного рассеяния ионов  $^4\text{He}$  с энергией 1,7МэВ. На рис. 1 представлены профили концентрации элементов покрытия. Распределение элементов в нанесенных покрытиях достаточно однородно и практически соответствует составу исходного катода. Соотношение  $\text{Ca/P}=1,37$ , что несколько меньше, чем в костной ткани. Толщина покрытия (0,3 – 4)мкм и зависит от режимов и времени напыления. На границе покрытие – подложка наблюдается диффузия элементов покрытия в поверхность подложки. Толщина диффузионного слоя порядка 40нм.

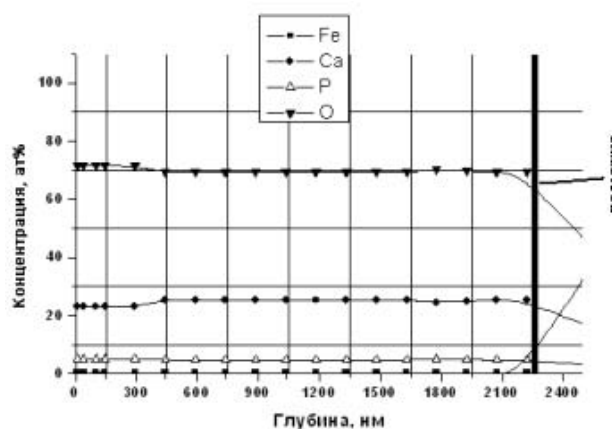


Рис. 1. Состав пленки на ВЧ-распылении.

Биологическое тестирование *in vitro* образцов и их экстрактов было выполнено в соответствии с требованиями ISO 10993-5, с трипановым синим. Тестирование показало удовлетворительные токсикологические свойства полученных композитных имплантатов. Кальцийфосфатное покрытие не вызывало сдвига кислотно-щелочного равновесия растворов. Жизнеспособность костномозговых клеток *in vitro* при использовании экстрактов стальных дисков с кальцийфосфатным покрытием составляла 97%.

Таким образом, по токсикологическим и санитарно-химическим показателям полученные нами композитные изделия перспективны для их разработки и внедрения в качестве имплантатов для ортопедии и травматологии.

1. Pichugin V.F., Bulycheva A.A., Tverdokhlebov S.I., Surmenev R.A., Khlusov I.A., Soghoreva V.V., Volova T.G., Shishatskaya E.I. Deposition of calcium-phosphate layers on the materials of medical implants by magnetron sputtering //Abstracts of 7th Essen Symposium of Fundamentals and Clinical Applications - Essen, 6-8 october, 2004. - Essen: 2004. - с. 150.

УДК 57.052

## ЭЛЕКТРОННО-КОНФОРМАЦИОННЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ КАЛЬЦИЙ-ВЫСВОБОЖДАЮЩИХ КАНАЛОВ В КЛЕТКАХ СЕРДЕЧНОЙ МЫШЦЫ

Москвин А.С.<sup>1,2</sup>, Филипьев М.П.<sup>1,2</sup>, Соловьева О.Э.<sup>1,2</sup>, Мархасин В.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский государственный университет им. А.М. Горького (Екатеринбург)

<sup>2</sup>Институт иммунологии и физиологии УрО РАН (Екатеринбург)

Одним из важнейших звеньев регуляции процесса сопряжения возбуждения с сокращением в клетках сердечной мышцы является высвобождение кальция ( $\text{Ca}^{2+}$ ) из внутриклеточных накопителей. Этот процесс происходит в результате динамического отклика  $\text{Ca}^{2+}$ -высвобождающих каналов (RyR-каналов) на стимуляцию. Традиционно для описания поведения изолированных RyR-каналов используются так называемые гейтинг-схемы, в которых на основе экспериментальных данных предполагается некоторый набор состояний канала (открытых, закрытых, ...) и интенсивности переходов между этими состояниями. Эти модели RyR-каналов носят феноменологический характер и, как правило, не опираются на физические представления о структуре и функции каналов.

Нами предложен новый для данной области биофизики электронно-конформационный подход [1], позволяющий описать динамическое поведение каналов, опираясь не только на экспериментальные данные, но и на физические представления о функционировании каналов. В рамках данного подхода каждый RyR-канал моделируется при помощи двух степеней свободы – быстро изменяющейся электронной и медленно изменяющейся конформационной. Применение операторов Гамильтона позволяет описать континуум возможных состояний RyR-канала и учесть множество различных факторов, влияющих на его поведение (например, влияние концентрации кальция в различных компартментах клетки). Учет в Гамильтониане взаимодействий между конформационными координатами каналов позволяет описывать согласованное поведение каналов и различные моды поведения кластеров, воспроизводить сложную дина-

мику каналов в процессе высвобождения  $\text{Ca}^{2+}$  с учетом различных условий стимуляции.

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки РФ в рамках раздела 3.3 программы «Развитие научного потенциала высшей школы», грантом УрО РАН для молодых ученых, грантом РФФИ №03-04-48260.

1. Москвин А.С., Филиппев М.П., Соловьева О.Э, Мархасин В.С. Электронно-конформационная модель нелинейной динамики решетки рианодиновых каналов в сердечной клетке // Доклады академии наук, Т. 400, № 2, С. 269-275

УДК 547.816, 03.13

## ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФУЛЛЕРЕНОВ $\text{C}_{60}$ И ЕГО ПРОИЗВОДНЫХ С КИСЛОРОДНЫМИ И ГИДРОКСИЛЬНЫМИ ГРУППАМИ ДЛЯ ФОТОСЕНСИТИЗЕРА

Спорыш И.М., Лыско И.И., Жеребецкий Д.П.

*Киевский национальный университет им.Т. Шевченка*

Применение водных растворов и биорастворов с фуллереном  $\text{C}_{60}$  и их производными в молекулярной медицине базируется на их поведении как активного фотосенсибилизатора. Это применение объясняется диаграммой энергетических уровней для фотосенсибилизатора с генерацией синглетного кислорода ( $^1\text{O}_2$ ) (Рис.1.). Фуллерен  $\text{C}_{60}$  и его производные могут использоваться в качестве фотосенсибилизатора в связи с интенсивным поглощением света в видимом и ультрафиолетовом диапазонах и низким энергетическим промежутком между возбужденным синглетным и триплетным состояниями (5.5 Ккал/мол), что способствует эффективному межсистемному переходу. Эффективное образование триплетных состояний, >95%, обеспечивает эффективную генерацию синглетного кислорода. Также  $\text{C}_{60}$  является хорошим акцептором для фотоэлектронов - обладает способностью принимать до шести электронов [1, 2].

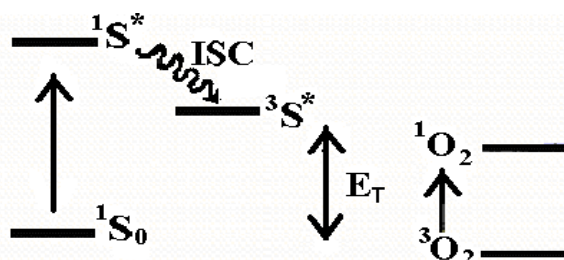


Рис.1 Диаграмма энергетических уровней для фотоиндуцированной генерации синглетного кислорода ( $^1\text{O}_2$ ), где  $^1\text{S}$ ,  $^1\text{S}^*$ ,  $^3\text{S}^*$  - синглетные нижнее синглетные возбужденные и триплетные возбужденные состояния, соответственно, для сенситизера  $\text{S}$  ( $\text{C}_{60}$ ).  $^3\text{O}_2$  and  $^1\text{O}_2$  - триплетные нижние и синглетные состояния, соответственно, для кислорода. Следующие переходы соответствуют:  $^1\text{S} \rightarrow ^1\text{S}^*$ - поглощение;  $^1\text{S}^* \rightarrow ^3\text{S}^*$  -межсистемный переход (ISC);  $^3\text{S}^* + ^3\text{O}_2 \rightarrow ^1\text{S} + ^1\text{O}_2$  - энергетический переход. Энергетический переход возможен если  $\Delta E_T > 94.5 \text{ kJ/mol}$ [1]

Экспериментальные исследования поведения фуллерена  $\text{C}_{60}$  показывают, что он очень легко окисляется при освещении и характеризуется коротким временем перехода заряда от донора к акцептору. Применение этой системы в молекулярной медицине за-

труднено, так как синглетный кислород существует очень короткое время. Полимерные производные фуллеренов в растворах также важны как фотосенсилизеры, однако для их использования в биорастворах необходимы специальные исследования и подтверждения [1, 2].

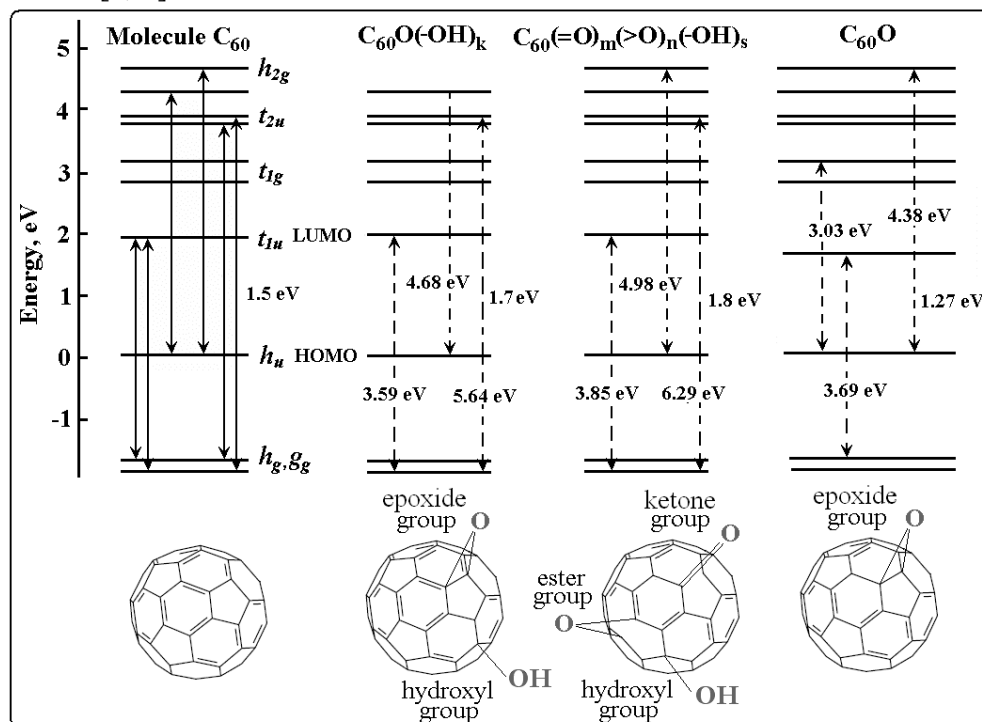


Рис. 2: Энергетическая диаграмма и электронные переходы в молекуле  $C_{60}$  (**Ih symmetry**) [3] и их соответствие с возможной электронной структурой  $C_{60}$  молекулы, содержащей  $-O$  и  $-OH$  группы, предложена на основании экспериментально обнаруженных электронных переходов при помощи Уф - видимой спектроскопии. Состав  $C_{60}$  производных получен при помощи ИК и Раман спектроскопий.  $C_{60}$  скелетон в результате не разрушен

В данной работе были синтезированы фуллерены, растворимые в воде и  $C_{60}$  кислородные производные, используя облучение видимым светом водного раствора с фуллереном  $C_{60}$  и озонировании фуллерена  $C_{60}$  в толуоле. Мы проверили возможность приготовления стабильных фуллереновых  $C_{60}$  кислородных производных в водных растворах, используя результаты исследования Andrievsky для  $C_{60}$  коллоидов в воде. Изготовили фуллерена  $C_{60}$  серии кислородных производных согласно фотохимической модели Weisman. [4]. Представили оптические спектры поглощения в диапазоне  $200-900 \text{ см}^{-1}$  (Уф-видимая области) и  $300-4000 \text{ см}^{-1}$  (ИК-диапазон), доказывающие формирование гидроксил-, эпоксид- и кето-производных для  $C_{60}$  и обсудили возможность изменения электронной структуры  $C_{60}$  молекулы, обусловленные присоединением  $-O$  и  $-OH$  функциональных групп. Предполагается, что скелетон  $C_{60}$  молекулы не разрушен. Электронные переходы в спектрах идентифицированы как  $C_{60}O$ ,  $C_{60}(OH)_n/C_{60}O(OH)_k$  и  $(O=C_{60}=[O]_m)(-OH)_s$  и представлены на Рис. 2. Эти переходы могут играть роль в процессе формирования синглетного кислорода [5] и очень важны для поиска нового фотосенсилизера.

1. Kaesarmann F., Kempf Ch. Buckminsterfullerene and Photodynamic Inactivation of Viruses. Reviews in Medical Virology 1998, 8, 143-151



2. Da Ros T., Spallutto G., Prato M. Biological Applications of Fullerene Derivatives: A Brief Overview. *Croatian Chemical Acta*. 2001, 74 (4), 743-755
3. Scharff P., Risch K., Carta-Abelmann L., Dmytruk I., Bilyi M., Golub O., Khavryuchenko A., Buzaneva E., Aksenov V., Avdeev M., Prylutskyu Yu., Durov S. Structure of C<sub>60</sub> fullerene in water: spectroscopic data. *Carbon*, 2004, 42(5-6), 1203-1206
4. Heymann D., Bachilo S., Weisman B., Cataldo F., Fokkens R., Nibbering N., Vis R., Chibante F.. C<sub>60</sub>O<sub>3</sub>, a Fullerene Ozonide: Synthesis and Dissociation to C<sub>60</sub>O and O<sub>2</sub>. *J.Am.Chem.Soc.* 2000, 122, 11473-11479
5. Richard D. Webster and Graham A. Heath, Voltammetric, EPR and UV-VIS-NIR spectroscopic studies associated with the one-electron oxidation of and in C<sub>60</sub> C<sub>70</sub> 1, 1', 2, 2'-tetrachloroethane containing tri-uoromethanesulfonic acid, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 2001, 3, 2588 – 2594

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Предисловие</b> .....	3
<b>Подсекция АСТРОФИЗИКИ Стр. 5–18</b>	
КИНЕМАТИКА ГАЗА В ОСТАТКЕ СВЕРХНОВОЙ S8 В ГАЛАКТИКЕ IC1613 Подорванюк Н.Ю.....	5
ИНФРАКРАСНЫЕ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК МЕСТНОГО ОБЪЕМА Кутькин А.М., Караченцев И.Д.....	6
АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ПЗС-КАМЕРА С НЕТРАДИЦИОННЫМИ РЕЖИМАМИ НАКОПЛЕНИЯ *Шугаров А.С. ....	8
ДАТЧИК ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШАКА-ГАРТМАНА В СХОДЯЩЕМСЯ ПУЧКЕ Потанин С.А., Котляр П.С.....	9
ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ПОИСКА ПЕРЕМЕННЫХ ОБЪЕКТОВ НА СЕРИЯХ ПЗС-ИЗОБРАЖЕНИЙ Соколовский К.В., Лебедев А.А., Насонов Д.С.....	10
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОДЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ ПРОТОНОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ С ДАННЫМИ СПУТНИКА КОРОНАС-Ф Николаева Н.И., Кузнецов Н.В.....	11
ДИНАМИКА ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ВО ВРЕМЯ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ БУРЬ В 2001-2004 ПО ДАННЫМ ИСЗ КОРОНАС-Ф Муравьева Е.А., Кузнецов С.Н., Мягкова И.Н. ....	13
ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАНЕТЕЗИМАЛЕЙ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ НА ДОСОЛНЕЧНОЙ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ПРОТОПЛАНЕТНОГО ОБЛАКА Багров А.А., Кузьменков А.В. ....	14
ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МАССЫ БЛИЗКИХ ГРУПП ГАЛАКТИК ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ХАББЛОВСКОГО ПОТОКА ВОКРУГ НИХ **Кашибадзе О.Г., Караченцев И.Д.....	15
АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЛАНДШАФТ В ПРОИЗВЕДЕНИЯХ М.А. ШОЛОХОВА Кашибадзе О.Г. ....	16

---

\* — доклад, отмеченный грамотой конференции как лучший на подсекции.

\*\* — доклад, отмеченный жюри как один из лучших на подсекции.

## ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ КОЛЕБАНИЙ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

\*\*Юровский Ю.Ю. ....

**Подсекция****АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ****Стр. 19–53**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ И РАСПАДЕ  
ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ АТОМНЫХ РЕЗОНАНСОВ

\*Грызлова Е.В. .... 19

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГИБЕЛИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ НА  
АТОМАХ  $O(^3P)$  И МОЛЕКУЛАХ  $O_2(A^1\Delta_g)$  В ПЛАЗМЕ КИСЛОРОДА

Белостоцкий С.Г., Лопаев Д.В., Рахимова Т.В. .... 21

ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ИЗОТОПОВ НИОБИЯ В  
ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Конюхов И.Г., Макаренко И.В., Минеева Т.Н. .... 22

ПРОГРАММА АВТОМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ ЯДЕРНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ. ИЗОМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Николайшвили И., Самойлов П., Тун Ч.Ч. .... 24

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА НА ОСНОВЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО  
КРИСТАЛЛА  $NaI(Tl)$ , ИЗУЧЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМНЫХ ЯДЕР

Ханкин В., Николайшвили И., Самойлов П. .... 25

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ БОРЕЛЕВСКИМИ ПРАВИЛАМИ СУММ ДЛЯ  
СИЛЬНЫХ КОНСТАНТ СВЯЗИ  $G(\eta\Sigma\Sigma)$  и  $G(\eta\Lambda\Lambda)$ 

Яковлев С.Б. .... 27

ВОЗМОЖНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ РАСПАДОВ В-МЕЗОНОВ  
ДЕТЕКТОРОМ ATLAS УСКОРИТЕЛЯ LHC

Томс К.С. .... 29

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ ЯДРА МИШЕНИ НА АНИЗОТРОПИЮ УГЛОВЫХ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ

Дерминев А.В. .... 30

СОЗДАНИЕ САМОСОГЛАСОВАННОГО НАБОРА СЕЧЕНИЙ РАССЕЙЯНИЯ  
ЭЛЕКТРОНОВ НА МОЛЕКУЛЕ  $CHF_3$ 

Волошин Д.Г. .... 30

ТРАНСПОРТИРОВКА И ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С  
ПОМОЩЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КАНАЛОВ

Вохмянина К.А., Похил Г.П. .... 32

СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ТЕМНОВЫХ ШУМОВ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ  
УМНОЖИТЕЛЕЙ ДЕТЕКТОРА БОРЕКСИНО

Орехов Д.И., Маймистов Д.И., Чепурнов А.С. .... 34

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ДОЗЫ ДЛЯ ПУЧКОВ ФОТОНОВ Белоусов А.В. ....	36
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ, ПУЧКАМИ РАЗНЫХ ЧАСТИЦ Куракин А.А. ....	37
ИЗМЕРЕНИЕ НА ПУЧКЕ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА ГЛУБИННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В СРЕДЕ Грязнов С.В. ....	38
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧНОСТИ И НАДЕЖНОСТИ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ РЕАКЦИИ ( $\gamma, ^3\text{N}$ ) НА ОСНОВАНИИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ Варламов В.В., Комаров С.Ю., Песков Н.Н. ....	39
ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПА $^{181}\text{Ta}$ Лютиков И.А. ....	41
РАССМОТРЕНИЕ МЕХАНИЗМА УКОРЕНИЯ АВРОРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ДВОЙНЫМ СЛОЯМИ ЛЕНГМЮРА С УЧЕТОМ НЕМАКСВЕЛЛОВСКОГО ХАРАКТЕРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ Ермакова Н.О. ....	42
ВЛИЯНИЕ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НЕЙТРОННОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ Кужевский Б.М., Манаев А.Ю., Сигаева Е.А. ....	44
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРНОМ ХВОСТЕ Величкин А.С. ....	46
КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЯ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ Листопад А.А. ....	47
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ Шарипов З.А. ....	48
АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ Гусаревич Е.С. ....	49
ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ СНАРЯДА ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БЫСТРЫХ СТРУКТУРНЫХ ИОНОВ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ АТОМАМИ Рябченко С.В. ....	50

ПОИСК РИДБЕРГОВСКОЙ МАТЕРИИ: БЕРИЛЛИЙ, МАГНИЙ, КАЛЬЦИЙ Попов А.В. ....	53
<b>Подсекция БИОФИЗИКИ Стр. 54–77</b>	
САМООРГАНИЗАЦИЯ МОЛЕКУЛ НУКЛЕИНОВЫХ КИСЛОТ НА ЛЬ-ПЛЕНКАХ ЖИРНЫХ КИСЛОТ Старицын С.Н., Дубровин Е.В. ....	54
ПРЕДСКАЗАНИЕ ПЕРВИЧНОЙ И ТРЕТИЧНОЙ СТРУКТУРЫ D-ИЗОМЕРОВ МОДЕЛЬНЫХ БЕЛКОВ ФУНКЦИОНАЛЬНО ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ПРИРОДНЫМ МЕМБРАННЫМ БЕЛКАМ Марков И.В., Дмитриев А.В. ....	55
РАЗДЕЛЕНИЕ ДАЛЬНИХ И БЛИЖНИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В РАСЧЕТАХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ МЕМБРАННЫХ КАНАЛАХ Марков И.В., Дмитриев А.В. ....	56
ВЛИЯНИЕ ПРЕПАРАТА BION® - АКТИВАТОРА СИСТЕМНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ РАСТЕНИЙ ПРОТИВ ФИТОПАТОГЕНОВ НА ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ БОБОВ И ПШЕНИЦЫ. Францев В.В., Солнцев М.К., Караваев В.А. ....	56
АНАЛИЗ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ В МОДЕЛИ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ Карелина Т.А. ....	58
ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛИСТЬЕВ ОЛЕАНДРА В ОНТОГЕНЕЗЕ Школьников Д.Ю., Солнцев М.К. ....	59
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИОЛОГИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ КУЛЬТУРЫ ПУРПУРНЫХ СЕРНЫХ БАКТЕРИЙ <i>CHROMATIUM SP.</i> Милюков А.С., (1) Пацаева С.В., (2) Ростовцева Е.Л., (1) Южаков В.И. ....	61
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РАДИАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ О-О ВОДЫ КАК РЕЗУЛЬТАТ ПРОЕКЦИИ ЧЕТЫРЕХМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ В ТРЕХМЕРНОЕ ПРОСТРАНСТВО Соловей А.Б. ....	62
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВОДНО-СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ ГЛИЦИЛТРИПТОФАНА Дубровский А.А. ....	63
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЗМА ДЕЙСТВИЯ ФОТОСИНТЕТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА РАЗЛОЖЕНИЯ ВОДЫ **Денисенко А.С. ....	64
КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИТОХОНДРИАЛЬНОЙ АДЕНИН НУКЛЕОТИД ТРАНСЛОКАЗЫ ** Метелкин Е.А., Демин О.В. ....	67

КИНЕТИКА БЫСТРОЙ И ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ФОТОСИСТЕМЫ II ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЁН: ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Киржанов Д.В. ....	68
МОСТИКОВЫЕ СТРУКТУРЫ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ ДНК В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИСПЕРСИЯХ Курносков А.А. ....	69
О СТРУКТУРЕ БЕЛКОВ, СФОРМИРОВАННЫХ ИЗ L и D-АМИНОКИСЛОТ Союнов Г.М. ....	71
КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПУТИ БИОСИНТЕЗА ЛЕЙЦИНА <i>ESCHERICHIA COLI</i> Мачавариани М.А. ....	72
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И КИНЕТИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ, ВЛИЯЮЩИХ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ ГЕЛЕВОГО ОЛИГОНУКЛЕОТИДНОГО МИКРОЧИПА Сорокин Н.В., Четкин В.Р., Лившиц М.А. ....	72
В ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТОВ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ И МОДЕЛЬНЫМИ МЕМБРАННЫМИ СТРУКТУРАМИ Дементьев А.А. ....	73
ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭФФЕКТА ТЯЖЕЛОГО АТОМА НА БИОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СИСТЕМЫ РАЗЛИЧНЫХ ОРГАНИЗМОВ *Кириллова Т.Н. ....	75
СПЕКТРАЛЬНЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БИОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ РЕАКЦИИ ОБЕЛИНА Белогурова Н.В. ....	76
<b>Подсекция ГЕОФИЗИКИ Стр. 78–94</b>	
ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ НАКЛОНА ДНА НА ПРИБРЕЖНОЕ ФРОНТАЛЬНОЕ ТЕЧЕНИЕ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ Денисов Е.С., Строганов О.Ю., Кременецкий В.В. ....	78
ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ НА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ ПИКНОКЛИНА Дружинский А.П., Журавлёв П.Н., Маканова М.Я. ....	79
ВЛИЯНИЕ ФЛОТАЦИИ НА ВРЕМЯ ОБРАЗОВАНИЯ УЕДИНЕННЫХ ВОЛН Мочулин П.В., Котенко А.В. ....	81
ДРЕЙФОВОЕ ТЕЧЕНИЕ НА ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ В УСКОРЯЮЩЕМСЯ И РАВНОМЕРНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА Ильгисонис И.В. ....	82

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКА ВОДЫ, ВОЗНИКАЮЩЕГО В СУХОМ РУСЛЕ ПРИ ПРОРЫВЕ ПЛОТИНЫ Семенюк В. Н. ....	84
ВЛИЯНИЕ ЧАСТИЦ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ НА ЗАРОЖДЕНИЕ ФИЛАМЕНТОВ В ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ **Качан Е.П., Кузьминский Л.С. ....	84
АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ В ОЧАГЕ ЦУНАМИ 25 СЕНТЯБРЯ 2003 ПО ДАННЫМ О ВАРИАЦИЯХ ПРИДОННОГО ДАВЛЕНИЯ **Алексеев А.Б., Остроухова А.В. ....	86
ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗКОШИРОТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ: НАБЛЮДЕНИЯ СО СПУТНИКА ИНТЕРБОЛХВОСТОВОЙ ЗОНД **Россоленко С.С. ....	87
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ Анищенко В.И., Тарасова О.А., Юшков В.П. ....	89
ВЛИЯНИЕ МАКРО МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ ОЗОНА В ТРОПОСФЕРЕ Евлампиев А.С., Тарасова О.А. ....	90
СТРУКТУРА СОБСТВЕННЫХ АЛЬФВЕНОВСКИХ КОЛЕБАНИЙ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОЙ Козлов Д.А. ....	92
ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ В ЯКУТИИ Будищев А.А., Тимофеева Г.А., Титов С.В. ....	93
ПРОЦЕССЫ САМООРГАНИЗАЦИИ ПРИ ТРАНСФОРМАЦИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ВИХРЯ Малиновская Е.А. ....	94
<b>Подсекция МАТЕМАТИКИ Стр. 95–116</b>	
ДИНАМИКА ЧАСТИЦ В РАСЩЕПЛЕННЫХ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЯХ Оводков Д.А. Попов В.Ю. Малова Х.В. ....	95
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧИ О СИЛЬНОМ ТОЧЕЧНОМ ВЗРЫВЕ Серёгин В.В. ....	96
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ КОМЕТЫ Серёгин В.В. ....	97
ОБ ОДНОЙ СМЕШАННОЙ ЗАДАЧЕ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ГЕЛЬМГОЛЬЦА **Колыбасова В.В. ....	98

ИЗУЧЕНИЕ ДРЕЙФА КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В СИСТЕМЕ КВАЗИЛИНЕЙНЫХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ Лазарев А.В. ....	99
ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ ОДНОГО НОВОГО УРАВНЕНИЯ СОБОЛЕВСКОГО ТИПА Чубенко П.А. ....	101
МЕТОД СМЕШАННЫХ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ Степанов И.В. ....	102
РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ПОТОКОМЕТРИИ В СЛУЧАЕ ОГРАНИЧЕННОГО ЧИСЛА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ **Николаева Н.Н. ....	103
РАЗНОСТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ КОМПЛЕКСНЫХ ОДУ Альшин А.Б., Калиткин Н.Н., Корягина А.Б. ....	104
ДИАГНОСТИКА ОСОБЕННОСТЕЙ РЕШЕНИЯ ПРИ РАСЧЕТАХ СХЕМОЙ CROS **Альшина Е.А., Калиткин Н.Н., Корякин П.В. ....	107
МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ МЕТОДОМ СРЕЛЬБЫ Хохлов А.А. ....	109
ВЫЧИСЛЕНИЕ ДОБРОТНОСТИ СФЕРИЧЕСКИ-СЛОИСТОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА **Гущин Р.А., Ерохин А.И. ....	111
ФАЗОВОЕ И КОМПОНЕНТНОЕ РАССЛОЕНИЕ В БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ Грачев Н.Е., Цуканов А.А., Цыбанков И.В. ....	112
РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ГЕЛЬМГОЛЬЦА В МНОГОСВЯЗНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ ОБЛАСТЯХ Петрова Ю.Ю. ....	113
СУЩЕСТВОВАНИЕ ЛОВУШЕЧНЫХ МОД В РЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ С ЛОКАЛЬНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ВСТАВКОЙ Тихонов А.В. ....	114
<b>Подсекция</b>	
<b>МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ</b>	
<b>И КОМПЬЮТЕРНОГО ПРАКТИКУМА</b>	
<b>Стр. 117–126</b>	
ПОИСК АЛГОРИТМОВ КОМПЬЮТЕРНОГО СРАВНЕНИЯ ГИСТОГРАММ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАБОТЫ ЭКСПЕРТОВ Роженко Е.П. ....	117



ОПЫТ ПОСТАНОВКИ УЧЕБНОЙ ЗАДАЧИ В «КОСМИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ» НИИЯФ МГУ: ИЗМЕРЕНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НОЧНОЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ Гарипов Г.К., Климов П.А., Хренов Б.А. ....	118
ТЕОРИЯ СЛУЧАЙНЫХ БЛУЖДАНИЙ В ЗАДАЧАХ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ САМОСБОРКИ МАКРОМОЛЕКУЛ Петрова О.С.....	119
ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ФОТОСИНТЕТИЧЕСКОЙ МЕМБРАНЕ Громов П.А.....	120
АНАЛИЗ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ИХ ТРАЕКТОРИЙ Симаков Д.А., Докукина И.В.....	121
ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ НА ОСНОВЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ Артемьева И.Б. ....	122
КОМПЬЮТЕРНЫЙ АНАЛИЗ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТЫХ ОКСИДОВ АЛЮМИНИЯ Денисов А.И., Гафиятуллин М.М. ....	123
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТДС-СПЕКТРА ДЕГИДРИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ *Родченкова Н.И.....	124
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГОЛОВУ ЧЕЛОВЕКА Николаева Е.Ю, Шошиашвили Л. Ш. ....	125
<b>Подсекция МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ Стр. 127–139</b>	
НАНОСЕКУНДНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ПЕРЕД УДАРНОЙ ВОЛНОЙ **Коротеев Д.А.....	127
ИССЛЕДОВАНИЕ АССОЦИАЦИИ МЕТИЛЕНОВОГО ГОЛУБОГО В МАТРИЦЕ ПОРИСТОГО СТЕКЛА С РАЗНЫМИ РАЗМЕРАМИ ПОР Чугаров Д.П., Гордеева Ю.А. ....	129
ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ СЛАБЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ОТ ПЛАЗМЕННЫХ ЛИСТОВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ Латфуллин Д.Ф. ....	131
АНАЛИЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ МАКРОМОЛЕКУЛ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ *Балабин Р.М. ....	133

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА РАНКА Некофар К.Х., Майков В.П. ....	134
ОБ ОБРАЗОВАНИИ РЕГУЛЯРНЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ Охотский А.В., Резников А.В. ....	135
КВАЗИХИМИЧЕСКИЙ КЛАСТЕРНЫЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ КИНЕТИКИ НУКЛЕАЦИИ Артюхин А.С. ....	136
ДЕФОРМАЦИЯ МОДЕЛЬНОГО ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА Логвинов А.М., Канн К.Б. ....	138
<b>Подсекция ОПТИКИ Стр. 140–162</b>	
ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ОЛЬФРАМАТА СТРОНЦИЯ Китаева И.В., Михайлин В.В., Спасский Д.А., Колобанов В.Н. ....	140
ОТРАЖЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ ИТТРИЙ-АЛЮМИНИЕВОГО ГРАНАТА Петровнин Н.Н., Михайлин В.В., Колобанов В.Н., Спасский Д.А. ....	141
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ $\text{Eu}(\text{FOD})_3$ В ПОРИСТЫХ ПОЛИМЕРАХ Тараева А.Ю. ....	141
ПРОСТАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ПЛЕНКАХ СОПРЯЖЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ Озимова А.Е., Елизаров С.Г. ....	142
ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСОВ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА В КОМПОЗИЦИЯХ НА ОСНОВЕ ПОЛИПАРАФЕНИЛЕНВИНИЛЕНА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА Бруевич В.В., Елизаров С.Г. ....	143
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МОЛИБДАТОВ СЕРИИ $\text{LiY}_{1-x}\text{Eu}_x(\text{MOO}_4)_2$ Заушицын А.В., Михайлин В.В., Романенко А.Ю. ....	144
ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОМПОЗИТОВ СИНТЕТИЧЕСКИЙ ОПАЛ-ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВЫЙ ГРАНАТ Мошнина И.А. ....	145
ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСИИ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ: ЭФФЕКТ СУПЕРПРИЗМЫ И АНОМАЛЬНОГО ПРЕЛОМЛЕНИЯ **Волкова З.А. ....	147
ОПТИМИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ Макарова С.А. ....	149

УЧЁТ МЁРТВОГО ВРЕМЕНИ ФОТОДЕТЕКТОРА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ **Агафонов И.Н., Исхаков Т.Ш., Чехова М.В.....	150
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ВИНТОВЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИСЛОКАЦИИ В ОПТИКЕ Янгирова В.В.....	151
ДИФРАКЦИЯ СВЕТА В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ИСКУССТВЕННЫХ ОПАЛАХ Серёгин С.А. ....	153
ФОРМИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОТОНООБМЕННЫХ СЛОЕВ В КРИСТАЛЛАХ $MGO:LiNbO_3$ Фролова М.В. ....	154
РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА–ЦАНДЕРА, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ПРОТОННЫМ ОБМЕНОМ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ *Евдокимов И.Г. ....	155
ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ БРЭГГОВСКИХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ Богданович Д.В.....	155
ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ СТЕКОЛ, ПРИГОДНЫХ ДЛЯ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ Пихуля Д.Г. ....	157
НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА ** Ассельборн С.А. Новиков И.В. ....	157
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ФАЗОВЫХ ПЛАСТИНОК В УСЛОВИЯХ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА Бибикова Э.А. ....	158
ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ НЕОДНОРОДНЫХ И ДИССИПАТИВНЫХ СРЕД Лысов Р.В. ....	159
ПОВЫШЕНИЕ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ Ионе С.Д. ....	160
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ОПИСАНИИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ Банников Н.Г. ....	160
РАДИАЦИОННО-ОПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ $Y_3Al_5O_{12}$ , АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ $ND^{3+}$ Мажидов Д.Ф. ....	161

**Подсекция****ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ В ФИЗИКЕ****Стр.163–192**

СИНХРОНИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА РЕЖИМЕ АВТОМОДУЛЯЦИИ Ларькин А.С. ....	163
ОДИНОЧНЫЙ АТТОСЕКУНДНЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ИМПУЛЬС ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНЬЮ Рыкованов С.Г., Михайлова Ю.М., Платоненко В.Т. ....	165
ПОДПОВЕРХНОСТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУ- ЧЕНИЯ ПРИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА МИШЕНЬ $\text{BaF}_2$ ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ХРОМ-ФОРСТЕРИТОВОГО ЛАЗЕРА Макаров И.А., Раков Е.В. ....	166
АКТИВНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ Акпаров В.В. ....	168
ГЕНЕРАЦИЯ ЛИНЕЙЧАТОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОВ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ Большаков В.В., Чутко О.В. ....	170
ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ САМОПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА Шутов И.В., Новиков А.А. ....	172
ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ СО СВЯЗАННЫМИ ВЕРТИКАЛЬНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ Скоров Д.В. ....	173
УПРАВЛЕНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ САМОФОКУСИРОВКОЙ В МОЩНОМ ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ Дормидонов А. Е. ....	174
ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ЗАДАННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА **Костылев А.Ю. ....	177
ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ГИБКИХ БИМОРФНЫХ ЗЕРКАЛ КАК РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Соболев А.С. ....	179
ФОРМИРОВАНИЕ КАНАЛА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ КОНИЧЕСКОЙ ЛИНЗОЙ (АКСИКОНОМ) В ОБЪЕМЕ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ Григорьевский А.В. ....	181
ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ПУЧКА ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ ОХЛАЖДЕНИЯ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА Офицеров Е.Н. ....	183

ЗАСЕЛЕНИЕ И РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ИОНОВ $Tm^{3+}$ В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА ПРИ СЕЛЕКТИВНОЙ СТАЦИОНАРНОЙ НАКАЧКЕ НА УРОВЕНЬ $^3H_4$ . Большиков Ф.А., Попов А.В., Рябочкина П.А., Ушаков С.Н.....	184
ЛАЗЕРНЫЙ СКЕНИРУЮЩИЙ ПРОБООТБОР ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА СОСТАВА ПОКРЫТИЙ *Сурменко Е.Л. ....	185
МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ АРХИТЕКТУРЫ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ НОВОГО ТИПА С САМООБРАЩЕНИЕМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ЛАЗЕРНОЙ СРЕДЕ ПРИ СИЛЬНОЙ ТЕРМОЛИНЗЕ Сметанин С.Н., Солохин С.А. ....	186
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЛАЗЕРНОЙ РЕЗКИ ТОЛСТЫХ МАТЕРИАЛОВ Зайцев А.В. ....	187
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛОСЧАТЫХ СТРУКТУР ПРИ КИСЛОРОДНОЙ ГАЗОЛАЗЕРНОЙ РЕЗКЕ СТАЛИ Ермолаев Г.В. ....	188
МЕТОДИКА ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПЛАВЛЕНИЯ, РАЗРУШЕНИЯ И УДАЛЕНИЯ РАСПЛАВА ПРИ ГАЗОЛАЗЕРНОЙ РЕЗКЕ МАТЕРИАЛОВ Юдин П.В. ....	190
<b>Подсекция</b>	
<b>ПРИМЕНЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В МЕДИЦИНЕ</b>	
<b>Стр. 192–217</b>	
СПЕКТРЫ И ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА, СОДЕРЖАЩИХ ИОНЫ СВИНЦА; И ХЕЛАТА ЕВРОПИЯ Сокол Н.В. ....	192
ФОСФОРЕСЦЕНТНЫЕ ЗОНДЫ В ИССЛЕДОВАНИИ ДЕНАТУРАЦИИ СЫВОРОТОЧНЫХ АЛЬБУМИНОВ ПЛАЗМЫ КРОВИ ЧЕЛОВЕКА Мельников А.Г. ....	193
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ДЕНАТУРАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА В ПРИСУТСТВИИ ДСН Буравцов Д.Е., Власова И.М. ....	193
ИССЛЕДОВАНИЕ $CsCl$ – ИНДУЦИРОВАННОЙ АГРЕГАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ Власова И.М., Микрин В.Е. ....	195
УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТА, РАССЕЯННОГО СЛОЯМИ КРОВИ РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНЫ Федосеева М.С., Кириллин М.Ю. ....	197

МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ДИНАМИКА МОЛЕКУЛ КОЛЛАГЕНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ** Бойко А.В., Перфильева И.А. ....	198
АНАЛИЗ ФОРМИРОВАНИЯ И ИНФОРМАТИВНОСТИ СИГНАЛА ОПТИЧЕСКОГО КОГЕРЕНТНОГО ТОМОГРАФА ОТ МОДЕЛЬНЫХ БИОТКАНЕЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО Кириллин М.Ю. ....	199
АНТИОКСИДАНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ И АКТИВНЫЕ ФОРМЫ АЗОТА В ТКАНИ СЕРДЕЧНОЙ МЫШЦЫ **Гудков Л.Л., Губкин А.А., Шумаев К.Б. ....	201
ВОЗМОЖНОСТИ ТЕСТИРОВАНИЯ ПОЧЕЧНОЙ НЕДОСТАТОЧНОСТИ С ПОМОЩЬЮ АНАЛИЗА ПРОДУКТОВ ДЫХАНИЯ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ МАСС- СПЕКТРОМЕТРИИ Ильченко В.В., Квасница М.В., Кравченко О.И. ....	202
ИЗМЕНЕНИЕ СУДОРОЖНОЙ ГОТОВНОСТИ МОЗГА КРЫС ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ СУДОРОГ, ВЫЗЫВАЕМЫХ ХЕМОКОНВУЛЬСАНТОМ) Лобанова А.А., Попова А.В., Гиневский Д.А., Аббасова К.Р. ....	204
ДЕФОРМИРУЕМОСТЬ ЭРИТРОЦИТОВ У КРЫС С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ВЫЗВАННОЙ ИШЕМИЕЙ: ВЛИЯНИЕ СЕМАКСА <i>IN VITRO</i> Луговцов А.Е., Малютина Е.Н. ....	205
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАСПРЕДЕЛЕННЫХ СИСТЕМ. ПРИЛОЖЕНИЯ К КАРДИОЛОГИИ Высоцкий С.А., Черемин Р.В., Лоскутов А.Ю. ....	207
ИЗМЕНЕНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ КЛЕТОК ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАДИАЦИИ В МАЛЫХ ДОЗАХ Файсканова Ю.Г. ....	209
СОЗДАНИЕ МОДЕЛИ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ГЛАЗА МЕТОДАМИ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ Летфуллин Р.Р. ....	210
MANUEL P. CAGIGAL AND VIDAL F. CANALES, JOSÉ F. CASTEJÓN-MOCHÓN, PEDRO M. PRIETO, АНИЗОПЛАНАТИЗМ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ГЛАЗА *Дубинин А.В. ....	212
НАНЕСЕНИЕ БИОСОВМЕСТИМЫХ ПОКРЫТИЙ НА МАТЕРИАЛЫ МЕДИЦИНСКИХ ИМПЛАНТАТОВ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ Сурменев Р.А., Михайдаров В.А. ....	215
ЭЛЕКТРОННО-КОНФОРМАЦИОННЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ КАЛЬЦИЙ-ВЫСВОБОЖДАЮЩИХ КАНАЛОВ В КЛЕТКАХ СЕРДЕЧНОЙ МЫШЦЫ Москвин А.С., Филиппев М.П., Соловьева О.Э., Мархасин В.С. ....	216
ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ Фуллеренов $C_{60}$ И ЕГО ПРОИЗВОДНЫХ С КИСЛОРОДНЫМИ И ГИДРОКСИЛЬНЫМИ ГРУППАМИ ДЛЯ ОТОСЕНСИТИЗЕРА Спорыш И.М., Лыско И.И., Жеребецкий Д.П. ....	217