

ОРГАНИЗАЦИЯ ОБЪЕДИНЕННЫХ НАЦИЙ
ПО ВОПРОСАМ ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И КУЛЬТУРЫ
(ЮНЕСКО)

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. Ломоносова

СТУДЕНЧЕСКИЙ СОЮЗ МГУ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
СТУДЕНЧЕСКИЙ ЦЕНТР “ОРГКОМИТЕТ ДФ”



МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ
И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

“ЛОМОНОСОВ-2004”

СЕКЦИЯ

“ФИЗИКА”

Сборник тезисов

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
2004

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2004».

Секция «Физика».

Сборник тезисов

13 апреля 2004 г. Физический факультет

Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции

Кашкаров П.К. — профессор, зам. декана физического факультета МГУ
(председатель);

Аксенов В.Н. — зам. декана (зам. председателя);

Бутузов В.Ф. — зам. декана (зам. председателя);

Бушуев В.А. — профессор кафедры физики твердого тела;

Голубовский Д.Н. — председатель профкома студентов;

Ковалевский В.Л. — зав. учебной частью;

Неделько И.В. — начальник 3 курса;

Баранов А.Н. — начальник 4 курса;

Гапочка М.Г. — начальник 5 курса;

Колесова Н.С. — ученый секретарь оргкомитета.

В одиннадцатый раз в Московском государственном университете проводилась Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов». Приятно отметить, что из года в год растет число участников этого форума научной молодежи, причем, если в прежние годы иногородние участники, как правило, только присылали тезисы своих докладов, а выступали с сообщениями единицы, то в этом году только на секции «Физика» было заслушано 40 докладов студентов и аспирантов из других городов России и ближнего зарубежья. Общее число присланных тезисов докладов на секции составило 221. Следует также отметить как высокий уровень содержания самих докладов, так и прекрасное оформление большинства из них. По этим показателям конференция «Ломоносов-2004» ни в чем не уступала многим «взрослым» аналогичным мероприятиям.

В этом году работа секции «Физика» проходила в два этапа. На пленарном заседании с блестящими докладами выступили ведущие ученые физического факультета МГУ: академик РАН А.Р. Хохлов и чл.-корр. РАН О.В. Руденко. Доклады были посвящены современным проблемам физики полимеров и акустики, соответственно. На это заседание в основном приглашались студенты 1 и 2 курсов.

Студенты старших курсов, аспиранты и молодые сотрудники имели возможность выступить с докладами по собственным результатам на 16 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:

Копосов С.Е. студ. 4 курса каф. астрофизики и зв. астрономии
Евтухов С.Н. асп. 2 г.о. каф. акустики
Фролов А.Е. студ. 4 курса каф. биофизики
Свешникова А.Н. студ. 4 курса каф. биофизики
Афанасьев Е.С. асп. 2 г.о. каф. физики моря и вод суши
Пластун А.А. студ. 4 курса каф. физики НТ и СП
Свеженцова Е.В. асп. Киевского национального университета, Украина
Панин А.А. студ. 4 курса каф. математики
Федосеева М.С. студ. 2 курса, Кириллин М.Ю. асп. 2 г.о. каф. ОФВП
Григорьев Д.А. студ 1 курса, Тихонов М.А. студ 1 курса от каф. ОФ
Чугаров Д.П. студ 4 курса, Гордеева Ю.А. асп. 3 г.о. каф. ОФ
Винниченко Н.А. студ 4 курса каф. молекулярной физики
Климов П.А. студ. 4 курса каф. космических лучей и ФК
Боков П.Ю. асп. 2 г.о. каф. ОФ
Волкова З.А. студ. 4 курса, Пятаков А.П. асп. 3 г.о. каф. физики колебаний
Грабовский С.В. физик каф. ОФМС
Бакулин А.А. студ. 5 курса каф. ОФВП
Вабишевич Н.П. студ. 4 курса каф. кв. статистики и теории поля

Для большинства участников конференция «Ломоносов-2004» — это первое в жизни выступление в таком храме науки как Московский университет 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-2004», профессор
П.К. Кашкаров

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ НАУКИ О ПОЛИМЕРАХ

Академик РАН А.Р. Хохлов

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Долгое время химическая промышленность интересовалась полимерами главным образом с целью создания новых конструкционных материалов (пластмассы, резины, волокна, и т.д.). Два десятилетия назад центр тяжести исследований переместился на функциональные полимеры (суперабсорбенты, мембраны, адгезивы и т.д.). В девяностых годах ученые и специалисты в области химической промышленности начали обсуждать «умные» полимерные системы (например мягкие манипуляторы, полимерные системы для управляемого выделения активного вещества, полимеры с выраженным откликом на внешние поля и т.д.); общий смысл этого термина заключается в том, что функции, выполняемые полимерами, становятся более тонкими и разнообразными [1, 2, 3]. Исследование полимерных систем со все более сложными функциями, несомненно, будет в числе главных направлений науки о полимерах в 21 веке.

Один из способов получения новых полимеров для выполнения сложных функций связан с синтезом новых мономеров с такой химической структурой, которая реализует требуемую функцию. Однако, потенциал этого подхода ограничен, поскольку в этом случае сложность и разнообразие функций полимера обеспечиваются крайней сложностью структуры мономерных единиц, органический синтез которых становится все более дорогим и менее надежным.

Альтернативный подход состоит в том, чтобы использовать известные мономеры и пытаться создать сополимерную цепь с заданной последовательностью мономерных звеньев. Возможности изменения последовательности в сополимерах фактически неограниченны: от изменения некоторых простых характеристик, таких как доля мономерных единиц того или иного сорта, средняя длина блоков (для цепей с блочной структурой), наличие ветвлений, и т.д. до более тонких особенностей, таких как дальние корреляции в последовательностях или так называемая градиентная структура. Поэтому при таком подходе может быть получено множество разнообразных новых функциональных сополимеров.

Важно подчеркнуть, что природа выбрала этот путь эволюции главных биологических макромолекул: ДНК, РНК и белков. Эти полимеры в живых системах ответственны за функции несравнимо более сложные и разнообразные, чем обычно обсуждаемые функции синтетических сополимеров. Молекулярная основа этой способности исполнять сложные функции связана с уникальными первичными последовательностями мономерных звеньев в биополимерах, появившимися в ходе биологической эволюции.

Таким образом, один из многообещающих подходов в конструировании функциональных сополимеров – биомиметический по природе: сначала выявляются главные особенности последовательностей мономерных звеньев в биополимерах, достигается понимание, как эти последовательности определяют функциональные свойства, и затем подобные подходы применяются для синтетических сополимеров. Настоящий доклад посвящен обзору недавно полученных результатов для этого направления, связанного с биомиметическим дизайном последовательностей в сополимерах.

Белковоподобные сополимеры

Первые идеи, связанные с конструированием последовательностей в функциональных сополимерах, были сформулированы нами в 1998 [4-6]. Они базировались на простом и известном факте - функционирование всех глобулярных белков зависит от двух главных факторов: (i) они находятся в глобулярном состоянии; (ii) они растворимы в водной среде. Комбинация этих двух факторов нетривиальна, например, для гомополимеров и случайных сополимеров переход к глобулярной конформации обычно сопровождается осаждением глобул из раствора [7,8]. Глобулы белка растворимы в воде из-за особой последовательности звеньев: в нативной конформации большинство гидрофобных мономерных звеньев находится в ядре глобулы, в то время как гидрофильные и заряженные мономерные звенья формируют оболочку этого ядра. В рамках описанного выше биомиметического подхода мы можем сформулировать следующую проблему: можно ли сконструировать такую последовательность звеньев в синтетическом НР-сополимере (сополимере, состоящем из мономерных единиц двух типов, Н и Р), чтобы в плотной глобулярной конформации все гидрофобные Н-единицы находились в ядре этой глобулы, в то время как гидрофильные (полярные) Р-единицы формировали оболочку этого ядра? Этот вопрос был впервые поставлен в [4] (см. также [5,6]), и соответствующие полимеры были названы «белковоподобными» сополимерами.

Белковоподобные НР-последовательности были сначала получены в компьютерных экспериментах [4-6], которые могут быть описаны следующим образом. Мы начинаем с произвольной конфигурации гомополимерной глобулы, сформировавшейся из-за сильного притяжения мономерных звеньев (Рис. 1а) и применяем к ней процедуру «окрашивания» (Рис. 1б): мономерные звенья в центре глобулы называем Н-единицами (гидрофобными), в то время как мономерные звенья, выходящие на глобулярную поверхность, помечаем как Р-единицы (полярные или гидрофильные). Затем эта первичная структура фиксируется, притяжение мономерных единиц выключается, и белковоподобный сополимер в развернутой клубковой конформации готов к дальнейшему исследованию (Рис. 1с).

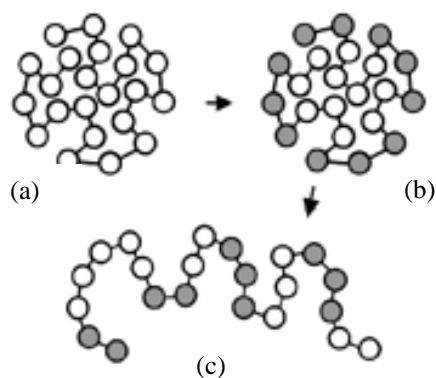
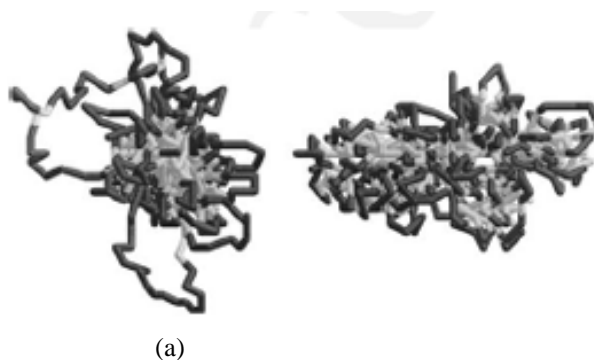


Рис. 1. Основные шаги реализации схемы дизайна последовательностей для белковоподобных сополимеров: (а) гомополимерная глобула; (б) та же самая глобула после процедуры «окраски»; (с) белковоподобный сополимер в клубковой конформации

В работах [4-6] показано, что переход клубок-глобула для таких сополимеров, вызванный притяжением Н-звеньев, происходит при более высоких температурах, ведет к формированию более плотной глобулы и имеет более быструю кинетику чем при случайной и случайно-блочной последовательности. Причина этого проиллюстрирована на Рис. 2а и 2б, где показаны типичные конформации глобул, образованных белковоподобными и случайными НР-сополимерами с тем же самым составом Н и Р единиц.

Рис. 2. Типичные глобулярные конформации для (a) белковоподобных и (b) случайных сополимеров. Гидрофобные Н единицы представлены в светло-сером цвете, а гидрофильные Р единицы - в темно-сером цвете



Можно видеть, что ядро белковоподобной глобулы намного более компактно и лучше сформировано; оно окружено петлями гидрофильных единиц, которые стабилизируют ядро. Очевидно, это происходит из-за своеобразного эффекта памяти: ядро, которое существовало в «материнской» конформации (это - термин, введенный в [4], чтобы обозначить конформацию на Рис. 1b, где производится покраска), было просто воспроизведено после повторного сворачивания, вызванного включением притяжения Н-единиц. Можно сказать, что особенности «материнской» конформации «наследуются» белковоподобным НР-сополимером. Рассмотрение конформаций на Рис. 2a и 2b приводит к естественному предположению о том, что белковоподобные сополимерные глобулы должны быть растворимы в воде и, следовательно, они могут быть объектами дальнейшей модификации для привнесения других необходимых свойств в ходе биологической эволюции, в то время как глобулы на основе случайных сополимеров скорее всего выпадут в осадок, и таким образом они не могут участвовать в эволюции.

Экспериментальное получение белковоподобных сополимеров

После того, как идея дизайна последовательностей белковоподобных сополимеров была реализована в компьютерном моделировании, несколько групп исследователей приступили к работам по экспериментальному получению таких сополимеров путем реального синтеза в химической лаборатории.

Метод «окрашивания» поверхности глобулы

Это — самый прямой метод, точно соответствующий Рис. 1. Сначала мы имеем гомополимерную цепь, помещаем ее в плохой растворитель, где формируется плотная глобула. Затем поверхность глобулы подвергается специальному химическому преобразованию (полимер-аналогичной реакции); в результате лиофобные единицы мономера на поверхности приобретают лиофильные свойства. Таким образом, появляющийся сополимер формирует структуру ядро-оболочка аналогично тому, как это происходит в глобуле белка.

Эти эксперименты были впервые выполнены в группе проф. Х.Тенху (Университет Хельсинки), где прививали короткие цепочки полиэтиленоксида к сополимеру термочувствительного N-изопропилакриламида (NIPA) и глицидил метакрилата [9, 10]. При комнатной температуре такой сополимер находится в клубковой конформации, и прививка происходит случайным образом. При повышении температуры происходит переход клубок-глобула, и процессы прививки осуществляются главным образом на глобулярной поверхности, что, таким образом, ведет к гидрофилизации именно поверхности и к созданию белковоподобного сополимера в описанном выше смысле. Действительно, было показано, что раствор белковоподобного сополимера, пригото-

ленного этим способом, мутнеет при более высоких температурах, чем при случайной прививке, и образует меньшие агрегаты в мутном растворе.

Были сделаны несколько других попыток в этом же направлении, но в общем этот метод показал себя довольно ненадежным из-за невозможности стабилизировать плотные глобулы в растворе в течение времени, достаточного для осуществления полимер-аналогичной реакции.

Сополимеризация с одновременным формированием глобулы

Этот метод оказывается намного более надежным, он был впервые предложен в работе [11], где изучалась свободно-радикальная сополимеризация термочувствительного N-винилкапролактама (NVCa) с гидрофильным N-винилимидазолом (NVIZ) при различных температурах. При комнатной температуре такая полимеризация приводит к случайному сополимеру. С другой стороны, когда полимеризация идет при повышенных температурах (приблизительно 65°C), растущие цепи формируют глобулы, и этот факт влияет на концентрацию мономеров вокруг активного радикала. Были найдены условия, при которых в результате такого синтеза появляются белковоподобные сополимеры. Эти сополимеры вообще не выпадали в осадок при нагреве раствора до 80°C; с другой стороны, плотные глобулы образовывались уже при 30°C. Недавние результаты, полученные нашей группой [11], а также группами профессора Б. Маттиассона (Университет Лунда, Швеция) [12] и профессора Чи Ву (китайский Университет Гонконга) [13] показывают универсальность этого подхода к получению белковоподобных сополимеров. Мы его назвали сополимеризацией с одновременным формированием глобулы; соответствующие теоретические основы этого подхода были заложены в наших недавних работах по моделированию [14].

Молекулярный дозатор

Идея молекулярного дозатора - дальнейшее развитие нашего подхода к дизайну последовательностей сополимера. А именно, мы рассматриваем конфигурацию гомополимерной цепи, адсорбированной на сферической коллоидной частице (Рис. 3) и конструируем последовательность для этого состояния макромолекулы. Естественно ожидать, что в случае устранения «материнской» коллоидной частицы (например, путем вытравливания) на стадии Рис. 3с, получившийся сополимер будет скорее всего «настроен» на селективное образование комплексов с коллоидными частицами материнского размера σ_p . Например, если такой сополимер поместить в полидисперсный коллоидный раствор частиц разных размеров, он будет избирательно образовывать

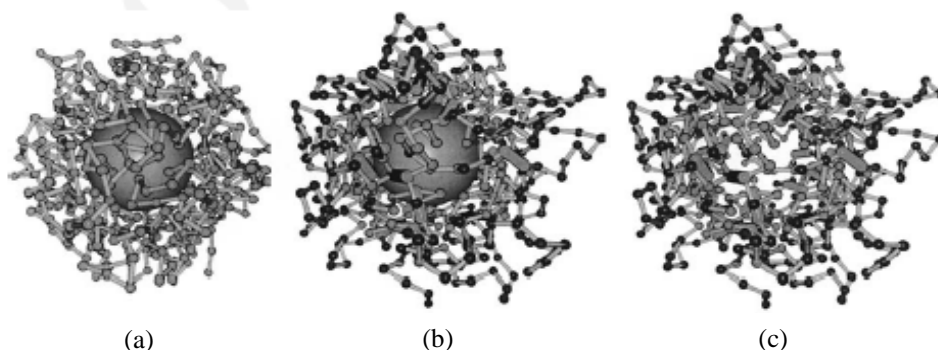


Рис. 3. Стадии создания сополимерной оболочки: (а) адсорбция гидрофобной гомополимерной цепи на «материнской» коллоидной частице; (б) «окраска» полимерной цепи и введение штифтов для стабилизации структуры со сферической полостью; (с) устранение (вытравливание) коллоидной частицы. Гидрофобные Н единицы представлены в светло-сером цвете, гидрофильные Р единицы - в темно-сером цвете, а Н-Н штифты представлены как серые стержни

комплексы с частицами того же радиуса, что и в «материнской» ситуации. Именно поэтому такой сополимер можно назвать молекулярным дозатором. Эта идея была напрямую реализована в экспериментах по компьютерному моделированию [15].

Сначала мы рассмотрели гомополимерную цепь, притягивающуюся к коллоидной наночастице. Такая цепь формирует комплекс с частицей (его типичный вид показан на Рис. 3а). Только часть звеньев цепи находится в прямом контакте с коллоидной частицей, в то время как другие звенья формируют петли. Разделим теперь звенья на два типа: будем «окрашивать» «темно-серым» звенья цепи в петлях, в то время как звенья около коллоидной частицы остаются «светло-серыми» (Рис. 3б). Впоследствии мы будем считать, что темно-серые звенья с коллоидной частицей не взаимодействуют, а светло-серые звенья к ней притягиваются. Если конструирование последовательности остановить на этом этапе, то селективность комплексообразования с другой частицей материнского размера σ_p не будет обеспечена. Однако, если дополнительно ввести небольшое число «сшивок» между «светло-серыми» единицами и таким образом зафиксировать структуру центральной полости (Рис. 3б), то макромолекула после удаления коллоидной частицы (Рис. 3с) действительно будет обладать свойствами молекулярного дозатора [15].

Для характеристики комплексообразования дозатора и частицы мы вычислили вероятность $P(\sigma, T)$ обнаружения комплекса, состоящего из сополимерной оболочки и частицы данного размера σ при температуре T , и обнаружили, что селективность комплексообразования с частицей определенного радиуса действительно наблюдается, то есть идея молекулярного дозатора работает. Причина селективной адсорбции коллоидной частицы «материнского» размера объясняется типичными конформациями комплекса: частица «материнского» или меньшего размера ($\sigma \leq \sigma_p$) оказывается полностью поглощенной центральной полостью, что было обеспечено процедурой дизайна последовательности (Рис. 4б). С другой стороны, частица большего размера ($\sigma > \sigma_p$) оказывается слишком велика для центральной полости, и таким образом сформированная система не обеспечивает возможность притяжения всех «красных» единиц к поверхности частицы. Что касается маленьких частиц, то они легко проникают в молекулярный дозатор, но образовавшийся комплекс не устойчив (особенно при высокой температуре) из-за малой поверхности таких частиц.

Эволюция последовательностей и их информационное содержание

Концепция эволюции — один из краеугольных камней современного естествознания: в космологии обсуждается развитие Вселенной, в геологии — развитие Земли, в науках о жизни — биологическая эволюция. Эта концепция применима также и в науке о полимерах. Соответствующая постановка задачи очень ясна. Структура и функции существующих биополимеров (белки, ДНК, РНК) кодируются сложными последовательностями мономерных единиц, (например, это так для уникальной третичной структуры глобулярных белков). Поэтому эти последовательности (в 20-буквенном алфавите в случае белков и в 4-буквенном алфавите в случае ДНК и РНК) должны статистически сильно отличаться от случайных и иметь значительные корреляции на различных масштабах. Другими словами, естественно ожидать, что содержание информации в этих последовательностях относительно высоко по сравнению со случайными последовательностями (например, последовательности ДНК содержат всю генетическую информацию). С другой стороны, образование первых сополимеров в самом начале молекулярной предбиологической эволюции могло приводить только к случайным последовательностям или последовательностям с тривиальными короткодействующими

ми корреляциями. То есть информационное содержание этих последовательностей было фактически нулевым. Можно утверждать, что в ходе молекулярной эволюции сополимерные последовательности становились все более сложными, пока они не достигли степени информационной сложности ныне существующих биополимеров. Изучение различных возможностей этой эволюции сополимерных последовательностей — как раз та область науки о полимерах, где может применяться представление об эволюции. Следует отметить, что, поскольку информационное содержание последовательности — математически определенное понятие, процесс эволюции биополимерных последовательностей может быть определен в точных математических терминах, что не всегда возможно для других примеров эволюции.

С другой стороны, сформулированная фундаментальная проблема чрезвычайно трудноразрешима из-за отсутствия прямой информации о раннем предбиологическом развитии. Поэтому особый интерес представляют упрощенные модели эволюции последовательностей, которые выявляют различные возможности для появления статистической сложности и дальнедействующих корреляций в последовательностях [16]. Поскольку информационное содержание последовательностей не может появиться в результате случайных мутаций, такие упрощенные модели должны учитывать взаимосвязь между конформациями полимерной цепи (которые определяются взаимодействиями между мономерными единицами различного типа) и эволюцией последовательности. Другими словами, мы должны исследовать возможность эволюции сополимерных последовательностей, зависящей от их конформаций.

Восходящие и нисходящие ветви эволюции последовательностей

В работе [17] нашей целью было явное введение концепции эволюции последовательностей в схему генерации белковоподобных сополимеров. Используя алгоритм, основанный на молекулярной динамике, мы моделировали эволюцию двухзвенной (НР) сополимерной последовательности, зависящую от ее конформаций [17]. Механизм эволюции последовательности включал в себя исходное получение начальной белковоподобной последовательности путем рассмотрения гомополимерной глобулы и отнесения мономерных единиц в ядре этой глобулы к Н-звеньям и единиц на поверхности глобулы к Р-звеньям. Получившийся сополимер разворачивался в клубковую структуру и затем повторно сворачивался из-за сильного притяжения Н единиц. НР-последовательность далее изменялась («перекрашивалась») в зависимости от положения мономерных единиц в ядре или на поверхности вновь сформированной глобулы. Такие модификации, ведущие к изменению первичной НР-последовательности были повторены много раз. При таком эволюционном процессе структуры и последовательности претерпевают скоординированные изменения. Результаты были получены для гибкой цепи из 128 единиц с НР-составом 1:1 для случая, когда гидрофобные Н-единицы сильно притягивают друг друга, таким образом стабилизируя плотное глобулярное ядро, а энергия притяжения ϵ_{pp} между гидрофильными Р-единицами рассматривается как параметр. Для этой модельной системы мы вычислили различные свойства, зависящие как от конформации, так и от последовательности, включая количественные характеристики информационной наполненности последовательности, известные из теории информации.

Оказалось, что есть два режима эволюции (режимы I и II) в зависимости от энергии притяжения между полярными единицами ϵ_{pp} [17]. Если ϵ_{pp} меньше чем некоторая критическая энергия ϵ_{pp}^* (режим I), эволюция может привести к изменению характера первичной структуры от последовательностей с белковоподобной первичной структурой, способных к формированию глобулы с ядром и оболочкой, к выродившим-

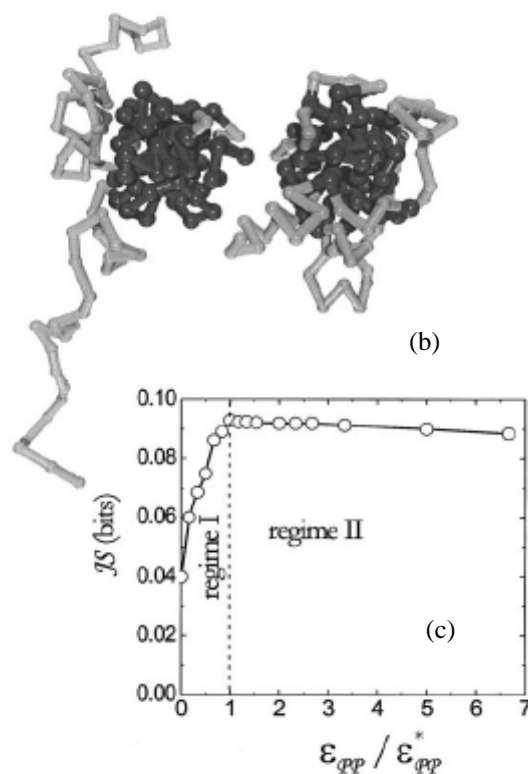
ся (не белковоподобным) последовательностям, имеющим длинные однородные Н и Р блоки (Рис. 4а).

Выродившаяся первичная структура напоминает двух- или трех-блочную последовательность (конформация «ядро-хвост», Рис. 4а). Поэтому, когда притяжение между гидрофильными единицами недостаточно сильно, мы имеем дело с нисходящей ветвью эволюции, которая ведет к небелковоподобным последовательностям, имеющим низкое информационное содержание и сложность. С другой стороны, было обнаружено, что во втором режиме (т.е. при $\epsilon_{PP} \geq \epsilon_{PP}^*$) сложность белковоподобных последовательностей увеличивается (см. Рис. 4б), и поэтому мы имеем восходящую ветвь эволюции последовательностей.

Информационная сложность сополимерных последовательностей

Обычный подход для анализа конформационной сложности системы состоит в использовании понятий и методов теории информации [18]. Наша цель состояла в том, чтобы найти характеристику, которая могла бы показать, насколько сополимерные последовательности, генерируемые в ходе нашего эволюционного процесса, отличаются в смысле содержания информации друг от друга и от случайных или тривиальных (выродившихся) последовательностей. Оказалось, что обычные показатели информационной сложности (основанные, например, на Шэнноновской энтропии и родственных характеристиках) неадекватны для наших целей. Чтобы преодолеть эту проблему, мы предложили использовать так называемую энтропийную меру Йенсена–Шэннона [17].

Рис. 4. Типичные конформации сополимеров, полученных в результате длительной, конформационно-зависимой эволюции цепи, состоящей из 128 мономерных звеньев: (а) структура ядро-хвост (подобная голова-стику) при $\epsilon_{PP} / \epsilon_{PP}^* = 0$ и (б) структура ядро-оболочка при $\epsilon_{PP} / \epsilon_{PP}^* \geq 1$. Гидрофобные Н единицы представлены в светло-сером цвете, гидрофильные Р единицы - в темно-сером цвете; (с) энтропийная мера Йенсена–Шэннона как функция $\epsilon_{PP} / \epsilon_{PP}^*$. Характерная энергия Н-Н взаимодействий ϵ_{NN} , стабилизирующая плотное ядро глобулы, принята равной $2 k_B T$, в то время как энергия притяжения ϵ_{PP} между гидрофильными Р единицами считается параметром. Для перекрестного взаимодействия мы считали $\epsilon_{NP} = (\epsilon_{NN} \times \epsilon_{PP})^{1/2}$



Было показано, что для последовательностей, полученных в эволюционном процессе, описанном выше, при $\epsilon_{PP} \geq \epsilon_{PP}^*$ (режим II) степень сложности, измеряемая энтро-

пийной мерой Йенсена–Шэннона, может быть значительно выше, чем в случае режима I, при $\epsilon_{pp} < \epsilon_{pp}^*$. Информационная сложность немного возрастает с уменьшением ϵ_{pp} , достигает максимума около ϵ_{pp}^* , и затем резко понижается (Рис. 4с).

Заключение

Во всех случаях, описанных выше, функциональные особенности «материнской» конформации «запоминались» сополимерами, полученными согласно нашей схеме конструирования последовательностей. Эти особенности затем проявлялись в других условиях. Такая взаимосвязь может рассматриваться как один из возможных механизмов молекулярной эволюции: полимер приобретает некоторую специальную первичную последовательность в «материнских» условиях, и затем (в других условиях) использует тот факт, что первичная структура «настроена» на то, чтобы выполнить определенные функции.

Литература

1. Галаев И.Ю. Успехи химии, 1995, т.64, стр. 471.
2. Wool R.P., Nature, 2001, v.409, p.773.
3. White S.R., Sottos N.R., Geubelle P.H., Moore J.S., Kessler M.R., Sriram S.R., Brown E.N., Viswanathan S., Nature, 2001, v.409, p.794.
4. Khokhlov A.R., Khalatur P.G., Physica A, 1998, v.249, p.253.
5. Халатур П.Г., Иванов В.А., Шушарина Н.П., Хохлов А.Р., Известия РАН, серия химическая, 1998, т.47, №5, стр.884.
6. Khokhlov A.R., Khalatur P.G., Phys.Rev.Lett., 1999, v.82, p.3456.
7. Лифшиц И.М., Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р., УФН, 1979, т.127, стр.353.
8. Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р. Статистическая физика макромолекул, Москва, Наука, 1989.
9. Virtanen J., Baron C., Tenhu H., Macromolecules, 2000, v.33, p.336.
10. Virtanen J., Tenhu H., Macromolecules, 2000, v.33, p.5970.
11. Лозинский В.И., Сименель И.А., Курская Е.А., Кулакова В.К., Гринберг В.Я., Дубовик А.С., Галаев И.Ю., Матиассон Б., Хохлов А.Р., Доклады Академии Наук, 2000, т.375, стр.637.
12. Wahlund P.-O., Galaev I.Yu., Kazakov S.A., Lozinsky V.I., Mattiasson B., Macromol. Biosci., 2002, v.2, p.33.
13. Siu M.H., Zhang G., Wu Chi, Macromolecules, 2002, v.35, p.2723.
14. Berezkin A.V., Khalatur P.G., Khokhlov A.R., J. Chem. Phys., 2003, v.118, p.8049.
15. Velichko Yu.S., Khalatur P.G., Khokhlov A.R., Macromolecules, 2003, v.36, p.5047.
16. Pande V.S., Grosberg A.Yu., Tanaka T., Rev. Modern Phys., 2000, v.72, p.259.
17. Khalatur P.G., Novikov V.V., Khokhlov A.R., Phys. Rev. E, 2003, v.67, 0519011.
18. Shannon C.E., Mathematical theory of communication, Urbana, University of Illinois Press, 1949.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ

Чл.-корр. РАН О.В. Руденко

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Когда начинают говорить об акустике, первое, что приходит в голову — это слух, речь, музыкальные инструменты, качество звука в залах, шум на улице, в доме и при поездках на транспорте. Но это то же самое, что ассоциировать современную оптику не с лазерами, а с лампой накаливания, а физику плазмы — с пламенем костра. Круг задач, решаемых современной акустикой, гораздо шире.

Эта статья посвящена только одному из таких современных направлений — нелинейной акустике или, другими словами - физике сильных акустических полей. Под «сильной» имеется в виду такая волна, у которой амплитуда, интенсивность, мощность или максимальные значения параметров (например, пиковое давление в импульсном сигнале) достаточно велики для того, чтобы она вела себя принципиально иначе, чем слабая волна.

Например, два пучка слабых волн, пересекаясь в пространстве, создают интерференционную картину — чередование «темных» и «светлых» полос (для звука — это зоны более громкого и более тихого звучания). Однако, пройдя сквозь эту область, волны «забывают» о существовании друг друга и распространяются дальше так, как если бы этого пересечения не было. Математически это означает, что для линейных уравнений справедлив принцип суперпозиции: линейная комбинация решений (каждое из которых описывает одну волну) будет новым точным решением. Для сильных волн принцип суперпозиции нарушается, то есть волны начинают взаимодействовать между собой. Область интерференции становится источником новых волн с частотами, которых не было в спектре исходного излучения. Более подробно о нелинейных явлениях и их использовании сказано ниже.

Вначале хотелось бы рассказать немного о кафедре акустики и не только потому, что это уникальное в своем роде учебно-научное подразделение, но главным образом по той причине, что нелинейная акустика как раздел современной физики сформировалась в значительной своей части на физическом факультете МГУ.

О кафедре акустики

Кафедра организована в 1943 г. С.Н. Ржевкиным. Это была первая специализированная кафедра акустики. До сих пор она является крупнейшей в классических университетах мира. За прошедшие годы кафедру закончили около 900 студентов. Подготовлено более 90 кандидатов и 9 докторов физ.-мат. наук по специальности «акустика». Выпускники работают в академических и отраслевых институтах, в высших учебных заведениях, в промышленности. Среди них много известных учёных, удостоенных высших правительственных наград и академических званий. На кафедре преподавали и вели исследования многие выдающиеся российские акустики: С.Н. Ржевкин, Л.М. Бреховских, В.А. Красильников, Л.К. Зарембо, и другие.

Научные направления можно условно разделить на 4 группы, в рамках каждой из которых сформировались признанные научные школы:

Физика нелинейных колебаний и волн (теория нелинейных волн в слабодиспергирующих средах; взаимодействие сильно искажённых волн, содержащих ударные фронты; лазерное возбуждение мощных акустических импульсов; стохастическое поведение нелинейных динамических систем; автоколебания в акустических и биологических системах; гидродинамические неустойчивости и турбулентность);

Физическая акустика твёрдого тела (динамика поверхностных и клиновых волн; измерения нелинейных модулей упругости; нелинейные явления на поверхности твёрдого тела; электрон-фононные и магнон-фононные взаимодействия в твёрдых телах; нелинейные акустические методы неразрушающего контроля и диагностики; оптоакустика и акустическая микроскопия);

Акустика океана (методы и средства излучения и приёма звуковых волн в океане; калибровка гидроакустических преобразователей; синтез антенн и их стабилизация на подводных течениях; распространение звуковых волн в океане; векторно-фазовая структура акустических полей и сейсмических сигналов; моделирование шумов океана; обратные задачи рассеяния; акустическая томография океана);

Аэроакустика (резонансные поглотители низкочастотных интенсивных сигналов; акустическая интерферометрия и интенсивметрия; измерения в звукомерной и реверберационной камерах; акустика органных залов; волны звукового удара в атмосфере).

Сейчас исследования в этих направлениях ведут 6 докторов и 14 кандидатов наук: зав. кафедрой член-корреспондент РАН, профессор О.В. Руденко, профессора В.А. Буров, А.И. Коробов, И.Ю. Солодов, доценты В.Г. Андреев, П.Н. Кравчун, Ю.Н. Маков, О.А. Сапожников, В.А. Хохлова, А.В. Шанин, ведущие научные сотрудники В.А. Гордиенко и П.С. Ланда, старшие научные сотрудники Б.И. Гончаренко, С.Н. Карпачёв, Б.А. Коршак, В.К. Кузнецов, И.В. Лебедева, О.Д. Румянцева, О.Ю. Сердобольская, научный сотрудник В.Г. Можаяев, а также младшие научные сотрудники Н.И. Одина и Т.В. Синило.

За последнее время получен ряд важных результатов. Впервые экспериментально наблюдались многие нелинейные эффекты при распространении акустических волн в жидкостях, твёрдых телах, воздухе и многофазных средах. Развита ряд направлений в физике нелинейных колебаний и волн. Разработаны новые методы нелинейной акустической диагностики и неразрушающего контроля материалов, а также методы применения мощного ультразвука для медицинской диагностики и терапии. Созданы новые типы звукопоглотителей и глушителей, новые методы измерений в аэро- и гидроакустике. Предложены методы решения задач акустической томографии в океанологии и медицине. Осуществлены морские экспедиции, где были исследованы, а затем нашли практическое применение устройства, разработанные на кафедре. Предложены конструкции низкочастотных гидроакустических излучателей и приёмников, а также методы синтеза и повышения устойчивости подводных антенн. Реализованы акустические решения ряда новых и реконструированных концертных залов в Москве, Санкт-Петербурге, Казани, Набережных Челнах, Перми. Многие результаты защищены авторскими свидетельствами на изобретение и патентами, нашли применение в авиационной технике и судостроении, технике исследования океана, архитектурной практике и органостроении. В их числе — резонансные и широкополосные звукопоглотители, реактивные широкополосные глушители, алгоритмы систем обработки гидроакустической информации, расчёты опытных и серийных параметрических гидролокаторов, векторно-фазовые приёмники звука и др.

Кафедра располагает уникальными сооружениями: звукомерной (безэховой) и реверберационными камерами, гидробассейном, используемыми как для научных, так и для учебных целей. Уникальные экспериментальные установки созданы в последние годы также в действующем на кафедре Центре коллективного пользования физического факультета МГУ по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю (директор — проф. А.И. Коробов) и в лаборатории медицинских приложений мощного ультразвука (зав. лаб. — доц. О.А. Сапожников).

Кафедра сотрудничает с крупными зарубежными центрами: Университетами штатов Вашингтон и Индиана, Бостонским университетом (США), Виндзорским университе-

том (Канада), Институтом онкологических исследований (Великобритания), Университетом Штутгарта (Германия), Королевским техническим университетом в Стокгольме и Технологическим институтом в Карлскроне (Швеция), Институтом здоровья и медицинских исследований Франции, Британским институтом органических исследований.

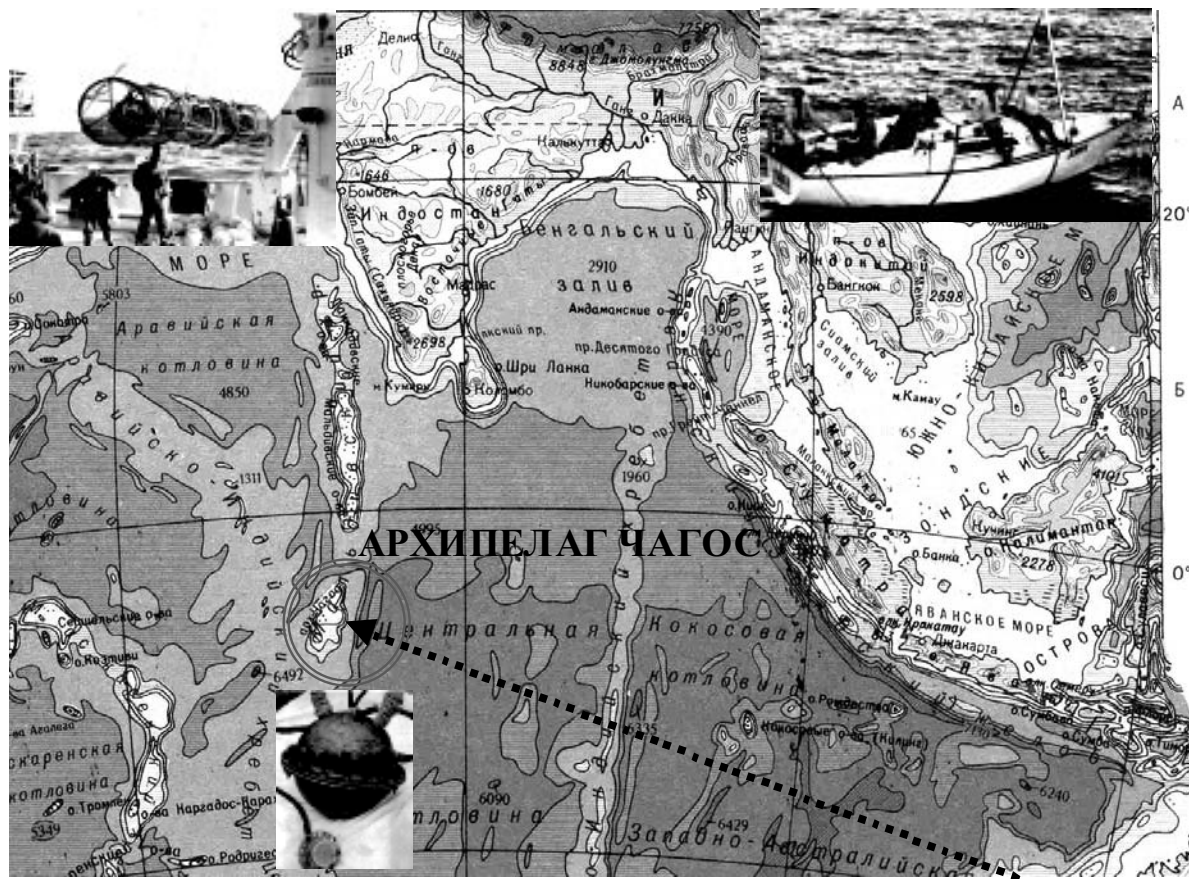


Рис.1. Трасса в Индийском океане, на которой проводились измерения низкочастотных акустических полей (штриховая прямая). На врезках изображена аппаратура, разработанная сотрудниками кафедры акустики

В 1997 г. на базе кафедры состоялась VI Сессия Российского акустического общества (РАО). В 2002 г. кафедра организовала и провела в МГУ 16-ый Международный симпозиум по нелинейной акустике, в котором приняли участие более 300 специалистов, в том числе около 150 зарубежных. В августе 2003 г. на физическом факультете состоялась XIII Сессия РАО, посвященная 60-летию кафедры акустики.

Ряд сотрудников кафедры акустики за последние годы отмечены премиями: О.В. Руденко — лауреат Государственных премий СССР и Российской Федерации, а также Ломоносовской премии, В.А. Красильников — Государственной премии СССР и Ломоносовской премии, а также премии РАН им.Л.И. Мандельштама, В.А. Буров — лауреат Государственной премии СССР, О.А. Сапожников — лауреат Ломоносовской премии. Несколько сотрудников удостоены званий соросовских профессоров и доцентов. Более 40 молодых учёных, аспирантов и студентов кафедры в разные годы получили премии на конкурсах научных работ как по линии министерств, так и в Московском университете, а также были удостоены стипендий Американского акустического общества, Общества академических обменов Германии, соросовских стипендий. Кафедра регулярно получает гранты, участвует в выполнении федеральных целевых программ.

Сотрудниками кафедры опубликовано более 30 монографий и учебных пособий, ряд которых переиздан за рубежом.

Мы стараемся использовать лучшие традиции в организации и содержании учебного процесса на физическом факультете МГУ. В сочетании с фундаментальным образованием в области физики описанная система подготовки акустиков, как показало время, весьма эффективна и не имеет аналогов в мире. Спрос на специалистов, выпускаемых кафедрой, всегда был высоким. Фактически, физиков-акустиков выпускаем только мы и радиофак Нижегородского университета.

Об акустических волнах

Уникальное свойство акустических волн — их способность проникать практически во все среды, непрозрачные для света и других излучений. Волны низких частот (от единиц до сотен Герц) могут распространяться на тысячи километров в океане и Земле.

Напротив, высокочастотный ультразвук (далее УЗ) в диапазоне от 500 кГц до 50 МГц (это от 500 тысяч до 50 миллионов колебаний в секунду) используется для медицинской диагностики и терапии, поскольку он слабо затухает в биотканях и может быть, в частности, сфокусирован на том или ином внутреннем органе человека. По этой причине на мировом рынке диагностических приборов УЗ устройства по объему продаж уступают лишь рентгеновским установкам. Однако дешевизна, безопасность и уникальные возможности УЗ ведут к тому, что в ближайшие годы эти устройства будут доминировать (наряду с дорогими, но очень эффективными ЯМР-томографами).

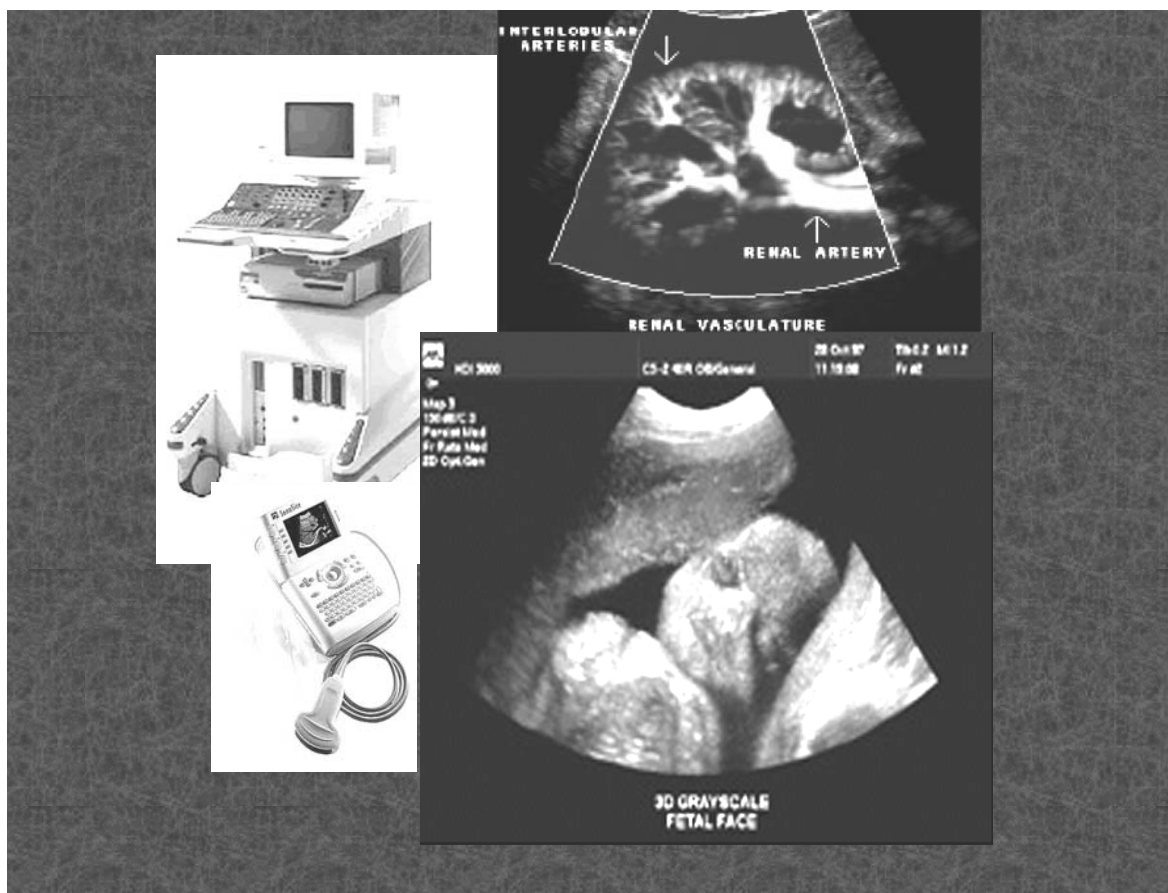


Рис.2. Современные (обычный и портативный) приборы УЗИ. Примеры: визуализация сосудистого русла и изображение еще не родившегося младенца

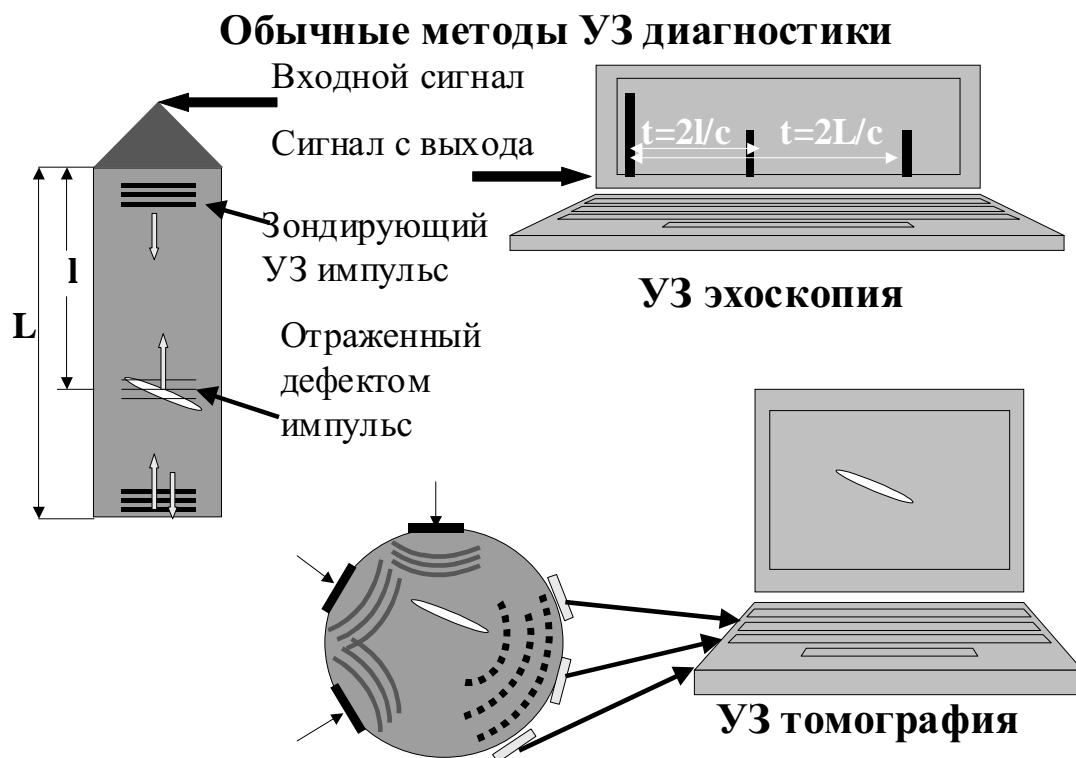


Рис.3. К объяснению работы приборов акустической диагностики

Идеи, лежащие в основе обычной («линейной») диагностики иллюстрированы на рис.3. Простейшая схема работы УЗ эхоскопа использует отражение акустического импульса от неоднородностей среды; их свойства и местоположение определяются по величине отраженного сигнала и времени его запаздывания по отношению к зондирующему импульсу. Гораздо большую информацию дает УЗ томограф, использующий многоракурсное облучение и (или) прием рассеянного сигнала. Данные о рассеянном неоднородностью поле обрабатываются компьютером, в результате чего удастся восстановить форму границы и даже внутреннюю структуру объекта.

В последние годы диагностика все больше становится «нелинейной». Среди многообразия нелинейных волновых явлений чаще других используется простейший эффект — генерация высших гармоник. Выглядит это так. Гармоническая («синусоидальная» во времени) волна, распространяясь в среде, изменяет форму: передние фронты становятся более крутыми, а задние — более пологими. Картина напоминает искажение морских волн вблизи берега. Однако, в отличие от волн на морской поверхности, «гребни» сильных акустических волн не раздуваются; на их месте возникают крутые ударные фронты, а профиль в целом приобретает вид «пилы»: прямолинейные пологие «склоны» соединены вертикальными разрывами, периодически следующими друг за другом с частотой волны. Спектр такого сигнала состоит из основной частоты и кратных гармоник: второй, третьей, четвертой... Число образующихся гармоник зависит от потерь в среде и может достигать нескольких десятков. Пользуясь аналогией с оптикой, можно сказать, что «пила» состоит из многих цветов: красного, зеленого, фиолетового и других компонент невидимой коротковолновой области спектра. Энергия перекачивается из основной частоты в коротковолновую область по мере распространения вол-

ны в среде. Например, амплитуда 2-й гармоники пропорциональна $\varepsilon x/\lambda$, где x — пройденное расстояние, ε — нелинейный параметр среды, λ — длина волны основной частоты. Ясно, что увеличить амплитуду 2-й гармоники можно не только за счет большего расстояния, но и за счет использования сред с большой нелинейностью.

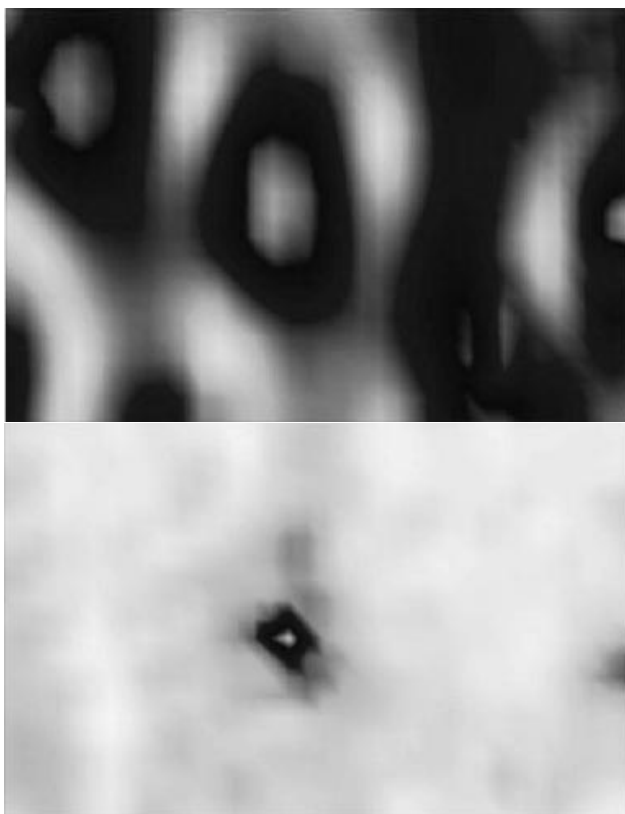
Примером среды, обладающей гигантской нелинейностью, является газированная вода. Если нелинейность чистой воды $\varepsilon = 3.5$, воздуха $\varepsilon = 1.2$, то их смесь может иметь $\varepsilon = 5000$ и выше. Облучая такую среду ультразвуком и регистрируя сигнал на 2-й гармонике, можно обнаружить не только облачко пузырьков, но даже одиночный микропузырек газа. Аналогично, в твердых телах наличие микротрещин приводит к заметному росту нелинейности и может использоваться для диагностики дефектов и оценки прочностных характеристик.

На следующем рисунке иллюстрируется схема применения контрастного вещества типа «Альбунекс» для визуализации кровотока. Вещество представляет собой взвесь микропузырьков газа в физиологическом растворе, каждый из которых имеет размер 4–10 мкм и покрыт биологически инертной жировой оболочкой для обеспечения стабильности. Раствор инъецируется в кровь и движется вместе с ней по сосудистому руслу. В местах сужения (атеросклеротические бляшки, стенозы) кровь движется быстрее, в местах увеличенного сечения сосудов (аневризмы) — медленнее. Облучая пузырек УЗ частотой и регистрируя 2-ю гармонику, можно с большой точностью измерить скорость течения в данной области сосуда либо визуализировать данный участок кровеносной системы. Точность нелинейного способа локализации пузырька легко объяснить с помощью оптической аналогии. Допустим, частота облучения соответствует красному цвету, а рассеянная 2-я гармоника — зеленому. Красный цвет рассеивается неоднородностями мышечной ткани, стенками сосуда и другими неоднородностями, создавая помеху «красному» сигналу от пузырька. Зато «зеленый» сигнал рождается только на пузырьке (из-за его гигантской нелинейности) и регистрируется практически без помех.



Рис.4. Визуализация кровотока с помощью инъекции воздушных микропузырьков

Следующий рисунок показывает, как можно обнаружить одиночную трещину в объеме пластинки. Если регистрировать сигнал на частоте возбуждения (в данном случае это 20 кГц), можно зафиксировать только форму колебаний поверхности; сигнал от трещины слаб и на этом фоне не виден. Если, однако, использовать регистрацию на высших частотах (в данном случае это 140 кГц, 7-я гармоника), сигнал от трещины станет доминирующим.



Изображение поверхности участка плиты, колеблющейся на частоте 20 кГц

Изображение локализованного дефекта, расположенного на глубине под поверхностью плиты, полученное на частоте 7-й акустической гармоники (140 кГц). Высокий контраст достигнут за счет того, что процесс нелинейной генерации 7-й гармоники происходит только на самом дефекте и поэтому шумовой фон отсутствует

Рис.5. Визуализация объемной трещины на частоте седьмой гармоники

Влияние дефектности среды на нелинейность продемонстрирована экспериментами ЦНИИС (группа В.А.Робсмана). Железобетонная балка (см. рис.6) нагружалась большими статическими напряжениями. Одновременно на вход подавались шум (широкополосный спектр) и сигнал (узкая спектральная линия). При слабом нагружении принятый спектр на другом конце балки не отличался от исходного. С увеличением нагрузки появлялись одиночные трещины. Они росли, соединялись между собой, создавая сложную разветвленную систему внутренних дефектов. Этот процесс сопровождался ростом нелинейности среды, в результате чего спектр волны на выходе усложнялся; возникали высшие гармоники сигнала и новые спектральные комплексы из-за взаимодействия сигнал-шум. Анализируя спектр волны, прошедшей через балку, можно судить о степени ее дефектности и оценить несущую способность. Этот способ впервые использовался сразу после катастрофического землетрясения в Спитаке (Армения) для принятия решения о возможности восстановления сильно поврежденных зданий.

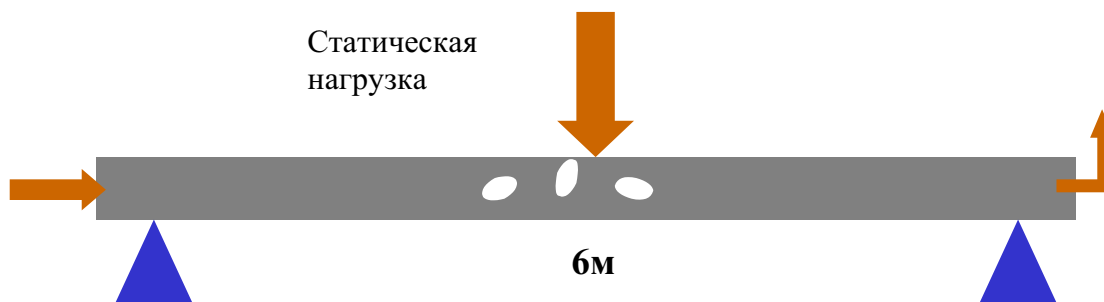
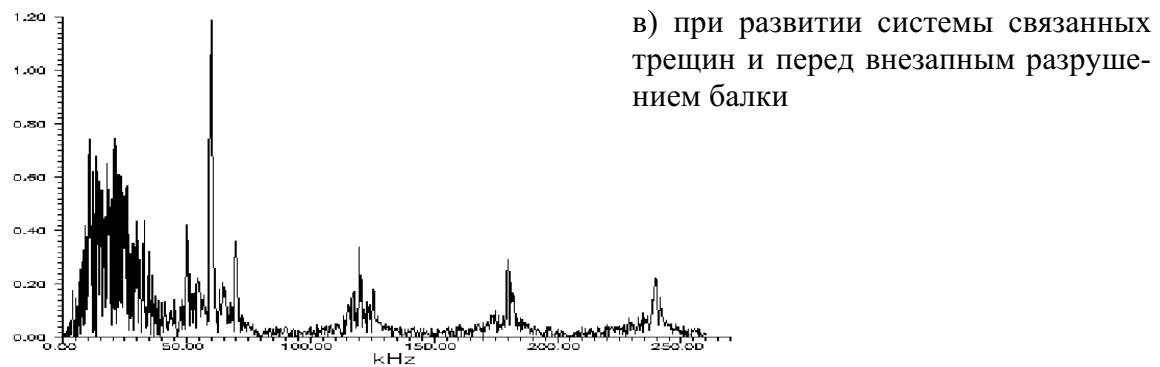
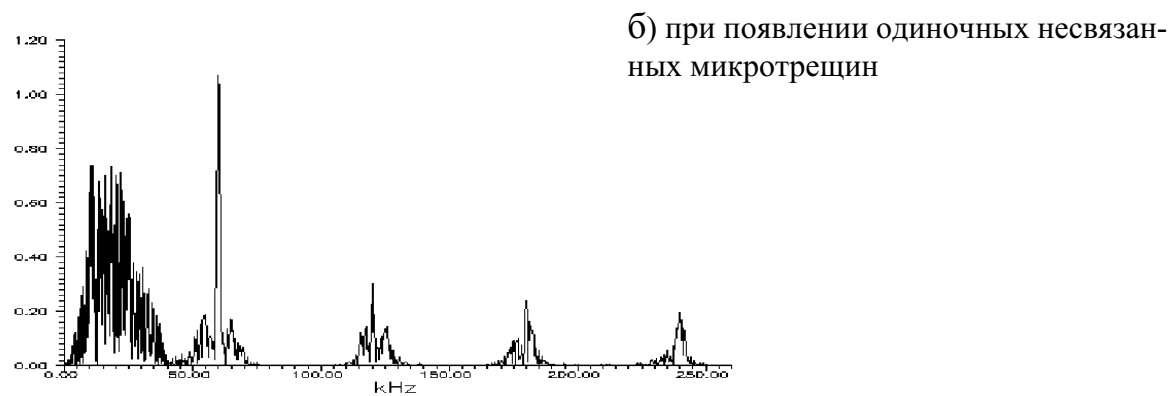
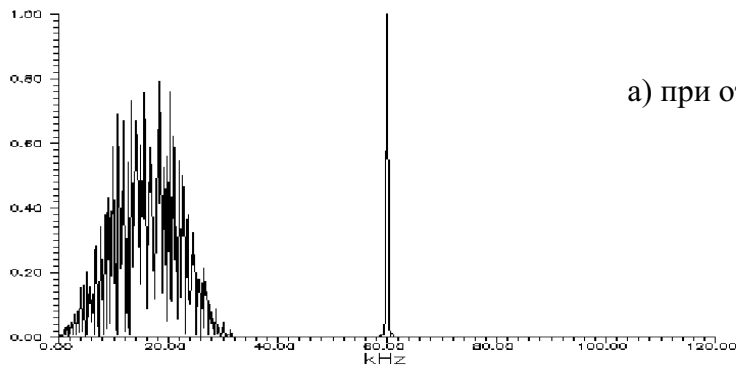
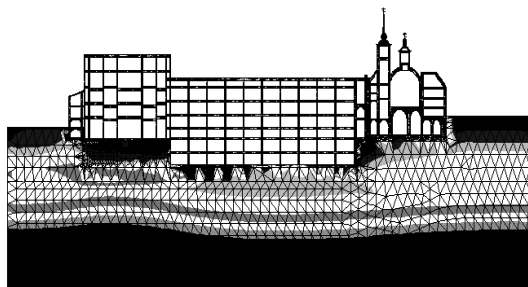
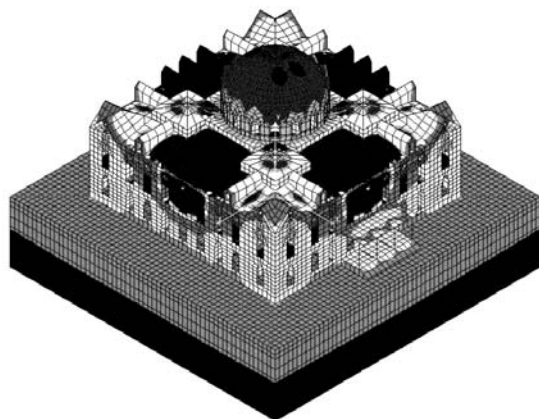


Рис.6. Нелинейные взаимодействия широкополосного шума и монохромной волны на разных уровнях развития трещин в железобетонной балке

Методы нелинейной диагностики использованы при строительстве сооружений 3-го транспортного кольца в Москве, при реконструкции и реставрации архитектурно-исторических памятников, строительстве метрополитенов, обследовании энергетических установок с целью разработки проектов усиления конструкции и сейсмозащиты, для диагностики дефектов пролетных строений и опор больших и внеклассных мостов (более 30) для оценки фактической грузоподъемности и проектов реконструкции. На рис.7 представлены компьютерные модели исторических зданий в центре Москвы, созданные на основе данных нелинейной акустической диагностики.



Компьютерное моделирование силового взаимодействия строящегося каркасного здания между существующими зданиями плотной городской застройки (Китай-город).



Пространственная компьютерная модель распределения деформаций в кирпичной кладке архитектурно-исторического памятника с учетом данных нелинейной диагностики дефектов и повреждений (Петровский Путевой дворец).

Рис.7. Компьютерное моделирование поведения архитектурно-исторических памятников в процессе их реконструкции и реставрации

Идеи, лежащие в основе нелинейных методов диагностики и неразрушающего контроля, хорошо известны. С ростом амплитуд (интенсивностей) волн нарушается принцип суперпозиции: пересекаясь во времени и в пространстве, достаточно сильные волны начинают взаимодействовать, обмениваясь энергией. При этом каждая из волн «запоминает» как характеристики своих «партнеров», так и материальные характеристики среды (в той области, где это взаимодействие произошло). Эта информация может быть «доставлена» к приемнику самими исходными волнами, испытавшими кросс-модуляцию, а также излучаться непосредственно из области взаимодействия в виде новых спектральных компонент, отсутствовавших в исходном волновом спектре.

В медицине, транспортном и гражданском строительстве, материаловедении, различных областях индустрии, а также в геофизике и инженерной сейсмике используется множество диагностических методов, основанных на разнообразных нелинейных явлениях. Это направление можно назвать «информационным», поскольку для получения сведений о состоянии среды или объекта используются нелинейное преобразование частоты и эффекты взаимодействия.

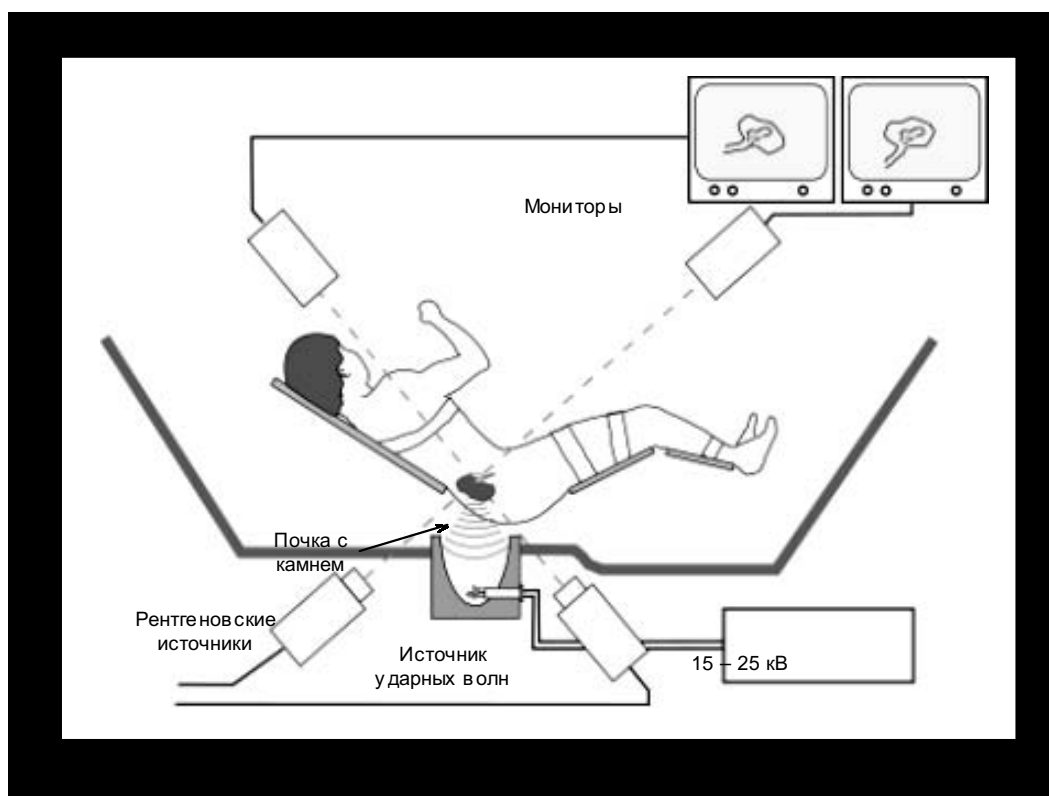


Рис.8. Схема работы литотриптера

Другое направление можно назвать «силовым». Используя волны большой интенсивности, можно изменять состояние среды. При этом когерентные свойства волнового поля и его спектр играют второстепенную роль.

Примером «силового» использования мощных акустических импульсов в медицине служит метод экстракорпоральной (внешней по отношению к телу человека) литотрипсии (разрушения почечных камней). Здесь используется как способность акустических волн проникать в биоткань, так и нелинейный эффект формирования ударного фронта, создающего большие градиенты давления в камне. Кроме того, разрежение в импульсе в области за фронтом приводит к кавитации — образованию пузырьков. Схлопываясь, пузырьки концентрируют энергию, в результате чего давления достигают тысяч атмосфер, а температуры — десятков тысяч градусов. Кроме того, образуются высокоскоростные кумулятивные микроструи, приводящие к эрозии поверхности. На физическом факультете был создан первый в мире оптоакустический литотриптер (1984 г.), в котором акустический импульс создавался за счет резкого теплового расширения слоя среды, поглотившего интенсивный импульс лазерного излучения. Сейчас совместно с учеными из США изучаются механизмы оптимального разрушения камней и соответствующие нелинейные явления.

Другая развитая на кафедре медицинская технология использует модулированный по интенсивности УЗ пучок как палец хирурга, ощупывающий опухоль в мягкой ткани. За счет сильного радиационного давления в нужной точке внутреннего органа возбуждается сдвиговая волна, локальная скорость распространения которой очень чувствительна к наличию патологий. Так, если разница между плотностью опухоли и здоровой ткани невелика (это единицы %), то различие в сдвиговых модулях упругости достигает 2–3 порядков.

Наконец, последний пример «сигового» воздействия УЗ — это селективное разрушение клеточных структур. Целью такого разрушения может быть высвобождение фермента теломеразы, содержащегося в клетках раковых опухолей. Высвобождаясь, фермент «подает сигнал» иммунной системе человека, которая активизируется и начинает бороться с болезнью. В результате при облучении первичной опухоли интенсивным УЗ наблюдалось не только ее исчезновение, но и рассасывание метастазов в удаленных органах человека.

Разумеется, в этой статье описана лишь малая часть задач нелинейной акустики. Было бы не менее интересно рассказать о шумах реактивных струй и звуковом ударе, задерживающем развитие сверхзвуковой авиации, о нелинейных явлениях в гео- и астрофизике. Особое место занимают нелинейные эффекты в твердых телах, связанные с ангармонизмом кристаллической решетки и взаимодействием фононов с электронами и квазичастицами в твердых телах. По традиции эти вопросы связывают с физикой твердого тела, хотя, например, поглощение звука в твердых телах, «школьный» эффект теплового расширения и множество других явлений, как давно известных, так и недавно открытых, можно отнести к задачам нелинейной акустики.

**НЕЛИНЕЙНЫЙ УЛЬТРАЗВУК: РАЗРУШЕНИЕ
МИКРОСКОПИЧЕСКИХ БИОКОМПЛЕКСОВ И НЕТЕПЛОВОЕ
ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ЗЛОКАЧЕСТВЕННУЮ ОПУХОЛЬ**

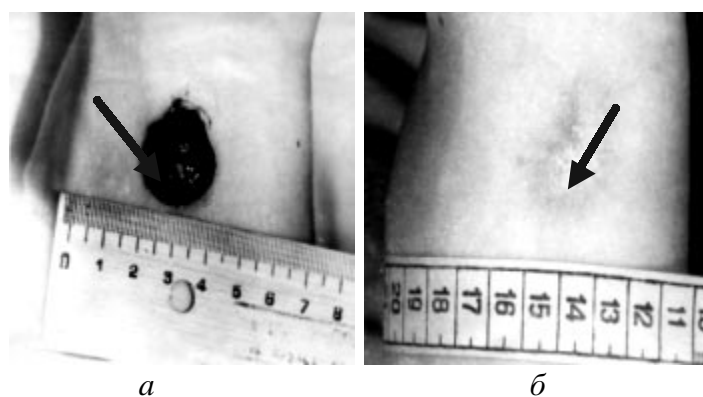


Рис.9. а — первичная меланобластома на руке больного, б — рука того же больного после воздействия на опухоль ультразвуком высокой интенсивности

АКУСТИКА**Председатель секции****проф. д.ф.-м.н. Коробов Александр Иванович**

УДК 534.2

**ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОГО ЗАКОНА ПОГЛОЩЕНИЯ
НА ЭВОЛЮЦИЮ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ**

Басова М.С., Аверьянов М.В., Хохлова В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Работа посвящена интенсивно развивающейся в последнее время проблеме исследования распространения нелинейных разрывных волн в недиспергирующих средах с произвольным по частоте законом поглощения [1 - 3]. Особенно актуальным рассматриваемый круг задач является в связи с расширяющимся применением мощного ультразвука в медицине, поскольку биологические ткани имеют отличную от классической степенную зависимость коэффициента поглощения от частоты, близкую к линейной в широком диапазоне воздействующих на ткани частот [3]. Изучение общих свойств нелинейных волн в таких средах, влияние закона поглощения на протекание нелинейных взаимодействий важно как с точки зрения фундаментальных исследований, так и многих других современных приложений мощного ультразвука [4]. В математическом плане все эти задачи наталкиваются на существенные трудности в решении нелинейных интегро-дифференциальных уравнений, особенно, при исследовании сильно искаженных профилей акустических волн с ударными фронтами. Во многих случаях единственная возможность получения необходимого полезного результата - это использование численных методов для моделирования нужных процессов. Большинство подобных задач требует развития специфических алгоритмов. Так, необходимо оптимальным образом выбрать закон искусственной вязкости для сглаживания ударных фронтов и при этом вносящей минимальные искажения в моделируемые процессы.

В работе исследовано влияние законов поглощения, наиболее часто применяющихся при численном моделировании разрывных волн, на эволюцию профиля нелинейной волны, ее спектра, средних характеристик и эффективного коэффициента поглощения. Рассмотрены уравнения типа Бюргерса с законами поглощения, описываемыми 2-й, 4-й и 6-й производными, а также поглощением, пропорциональным шестой степени частоты для ограниченного числа последних гармоник, используемых в численном алгоритме. Получены стационарные решения в виде ступеньки и квазистационарные решения для исходной гармонической волны и одиночного импульсного возмущения. Изучена структура ударного фронта для различных типов и величины поглощения с использованием автомодельных свойств решений. Показано, что в отличие от гладкого, пропорционального гиперболическому тангенсу, фронта в классическом случае уравнения Бюргерса, для модифицированного уравнения Бюргерса в области ударного фронта наблюдаются осцилляции, частота и амплитуда которых зависит от вида оператора поглощения и безразмерного коэффициента поглощения. При этом по-

тери акустической энергии на ударных фронтах одинаковы для рассматриваемых трех моделей. Быстрое поглощение высших гармоник приводит к характерному увеличению спектра нелинейной волны на высоких частотах. Показано, что осцилляции вблизи ударного фронта и увеличение амплитуды высокочастотного спектра являются свойством решений модифицированного уравнения Бюргера, а не следствием известного явления отражения частот, часто возникающего при численном моделировании разрывных волн. Выявлены оптимальные параметры искусственного поглощения, вносящие минимальные искажения в различные исследуемые характеристики разрывной волны.

Литература

1. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики // М.: Наука, 1975
2. Руденко О.В., Робсман В.А. Уравнение нелинейных волн в рассеивающей среде // ДАН 2002. Т.384. №6. стр.1-5
3. Кашеева С. С., Сапожников О. А., Хохлова В. А., Аверкью М. А., Крам Л. А. // Нелинейное искажение и поглощение мощных акустических волн в среде со степенной зависимостью коэффициента поглощения от частоты // Акуст. журн. 2000. Т. 46. N 2. С. 211 – 219.
4. Быков В.Г. Нелинейные волновые процессы в геологических средах // Владивосток, Дальнаука, 2000.

УДК 535.8

ИЗМЕРЕНИЕ ЗАТУХАНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В КРИСТАЛЛЕ KDP АКУСТООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Трохимовский А.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Акустооптика (АО) изучает дифракцию электромагнитных волн на фазовой дифракционной решетке, образованной неоднородностями показателя преломления, вызванных ультразвуковой (УЗ) волной, распространяющейся в прозрачной для света среде. На основе АО эффекта создаются устройства, применяемые для управления параметрами оптического излучения, в частности, для спектрального анализа оптических пучков и изображений [1-2]. Частота электрического сигнала, подающегося на АО спектрометр, определяет длину волны оптического излучения, пропущенного фильтром. Настоящая работа посвящена исследованию акустических свойств кристалла KDP (KN_2PO_4), который может быть использован в АО спектрометрах. Дигидрофосфат калия известен тем, что этот двулучепреломляющий материал прозрачен для ультрафиолетового (УФ) диапазона длин волн. Поэтому этот кристалл, наряду с кварцем и фторидом магния, может быть использован в АО устройствах для работы в УФ спектре оптического излучения [3].

К настоящему времени хорошо известны электрооптические свойства кристалла KDP, а также нелинейно-оптические свойства этого материала. С другой стороны, его АО характеристики исследованы недостаточно полно [2]. Интерес к KDP обусловлен тем, что в последнее время были созданы АО фильтры на основе KDP, анализирующие изображение [3]. В первых макетах фильтров на основе KDP были использованы сдвиги

говые акустические волны, распространяющиеся под углом $\alpha = 6^\circ$ к оси X в плоскости (010) кристалла. Недостатком макетов этих фильтров были малые угловые апертуры приборов из-за малых углов между падающим и дифрагированным лучом на выходе из ячейки. Например, в первом макете фильтра этот угол не превышал 1° . Малость угла дифракции неизбежно приводит к ухудшению качества отфильтрованного изображения и к усложнению юстировки прибора.

Одна из возможностей увеличения угловой апертуры в АО фильтре состоит в использовании таких срезов кристаллов, в которых УЗ волны распространяются под большими углами относительно оси X. К сожалению, применение в кристаллах упругих волн с направлением распространения звука $\alpha > 6^\circ$ сопровождается увеличением акустической частоты f свыше 200 МГц. На столь высоких частотах звука следует учитывать затухание УЗ в звукопроводе. Однако, на настоящее время не имеется сведений о затухании УЗ в кристалле KDP. Таким образом, целью данной работы было измерение коэффициентов затухания упругой волны в АО материале.

Измерение затухания проводилось по стандартной методике [1-2]. В эксперименте обеспечивалось перемещение образца по направлению распространения звука и перпендикулярно к направлению луча лазера. Таким образом, оптическое излучение дифрагировало на разном расстоянии от источника звука, и интенсивность дифрагированного света определялась мощностью звука в области взаимодействия при каждом положении АО ячейки. Были определены зависимости относительной амплитуды звука от расстояния до пьезопреобразователя при различных частотах акустической волны. Измерения проводились на длине волны света $\lambda = 633$ нм при диаметре лазерного пучка $d = 0.2$ см. Резонансная частота пьезопреобразователя составляла $f = 170$ МГц, при этом УЗ волны эффективно возбуждались в кристалле в диапазоне акустических частот $f = 100 \div 300$ МГц. Однако, высокая чувствительность установки и удачно выбранная для анализа геометрия АО взаимодействия обеспечивали возможность проводить измерения в диапазоне частот звука $f = 60 \div 450$ МГц, существенно превышающем диапазон эффективного возбуждения УЗ пьезопреобразователем.

Измеренные зависимости интенсивности дифрагированного света от положения луча лазера относительно пьезопреобразователя аппроксимировались соответствующими экспоненциальными зависимостями, из которых можно было определить коэффициент затухания звука β , а также его зависимость от частоты. Данная зависимость представлена на Рис.1.

Экспериментально определенная зависимость $\beta(f)$ оказалась близка к квадратичной, характерной для большинства диэлектрических материалов, применяемых в АО. Из полученных экспериментальных данных можно сделать вывод, что затухание $\beta \leq 3$ дБ/см наблюдается в KDP на частотах порядка $f \leq 500$ МГц. Это означает, что АО фильтр для анализа изображений с линейной оптической апертурой порядка 1 см могут быть созданы лишь в том случае, если частота управляющего сигнала не превышает 500 МГц.

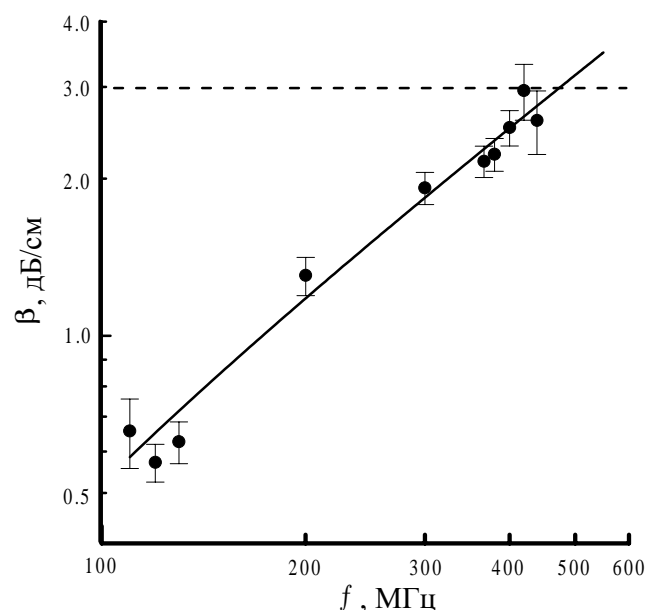


Рис.1. Зависимость коэффициента затухания от частоты ультразвука

Этот вывод является принципиальным при разработке АО фильтров и создании новых систем фильтрации на кристалле KDP для анализа изображений в УФ области.

Литература

1. Balakshy V.I., Parygin V.N. and Chirkov L.E., "Physical Principles of Acousto-Optics" (Moscow: Radio and Communication), 1985.
2. Goutzoulis A. and Pape D., "Designing and Fabrication of Acousto-Optic Devices" (New York: Marcel Dekker), 1994.
3. Voloshinov V. and Gupta N., "Tunable Acousto-Optic Imaging Filter on Base of KDP Single Crystal", *Applied Optics*, 2004 (to be published)

УДК 551.463.21

ВОЛНОВАЯ СХЕМА АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ ОКЕАНА С РАЗЛОЖЕНИЕМ РЕФРАКЦИОННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПО ПОЛОСЧАТОМУ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОМУ БАЗИСАМ

Шуруп А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В задачах акустической двумерной томографии океана гидрологические параметры (величина скорости звука, скорости течений, завихренность) раскладываются по заранее выбранному базису. В качестве базисных элементов часто выбираются плоские фигуры в форме квадратов или треугольников. Такие схемы имеют тот недостаток, что при построении матрицы возмущений в случае лучевого представления звукового поля лучи часто попадают в углы, а в случае волнового представления происходит дифракция волн на углах, что, в конечном счете, приводит к неопределённостям в решении прямой задачи и неминуемой потере данных. Что делать в таком случае, непонятно, хотя ясно, что данная трудность имеет не физическую, а модельную природу. Схемы же, в которых значение скорости звука задается в узлах, достаточно громоздки.

В данной работе при выборе базисных элементов использовался принципиально иной подход, основанный на разложении неоднородностей по так называемым «нестандартным» базисам. Одним из используемых базисов является «полосчатый» базис, представляющий собой набор параллельных полос, поворачиваемых с равнопеременным угловым шагом в интервале от 0 до π . Другим базисом является «цилиндрический», в котором в качестве базисных элементов рассматривались окружности (в двумерной задаче).

Следует отметить, что рассматриваемые базисы пригодны для восстановления неоднородности при любом представлении акустического поля. В работе [1] рассматривалось восстановление рефракционной неоднородности в «полосчатом» базисе в лучевом представлении в простой лучевой время-пролётной схеме. В данной работе задача решается в строго волновой постановке.

Введённые базисы являются неортогональными и переполненными по отношению к исходным данным. Последнее обстоятельство накладывает дополнительное требование регуляризации для выделения единственного решения. При этом единственными требованиями, которым должны удовлетворять базисы, являются требование полноты базиса и аддитивности учитываемых эффектов. Требование ортогональности не является необходимым.

В качестве иллюстрации работы предложенной томографической схемы в разных «нестандартных» базисах рассмотрена задача восстановления некоторых рефрак-

ционных неоднородностей, помещённых в рассматриваемый регион. Компьютерное моделирование подтвердило работоспособность предлагаемого метода.

В качестве иллюстрации приведено восстановление неоднородности, представленной на рис. 1. Фоновое значение скорости звука бралось равным 1480 м/с. Возмущение скорости в восстанавливаемой неоднородности и в базисных элементах бралось 1472 м/с (на ~0,5% меньшим фонового значения). В качестве восстанавливаемой неоднородности рассматривалось цилиндрической формы возмущение фазовой скорости радиусом $\sim 12\lambda$, центр которой смещен вдоль положительного направления оси абсцисс на $\sim 10\lambda$. Рассматривалась акватория радиусом 30λ (λ - длина волны), окружённая системой из 22 приёмопередающих устройств, излучающих на частоте 30 Гц. На рисунке 2 приведены результаты восстановления неоднородности в «полосчатом» базисе. На рисунке 3 изображена картина восстановления рассматриваемой неоднородности в цилиндрическом базисе.

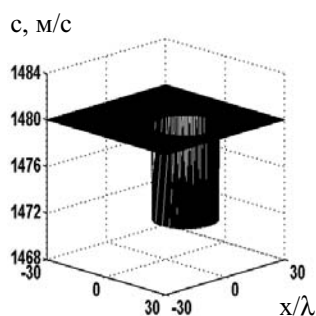


Рис.1 Модельное распределение фазовой скорости по акватории.

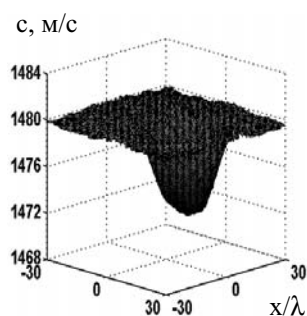


Рис.2 Результаты восстановления в «полосчатом» базисе.

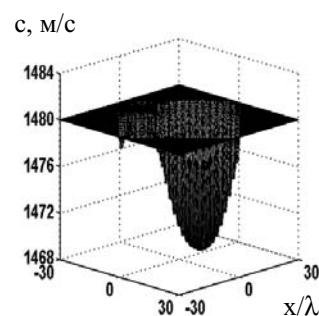


Рис.3 Результаты восстановления в «цилиндрическом» базисе.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № НШ-1575.003.2 и гранта РФФИ № 04-02-16043.

Литература

1. Burov V.A., Radchenko I.V., Sergeev S.N. Ocean tomography scheme in strip-line basis. Proc. 11 Int. Symposium ISAC/CNR, Roma-Italy, 2002, p. 457-459.

УДК 534.8:519.6

МОДЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ АКТИВНО-ПАССИВНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТЕРМОТОМОГРАФИИ

*Евтухов С.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Недавно проведенные исследования [1] показали, что в задачах акустического термотомографирования стремление максимально повысить пространственную разрешающую способность и информативность получаемого изображения делает перспективным совместное использование данных в активно-пассивном режиме. Подход использует регистрацию в корреляционной томографической системе полей, обусловлен-

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

ных как собственным тепловым излучением исследуемого объекта (например, биологической ткани), так и рассеянием этим объектом внешних акустических полей, в том числе, при одновременном использовании дополнительного теплового или квазислучайного акустического облучения данного объекта. Этот активно-пассивный режим позволяет реализовать единый подход к проблеме, открывает возможность статистической оценки как температурных, так и акустических характеристик среды, и, тем самым, повышает диагностические возможности акустических методов. В рамках этого подхода удастся предложить новую, ранее не использовавшуюся, схему акустической корреляционной термотомографии среды, являющейся неоднородной по температуре, коэффициенту поглощения, фазовой скорости ультразвука и, возможно, плотности.

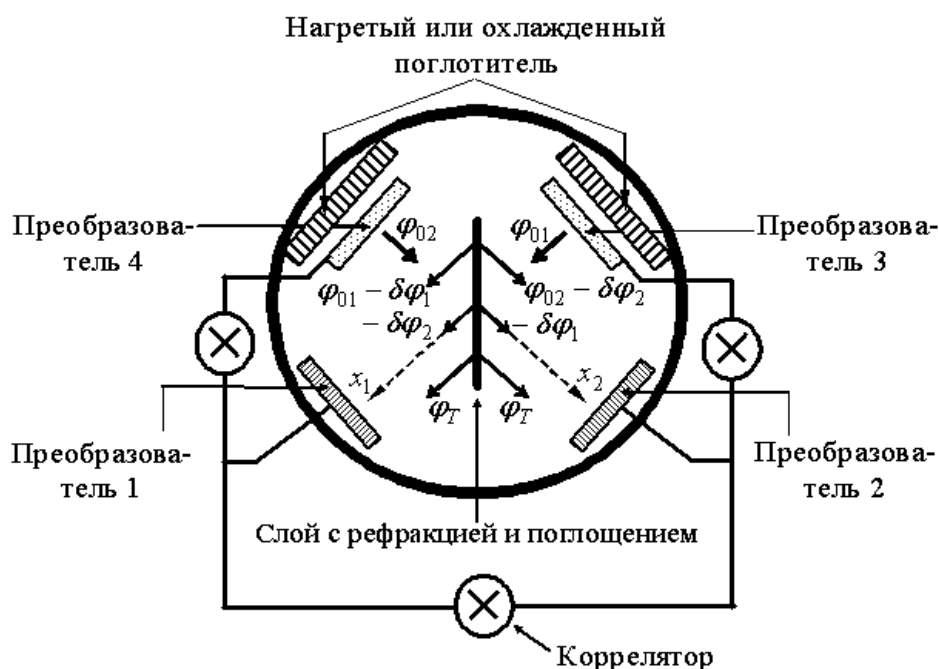


Рис.1. Схема корреляционных измерений термоакустических полей тонкого слоя.

Теоретическое рассмотрение возможностей метода достаточно подробно изложено в [1]. В настоящей работе в краткой форме будут приведены результаты экспериментального моделирования, воспроизводящие схему (рис. 1), для которой были получены теоретические результаты: в объеме, заполненном мало поглощающей жидкостью и ограниченном поглощающими стенками, расположены одинаковые плоские приемные преобразователи, а также исследуемый тонкий слой, толщина которого много меньше средней длины волны β в нем.

Корреляционная обработка сигналов, приходящих с преобразователей и сфазированных путем компенсации разностных или суммарных задержек, позволяет восстановить в каждой пространственной точке \mathbf{r} следующие неизвестные характеристики объекта: коэффициент вязкости $b(\mathbf{r})$, пропорциональный коэффициенту поглощения, неоднородность фазовой скорости звука $v(\mathbf{r})$, собственную температуру $T(\mathbf{r})$ и температуру фонового излучения $T_{bg}(\mathbf{r})$. Восстановление основано на анализе соотношений между термоакустическими полями, излучаемыми непосредственно элементом нагрет-

того поглощающего объекта, и внешним полем (от других подобных источников), рассеиваемым этим же элементом. Следует отметить, что в эксперименте измеряется функция корреляции, однако для теоретического рассмотрения более удобно воспользоваться функцией когерентности – комплексным аналогом функции корреляции.

В случае режима фазирования на *разностных задержках* тонкий слой ориентирован параллельно биссектрисе угла между плоскостями приемных преобразователей 1 и 2 на рис. 1. Для реализации режима фазирования на *суммарных задержках* используются дополнительные преобразователи 3 и 4, прозрачные для термоакустического излучения и двусторонне чувствительные к излучению. Они лежат по другую сторону от слоя, напротив преобразователей 1 и 2, соответственно (рис. 1). При этом тонкий слой ориентирован перпендикулярно биссектрисе угла между плоскостями приемников 3 и 2 (4 и 1).

Рассмотрим два простейших варианта организации анизотропного фонового излучения при фиксированной собственной температуре T исследуемого тонкого слоя. В первом варианте только температура поля φ_{01} отличается от T : $T_{bg}^{(1)} = T + \delta T^{(1)}$; $T_{bg}^{(2)} = T$. Для этого случая обозначим функцию когерентности: $\Gamma_{12}^{(I)}$. Во втором варианте, наоборот, температура поля φ_{02} отличается от T : $T_{bg}^{(1)} = T$; $T_{bg}^{(2)} = T + \delta T^{(2)}$. Тогда для этого случая имеем $\Gamma_{12}^{(II)}$. Сумма $\Gamma_{12}^{(I)} + \Gamma_{12}^{(II)}$ совпадает с результатом при одновременном облучении $T_{bg}^{(1)} = T + \delta T^{(1)}$,

$$T_{bg}^{(2)} = T + \delta T^{(2)} : \begin{cases} \operatorname{Re} \Gamma_{12}^{(I)}(\tau_{12}^-) + \operatorname{Re} \Gamma_{12}^{(II)}(\tau_{12}^-) = -A(b) [\delta T^{(1)} + \delta T^{(2)}] / 2 \\ \operatorname{Im} \Gamma_{12}^{(I)}(\tau_{12}^-) + \operatorname{Im} \Gamma_{12}^{(II)}(\tau_{12}^-) = C(v) [\delta T^{(1)} - \delta T^{(2)}] \end{cases},$$

где коэффициенты $A(b)$ и $C(v)$ пропорциональны соответственно b и v .

$$\text{Разность } \Gamma_{12}^{(I)} - \Gamma_{12}^{(II)} \text{ дает: } \begin{cases} \operatorname{Re} \Gamma_{12}^{(I)}(\tau_{12}^-) - \operatorname{Re} \Gamma_{12}^{(II)}(\tau_{12}^-) = -A(b) [\delta T^{(1)} - \delta T^{(2)}] / 2 \\ \operatorname{Im} \Gamma_{12}^{(I)}(\tau_{12}^-) - \operatorname{Im} \Gamma_{12}^{(II)}(\tau_{12}^-) = C(v) [\delta T^{(1)} + \delta T^{(2)}] \end{cases}.$$

Частный случай $\delta T \equiv \delta T^{(1)} = \delta T^{(2)}$ позволяет проиллюстрировать преимущества комбинаций $\Gamma_{12}^{(I)} \pm \Gamma_{12}^{(II)}$:

$$\operatorname{Re} \Gamma_{12}^{(I)}(\tau_{12}^-) + \operatorname{Re} \Gamma_{12}^{(II)}(\tau_{12}^-) = -A(b) \delta T, \quad \operatorname{Im} \Gamma_{12}^{(I)}(\tau_{12}^-) + \operatorname{Im} \Gamma_{12}^{(II)}(\tau_{12}^-) = 0; \quad (1)$$

$$\operatorname{Re} \Gamma_{12}^{(I)}(\tau_{12}^-) - \operatorname{Re} \Gamma_{12}^{(II)}(\tau_{12}^-) = 0, \quad \operatorname{Im} \Gamma_{12}^{(I)}(\tau_{12}^-) - \operatorname{Im} \Gamma_{12}^{(II)}(\tau_{12}^-) = 2C(v) \delta T. \quad (2)$$

Действительная часть суммарной комбинации (1) выделяет вклад от поглощающей компоненты слоя, удваивая его (рис. 2а). При этом вклад от неоднородности скорости звука в мнимой части компенсируется. Наоборот, мнимая часть разностной комбинации (2) выделяет и удваивает вклад от неоднородности скорости звука (рис. 2б). В то же время, вклад от поглощающей компоненты в действительной части компенсируется. В экспериментах были получены аналогичные изображения для тонкого слоя, обладающего преимущественно поглощением или же рефракцией, а также имеющего обе эти компоненты.

В настоящее время теория процессов, определяющих возможности и трудности активно-пассивного режима термотомографирования, в главных чертах ясна. Основные

теоретические результаты подтверждены экспериментально. На данном этапе понимание физической стороны термоакустических процессов достаточно для дальнейшей разработки систем термотомографирования, но главной трудностью при реализации таких систем является низкое входное отношение *сигнал/помеха*.

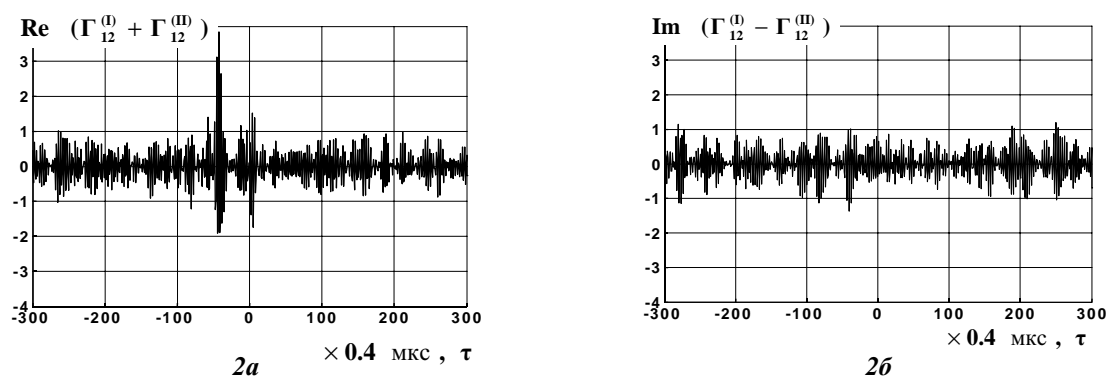


Рис. 2. Сумма (а) и разность (б) функций взаимной когерентности, соответствующих тепловой несимметричной подсветке тонкого поглощающего слоя последовательно с двух направлений.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта президента РФ № НШ-1575.003.2 и гранта РФФИ № 04-02-16043.

Литература

1. Буров В.А., Дариалашвили П.И., Румянцева О.Д. Активно-пассивная термоакустическая томография // Акустич. журн. 2002. Т.48. №4. С.474-484.
2. Hessemer R.A., Jr., Perper T., Bowen T. Correlation thermotomography // U.S. Patent 4,416,552. Nov. 22, 1983.

УДК 534.2; 517.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕШЕНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ АКУСТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ПО АЛГОРИТМУ НОВИКОВА–ХЕНКИНА

Алексеев Н.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Обратная задача рассеяния состоит в определении характеристик рассеивателя, сосредоточенного в области пространства \mathcal{X} и описываемого функцией $v(\mathbf{r})$, $\mathbf{r} \in \mathcal{X}$, на основе измеренного поля. Существует два класса подходов к решению обратной задачи рассеяния, один из которых основан на итерационных методах, обзор которых дан в [1], а другой – на методах функционального анализа [2, 3].

Г.М. Хенкиным и Р.Г. Новиковым предложен функционально-аналитический метод решения обратных многомерных задач рассеяния при монохроматических дан-

ных [3]. Экспериментальными данными в нем является амплитуда рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l})$. Здесь $\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbf{R}^n$ – волновые векторы падающей и рассеянной волн соответственно, где $\mathbf{k}^2 = \mathbf{l}^2 = k_0^2$, k_0 – волновое число, n – размерность пространства. Для решения поставленной задачи волновые векторы формально распространяются на область комплексных значений $\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbf{C}^n$. Важно, что при этом сохраняется условие $\mathbf{k}^2 = \mathbf{l}^2 = k_0^2$. Тогда классическая амплитуда рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l})$ переходит в обобщенную $h(\mathbf{k}, \mathbf{l})$, где $\mathbf{k}, \mathbf{l} \in \mathbf{C}^n$ [2].

Трехмерный монохроматический алгоритм связывает пространственный спектр рассеивателя $\tilde{v}(-\mathbf{p} = \mathbf{l} - \mathbf{k})$ с обобщенными данными рассеяния $H(\mathbf{k}, \mathbf{p}) \equiv h(\mathbf{k}, \mathbf{l} = \mathbf{k} - \mathbf{p})$ следующим образом:

$$\tilde{v}(-\mathbf{p}) = H(\mathbf{k}_*, \mathbf{p}) + Z_1[H(\mathbf{k}, \mathbf{p})]_{\mathbf{k}_I \neq 0, \mathbf{k}_*} + Z_2[H(\mathbf{k}, \mathbf{p})]_{\mathbf{k}_I \rightarrow 0, \mathbf{k}_*} \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{k}_I \equiv \text{Im} \mathbf{k}$; \mathbf{k}_* – произвольный вектор, принадлежащий определенному множеству; Z_1 – интеграл по поверхности в комплексном пространстве; Z_2 – интеграл по окружности, расположенной на этой поверхности. Интеграл Z_2 определяется только скачком функций $H^+(\mathbf{k}, \mathbf{p}) - H^-(\mathbf{k}, \mathbf{p})$, которые являются предельными значениями обобщенных амплитуд рассеяния: $H^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{p}) \equiv H(\mathbf{k} \pm i0([\mathbf{p} \times \mathbf{k}], \mathbf{p}))$. При численной оценке $\tilde{v}(-\mathbf{p})$ член Z_1 не рассматривался в силу большого количества вычислительных операций и неустойчивости процедуры нахождения $H(\mathbf{k}, \mathbf{p})$ при $\mathbf{k}_I \neq 0$. Однако пренебрежение этим членом приводит в ряде случаев к сравнительно небольшому искажению оценки рассеивателя, что далее иллюстрируется численным моделированием.

На начальном этапе эффективность алгоритма (1) была исследована на примере восстановления сферически-симметричного рассеивателя в виде однородного шара радиуса a и скоростью звука в нем c , отличной от фоновой скорости c_0 . Дополнительный набег фазы волны при ее распространении вдоль диаметра рассеивателя составляет $\Delta\psi \equiv |k - k_0| 2a$; $k_0 = \omega/c_0 = 2\pi/\lambda_0$, $k = \omega/c$. В этом случае, амплитуда рассеяния $f(\mathbf{k}, \mathbf{l})$ вычисляется аналитически [4]. В силу симметрии рассеивателя имеем $H^+(\mathbf{k}, \mathbf{p}) \equiv H^-(\mathbf{k}, \mathbf{p})$, и, следовательно, $Z_2 \equiv 0$.

Полагалось $\text{Im} \mathbf{k}_* \rightarrow 0$; тогда спектр $\tilde{v}(-\mathbf{p})$ можно оценить только при $|\mathbf{p}| \leq 2k_0$. Поэтому результат восстановления $\hat{v}(\mathbf{r})$ сравнивается с функцией $v_{cut}(\mathbf{r})$, пространственный спектр которой совпадает со спектром истинного рассеивателя $v(\mathbf{r})$ в пределах круга радиуса $2k_0$ и равен нулю вне этого круга.

Получаемая оценка $\hat{v}(\mathbf{r})$ оказывается точнее, чем оценка $\hat{v}_{born}(\mathbf{r})$ в первом приближении Борна, при котором $\hat{v}_{born}(-\mathbf{p} = \mathbf{l} - \mathbf{k}) = f(\mathbf{k}, \mathbf{l})$. Так, возникает ложная мнимая часть $\text{Im} \hat{v}_{born}(\mathbf{r})$, возрастающая по мере увеличения силы рассеивателя. При $\Delta\psi \approx \pi/4$, амплитуды для $\text{Re} \hat{v}_{born}(\mathbf{r})$ и $\text{Im} \hat{v}_{born}(\mathbf{r})$ уже сравнимы по величине (рис.1а). В то же время, аналогичная ложная мнимая часть $\text{Im} \hat{v}(\mathbf{r})$, обусловленная пренебрежением в (1) членом Z_1 , становится лишь немного заметной только для рассеивателей, приближающихся к сильным, т.е. при $\Delta\psi \geq 3\pi/4$. В целом, при $\Delta\psi \leq \pi/2$ оценка рассеивателя $\hat{v}(\mathbf{r})$ лучше воспроизводит функцию $v_{cut}(\mathbf{r})$, чем оценка $\hat{v}_{born}(\mathbf{r})$ (рис.1а). Однако при $\Delta\psi \geq \pi/2$ искажения в оценке $\hat{v}(\mathbf{r})$ становятся более существенными и выражаются в

увеличении относительной амплитуды осцилляций (рис. 1б), что свидетельствует о влиянии неучтенного члена Z_1 .

Итак, оценка по приближенному варианту алгоритма (1) оказывается приемлемой для рассеивателей средней силы, создающих дополнительный набег фазы менее $\pi/2$. Для более сильных рассеивателей получение адекватной оценки требует учета отброшенного интегрального слагаемого Z_1 .

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта президента РФ № НШ-1575.003.2 и гранта РФФИ № 04-02-16043.

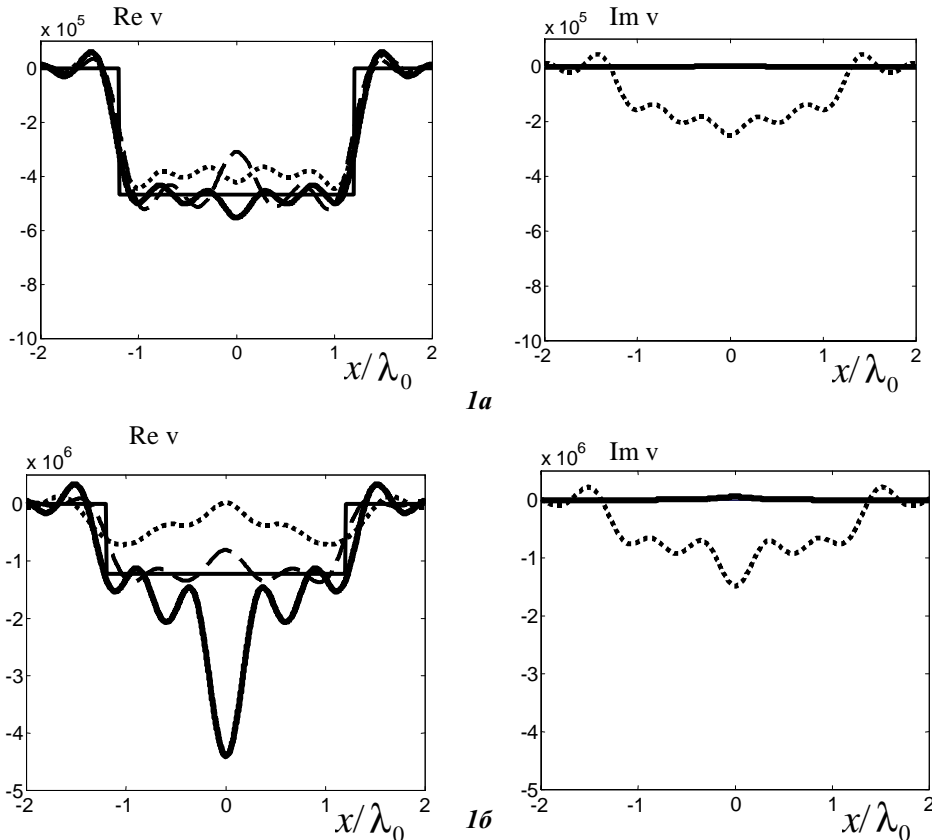


Рис.1. Центральные сечения сферических рассеивателей радиуса $a = 1.2 \lambda_0$ при $(c - c_0)/c_0 \approx -0.050$, $\Delta\psi \approx \pi/4$ (а) и при $(c - c_0)/c_0 \approx -0.116$, $\Delta\psi \approx \pi/2$ (б): v (тонкая сплошная); v_{cut} (пунктир); \hat{v} (толстая сплошная); \hat{v}_{born} (точки).

Литература

1. Буров В.А., Румянцева О.Д., Сасковец А.В. *Акустическая томография и дефектоскопия как обратные задачи рассеяния* // Вестник МГУ Сер.3 Физика, астрономия, 1994, **35**, 6, с.61-71
2. Фаддеев Л.Д. *Обратная задача квантовой теории рассеяния II* // Сб.: Современные проблемы математики, М.: ВИНТИ, 1974, **3**, с.93-180
3. Новиков Р.Г., Хенкин Г.М. \bar{d} -уравнение в многомерной обратной задаче рассеяния // Успехи математических наук, 1987, **42**, 3, с.93-152
4. Морс Ф.М., Фешбах Г. *Методы теоретической физики* // М.: Издательство иностранной литературы, Т.II: 1960.

УДК 534.2

АНАЛИЗ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ОБЪЕКТОВ МАЛЫХ РАЗМЕРОВ
ИМПУЛЬСАМИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Зырянова А.В., Можаяев В.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Волны, как известно, являются исключительно эффективным средством передачи информации на дальнее расстояние. Слух и речь, зрение, телевидение и радиосвязь относятся к наиболее известным примерам такого применения волновых процессов. Другим интересным свойством волн является их способность перемещать в пространстве материальные объекты. Интерес к исследованию акустического переноса материальных объектов стимулируется в последнее время новым применением этого явления в миниатюрных устройствах, получивших название биочипов. Биочипы представляют собой широкий класс программируемых устройств нового типа, способных выполнять в автоматическом режиме функции обычной химической лаборатории, но только в масштабах микро- и нанолитров. Акустические волны в таких устройствах могут использоваться для пространственного перемещения материальных объектов, контролируемого деления микрокапель и для интенсификации химических реакций [1].

К традиционным явлениям акустического переноса относятся акустические течения в жидкостях и газах и акустоэлектрический ток в пьезополупроводниках. Согласно сложившимся представлениям [2] оба эти явления возникают только в том случае, когда значение средней по времени силы, действующей со стороны волны на перемещаемые объекты, отлично от нуля. В настоящей работе будет показано, что при выполнении оптимальных фазовых соотношений и оптимальной длительности импульсов поступательный волновой транспорт объектов малых размеров возможен даже в том случае, когда значение средней по времени силы равняется нулю.

Для упрощения анализа рассмотрим одномерную задачу о движении твердой частицы или капли в поле бегущей волны. Будем считать что, движущийся объект мал по сравнению с длиной волны, что позволяет заменить его материальной точкой с массой m . Уравнение движения объекта в поле бегущей волны в этом случае можно записать в виде:

$$m \cdot \ddot{x} + \alpha \cdot \dot{x} = F_0(t) \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi), \quad (1)$$

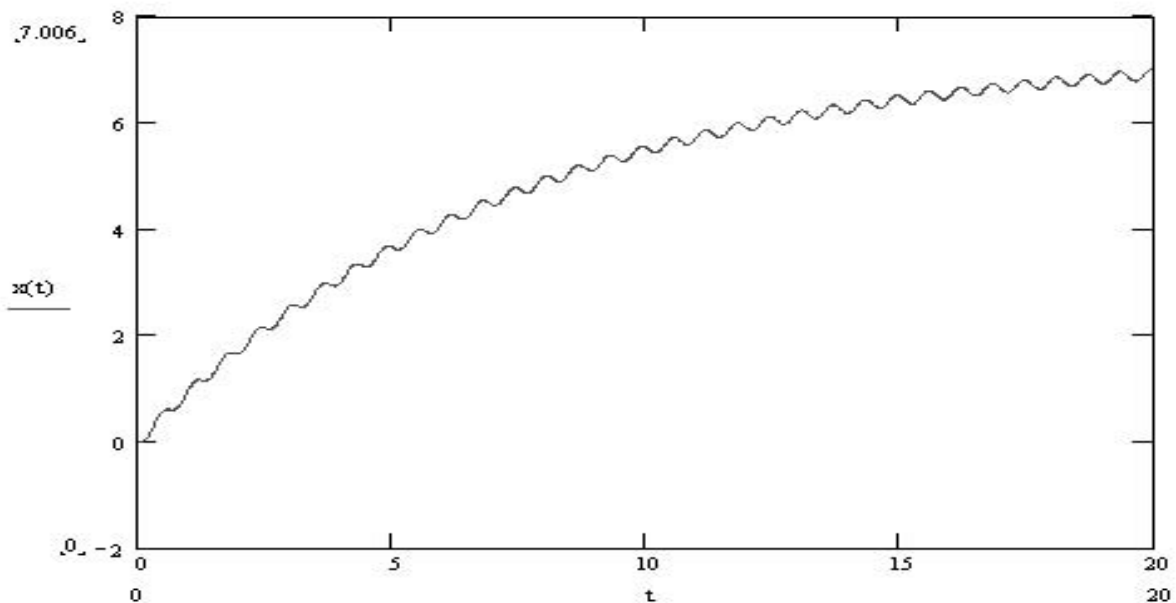
где координата x определяет положение объекта, α - коэффициент трения скольжения, $F_0(t)$ - амплитуда силы, соответствующая огибающей волновых импульсов, ω - частота несущей волны, $\phi = k \cdot x + \phi_0$, $k = \frac{\omega}{V}$ - волновое число, ϕ_0 - начальная фаза, V - скорость распространения волны. Будем искать решение уравнения (1), удовлетворяющее начальным условиям: $x(t=0)=0$, $\dot{x}(t=0)=0$, которые означают, что на покоящийся микрообъект набегают в момент $t=0$ поверхностная волна в виде радиоимпульса с частотой заполнения ω . Сила в правой части уравнения (1) может иметь механическую природу (сила трения скольжения) или электрическую природу (воздействие электрических полей поверхностных акустических волн, распространяющихся в пьезокристаллах, на заряженные микрообъекты, расположенные на поверхности). В упрощенном ва-

рианте рассматриваемой модели, при $\alpha=0$, уравнение (1) интегрируется точно. Для прямоугольной огибающей $F_0(t)$ результат имеет вид:

$$\omega \cdot m \cdot \dot{x} - k \cdot m \cdot \frac{(\dot{x})^2}{2} = -F_0 \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot x + \phi_0) + c_1 \quad (2)$$

где $c_1 = F_0 \cdot \cos \phi_0$ константа интегрирования, определяемая из начальных условий.

В практически интересном случае, когда средняя скорость движения объекта $\langle \dot{x} \rangle \ll V$, точное решение лишь незначительно отличается от приближенного, получаемого в приближении, когда зависимость ϕ от x при интегрировании не учитывается. Это позволяет использовать такой приближенный способ интегрирования в более сложных случаях. Данный подход использовался для нахождения решений при $\alpha \neq 0$ для ряда импульсов с конечным временем нарастания сигнала. На графике в качестве иллюстрации приведена зависимость положения частицы от времени при воздействии на нее прямоугольного радиоимпульса с $\phi_0 = 0$. Видно, что на первых периодах колебаний влияние силы трения незначительно и частица в среднем перемещается почти линейно со временем. Из-за трения постепенно нарастает сбой фазы, что приводит к уменьшению средней скорости перемещения частицы до нуля.



Отсюда следует, что максимальный полезный эффект перемещения достигается лишь при ограничении длительности импульсов и при выборе оптимальной фазы несущей волны относительно начала огибающей. Обнаружено так же, что направление перемещения можно изменять простым переключением полярности импульсов без изменения направления распространения волны.

Полученные результаты согласуются с известными данными о перемещении сыпучих объектов под действием вибраций [3] и транспортировании заряженных частиц переменными электрическими полями [4].

Литература

1. C.J. Strobl, A. Rathgeber, A. Wixforth, C. Gauer and J. Scriba. Planar microfluidic processors, 2002 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, V.1, pp. 255-258.
2. В.А. Красильников, В.В. Крылов, Введение в физическую акустику, М.: Наука, 1984.

3. И.И. Блехман, Г.Ю. Джанелидзе, Вибрационное перемещение, М.: Наука, 1964.
4. Y.N. Garstein, J.G. Shaw, Many-particle effects in travelling electrostatic wave transport, J.Phys. D: Appl. Phys., 1999. V.32, №17, pp. 2176-2180.

ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛА Pb_2MoO_5 АКУСТООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Рыжевский В.Р.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Целью работы является экспериментальное исследование акустооптических (АО) свойств материала Pb_2MoO_5 и определение таких характеристик кристалла, как скорость ультразвука, коэффициент акустооптического качества и фотоупругие константы [1-3]. К настоящему времени известны лишь две публикации, в которых представлены результаты исследований данного материала [2,3]. Было обнаружено, что коэффициент АО качества M_2 достигает величины $127 \times 10^{-18} \text{ сек}^3/\text{г}$, плотность материала $\rho = 7.1 \text{ г/см}^3$ [2], а область прозрачности от $\lambda = 0.39 \text{ мкм}$ до $\lambda = 2.5 \text{ мкм}$ [3]. Этот двуосный кристалл имеет показатели преломления $n_x = 2.183$, $n_y = 2.196$, $n_z = 2.318$ на длине волны $\lambda = 633 \text{ нм}$ [3]. Ранее были также определены три компонента фотоупругого тензора $p_{12} = 0.249$, $p_{22} = 0.117$ и $p_{32} = 0.144$ [2]. Очевидно, что для разработки АО приборов и устройств на основе нового материала перечисленных выше параметров не достаточно [1]. Поэтому в настоящее время требуется более подробное исследование физических свойств кристалла двойного молибдата свинца.

Для исследования был выбран кристалл размером около 1.5 см^3 , вырезанный вдоль осей $[20\bar{1}]$, $[010]$ и $[\bar{1}02]$. Измерение плотности образца дало значение $\rho = 7.195 \pm 0.005 \text{ г/см}^3$, которое оказалось близким к данным из статьи [2] $\rho = 7.1 \text{ г/см}^3$ для соединения Pb_2MoO_5 и заметно отличалось от плотности одноосного аналога $PbMoO_4$, у которого $\rho = 6.3 \text{ г/см}^3$ [1]. Оптические характеристики двойного молибдата свинца определялись при помещении образца между скрещенными анализатором и поляризатором и направлением на него сходящегося пучка излучения лазера с длиной волны $\lambda = 633 \text{ нм}$. Таким образом была проверена ориентации образца относительно кристаллографических осей.

Скорость акустических волн в кристалле измерялась методом акустических эхосигналов при возбуждении в образце акустических волн в виде коротких цугов. Скорость продольной акустической моды в направлении $[102]$ оказалась равной $V = 3.03 \times 10^5 \text{ см/сек} \pm 5\%$. Возбуждение упругих колебаний в кристалле Pb_2MoO_5 осуществлялось с помощью АО ячейки из плавленого кварца.

Фазовая скорость ультразвука также оценивалась акустооптическим методом [1]. При этом наблюдалась дифракция на фазовой дифракционной решётке, образованной акустической волной, пришедшей в образец из кварца. При частоте ультразвука $f = 90 \text{ МГц}$ и на длине волны света $\lambda = 633 \text{ нм}$ по углу отклонения дифрагированного луча по отношению к падающему пучку было определено значение фазовой скорости ульт-

развука $V = 3.06 \times 10^5$ см/сек $\pm 3\%$, оказавшееся близким к значению, полученному методом акустических эхо-импульсов.

Эффективность дифракции в двойном молибдате свинца и значение акустооптического качества материала измерялись по стандартной методике, предложенной Р.Диксоном [4]. При этом ультразвук последовательно пропускался через образцы кварца и молибдата свинца, а в эксперименте оценивалась эффективность дифракции на акустических волнах, прошедших через кварц и Pb_2MoO_5 . Таким образом, фотоупругие константы в новом кристалле измерялись по отношению к соответствующим константам плавленого кварца. Для определения всех неизвестных фотоупругих констант молибдата свинца необходимо использование как продольных, так и сдвиговых волн ультразвука. Направление распространения, поляризация света на входе и выходе кристалла в процессе измерений варьировались. Также изменялось и направление распространения акустических волн.

В результате проведенных измерений был сделан принципиальный вывод о том, что кристалл Pb_2MoO_5 оказывается значительно более эффективным АО материалом, чем плавленый кварц. Это доказывает перспективность проведения дальнейших исследований нового материала.

Литература

1. Goutzoulis A. and Pape D., "Design and Fabrication of Acoustooptic Devices", Marcel Dekker, NY, USA, 1994.
2. Ohmachi Y. and Uchida N., *Journal of Appl. Phys.*, "Acoustic and Acousto-Optical Properties of Pb_2MoO_5 Single Crystal", v. 42, N2, p.521-524, 1971.
3. Uchida N. and Miyazawa S., *Journal of Opt. Society of America*, "Refractive Indices of Pb_2MoO_5 Single Crystal", v.60, N11, p.1375-1377, 1970.
4. Dixon R.W. and Cohen M.G., *Applied Phys. Lett.*, "A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensors", v.8, N 8, p.205-206, 1966.

УДК 537.548

ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНКАХ

Изосимова М.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследование распространения звуковых волн в твердом теле позволяет определить основные упругие характеристики материала.

Для анализа распространения звуковых волн используются уравнение движения:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (1)$$

и уравнение состояния (закон Гука):

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}, \quad (2)$$

где c_{ijkl} - упругие модули, которые в изотропной среде выражаются через константы Ламе:

$$c_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}). \quad (3)$$

При распространении упругих волн в тонких пластинках необходимо учитывать граничные условия:

$$T_{xx} |_{x=\pm b/2} = T_{xy} |_{x=\pm b/2} = T_{xz} |_{x=\pm b/2} = 0, \quad (4)$$

где b – толщина пластинки.

Существует четыре решения уравнений (1-4), для которых можно получить [1] следующие дисперсионные соотношения:

$$\omega b = \pm \left[\frac{\mu}{\rho} \{ (kb)^2 + (\pi r)^2 \} \right]^{1/2},$$

где $r=0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ (целые r соответствуют симметричным (ss), а дробные r – антисимметричным (as) SH волнам). Для продольных (sl) волн дисперсионное соотношение имеет вид:

$$\frac{tg \beta b}{tg \alpha b} = - \frac{4(kb)^2 (\beta b)(\alpha b)}{[(kb)^2 - (\beta b)^2]^2},$$

а для изгибных (al) нормальных волн:

$$\frac{tg \beta b}{tg \alpha b} = - \frac{[(kb)^2 - (\beta b)^2]^2}{4(kb)^2 (\beta b)(\alpha b)},$$

где α, β и k связаны соотношениями: $(\beta^2 + k^2) \frac{\mu}{\rho} = \omega^2$, $(\alpha^2 + k^2) \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} = \omega^2$.

Если $kb \ll 1$, то могут распространяться только 2 моды нулевого порядка, которые представляют для нас особый интерес, поскольку они распространяются без дисперсии. При этом скорость распространения продольной волны равна

$$c_{sl0} = \sqrt{\frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\rho(\lambda + 2\mu)}},$$

скорость же сдвиговой волны равна:

$$c_{ss0} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}.$$

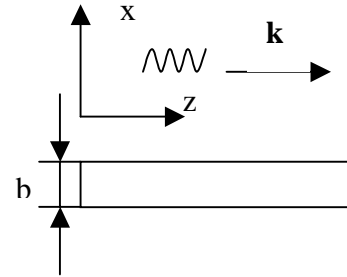


Рис. 1

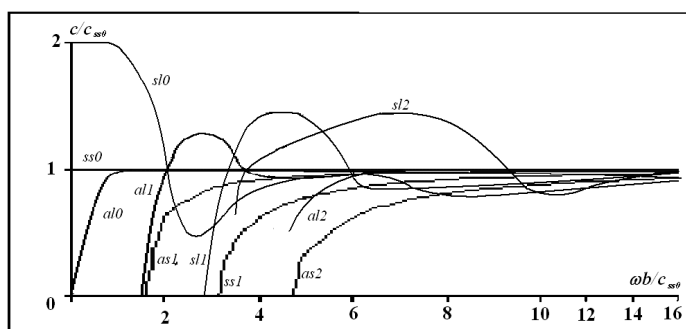


Рис. 2

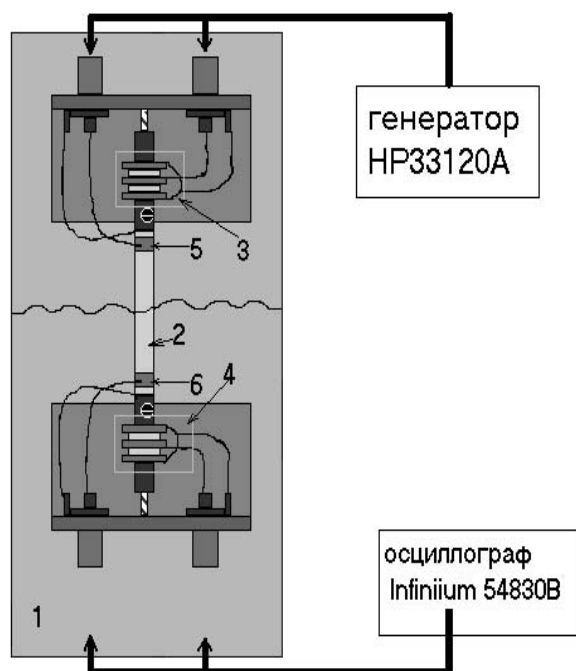


Рис. 3

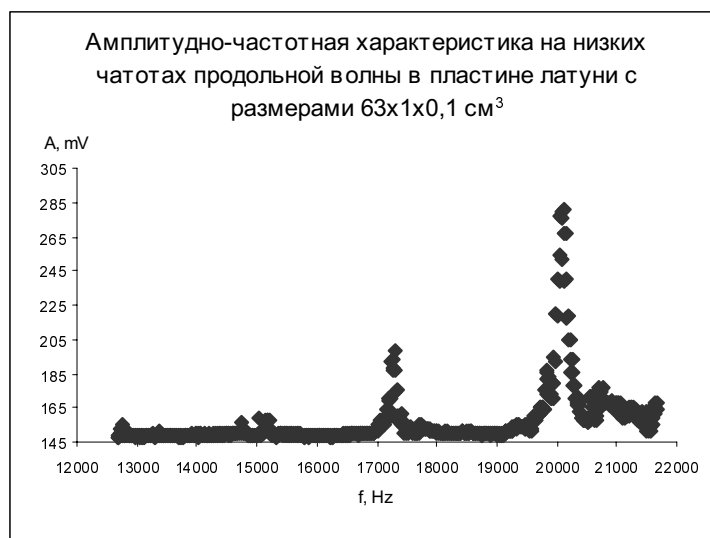


Рис. 4

Кроме этого, распространяется нулевая мода изгибной волны. Ее скорость распространения зависит от величины волнового вектора, a , следовательно, и от частоты и в первом приближении равна:

$$c_{a10} = \sqrt[4]{\frac{4b^2 \mu(\lambda + \mu)\omega^2}{3\rho(\lambda + 2\mu)}}$$

Дисперсионные кривые для различных мод изображены на рисунке 2 [2,3].

В нашей работе исследовалось распространение упругих волн в тонких металлических пластинках, в частности в пластинке латуни размерами $630*10*1$ мм³. Для этого разработана установка, позволяющая снимать спектр как продольных, так и сдвиговых звуковых волн (рис.3). Установка состоит из основания (1), на котором закреплены исследуемый образец (2), возбудитель (3) и приемник (4) продольных колебаний. На образец приклеен возбудитель (5) и приемник (6) поперечных колебаний. Колебания возбуждались с помощью генератора НР33120А, а выходной сигнал подавался на осциллограф «Infiniium 54830В».

В ходе эксперимента для получения спектра собственных частот пластины использовался метод резонансной акустической спектроскопии. На образец подавался гармонический сигнал. Расчет скорости звука производился путем измерений времени задержки при использовании прямоугольного радиоимпульса на резонансных частотах. Был снят спектр (рис.4), и получены следующие значения для скоростей распространения нулевых мод продольной и сдвиговых волн соответственно: $c_{s10} = 3143 \pm 50$ м/с, $c_{ss0} = 2097 \pm 70$ м/с. При значении плотности латуни $\rho = 8,22$ г/см³ [5] были рассчитаны модуль сдвига $\mu = (36,1 \pm 1,6)$ ГПа и модуль Юнга $E = (80 \pm 4)$ ГПа. Эти значения согласуются со справочными данными в пределах ошибки [4].

Целью дальнейшей работы является исследование влияния вносимых в образец дефектов на распространение в нем звуковых волн. Работа будет проводиться с помощью лазерного виброметра.

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-1575.003.2 и гранта РФФИ 02-02-16186.

Литература

1. Физическая акустика. Методы и приборы ультразвуковых исследований. Под ред. У. Мэзона, Т.1. Ч. А, Москва, Мир, 1966
2. Ландау, Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая механика. Теория упругости. Т.7, Москва, Физматлит, 2001
3. Физическая энциклопедия. Т.2, Москва, БРЭ, 1998, с. 620-621
4. Справочник физических, химических и технологических величин. Т.2, Москва, 1983, с.408

УДК 534.83

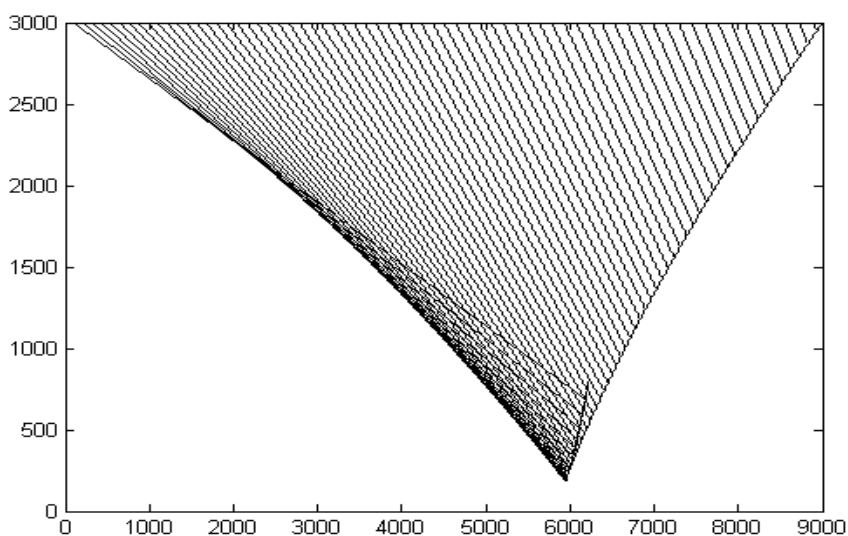
АНАЛИЗ ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСА ЗВУКОВОГО УДАРА ОТ СВЕРХЗВУКОВОГО САМОЛЕТА, ДВИЖУЩЕГОСЯ С УСКОРЕНИЕМ

Козлов А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Как показывают экспериментальные данные, если сверхзвуковой самолет летит с ускорением, то форма импульса звукового удара, падающего на поверхность земли, может заметно отличаться от стандартной формы N-импульса. Значение максимального избыточного давления в таком импульсе в 3-5 раз больше, чем в стандартном импульсе звукового удара. Поэтому этот импульс называют импульсом звукового сверхудара (sonic superboom), а из-за сходства его формы с латинской буквой U часто называют U-импульсом [1,2]. В данной работе на основе анализа лучевой картины выводятся соответствующие эволюционные уравнения пучковой акустики, описывающие в подходящей геометрии формирование импульсов звуковых сверхударов на всей трассе от дальней зоны вокруг летящего самолета до поверхности земли. Решение полученных уравнений дает форму и параметры импульса, сопоставимые с реальными. В случае полета сверхзвукового самолета с постоянной скоростью лучи, испущенные самолетом, параллельны друг другу, а фронт звукового удара следует вместе с самолетом и имеет коническую форму (конус Маха). Если же самолет летит с линейным ускорением, то лучевая картина и форма фронта изменяются. В этом случае лучи сходятся под некоторым углом, образуя “верную” структуру, что соответствует эффекту фокусировки. На основе кинематических соотношений удалось получить уравнение фронта и построить лучевую картину (рис. 1) для данного режима полета.

Высота, м



Расстояние вдоль траектории полета, м

Рис. 1. Лучевая картина от носа самолета при ускоренном полете

Как видно из рисунка, при полете самолета с ускорением в лучевой картине появляется каустика. Через некоторое время после начала ускорения, она пересекает поверхность земли. Таким образом, точка фокуса на земле является точкой пересечения каустики и поверхности земли. Из всего сказанного выше можно сделать вывод, что для описания эффектов, связанных с фокусировкой лучей при полете сверхзвукового самолета с ускорением, можно воспользоваться моделью цилиндрического фокусирующего излучателя, повернутого под углом к траектории полета. Волновой фронт такого излучателя можно рассматривать как цилиндрическую волну, расходящуюся по угловой координате и сходящуюся по осевой.

Исходя из этого используется следующее эволюционное уравнение пучковой акустики, в общем случае учитывающее нелинейные эффекты (уравнение Хохлова-Заболотской), в цилиндрических координатах:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial p'}{\partial r} - \frac{\varepsilon}{c_0^3 \rho_0} p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} + \frac{p'}{2r} \right) = \frac{c_0}{2} \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} \quad (1)$$

где r - расстояние вдоль луча перпендикулярно оси излучателя z ; p' - избыточное давление, обусловленное звуковым ударом; τ - бегущая координата.

Оценка относительного вклада нелинейных и дифракционных эффектов показывает, что нелинейные эффекты имеет смысл учитывать, если мы хотим лучше прописать искажения острых частей импульса звукового удара. Эволюция же пологих частей импульса хорошо описывается и в линейном приближении с учетом только дифракции и фокусировки. Решение уравнения (1) в линейном приближении дает трансформацию профиля стандартного N-импульса звукового удара в U-импульс:

$$p'(\tau, r, z) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{r_0}{r}} \int_0^\infty \frac{\tilde{p}_N(\omega)}{\sqrt{\left(1 - \frac{r-r_0}{F}\right)^2 + D^2(\omega)}} \exp\left(-\frac{z^2}{a^2 \left[\left(1 - \frac{r-r_0}{F}\right)^2 + D^2(\omega)\right]}\right) \times \sin\left(\omega\tau - \frac{z^2}{a^2} \frac{D(\omega) - \left(1 - \frac{r-r_0}{F}\right) \frac{r-r_0}{F} D(\omega)}{\left(1 - \frac{r-r_0}{F}\right)^2 + D^2(\omega)} + \frac{1}{2} \arctg \frac{D(\omega)}{1 - \frac{r-r_0}{F}} + \frac{1}{2} \pi \vartheta(r-r_0-F)\right) d\omega \quad (2)$$

где $D(\omega) = \frac{2c_0(r-r_0)}{\omega a^2}$, $\tilde{p}_N(\omega)$ - Фурье-образ N-импульса,

a - апертура излучателя; F - фокусное расстояние; r_0 - радиус излучателя.

На рис. 2 показана трансформация импульса звукового удара в зависимости от r ($a=900\text{м}$, $F=7000\text{м}$, $r_0=150\text{м}$, $z=0$).

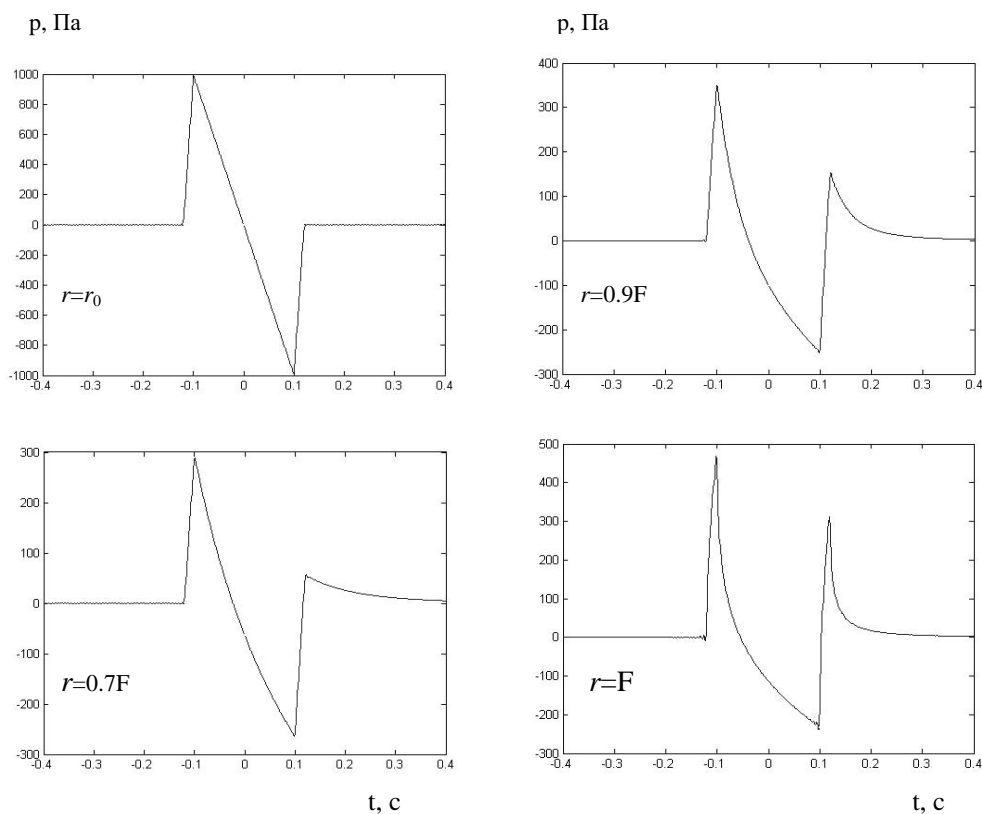


Рис. 2. Трансформация формы импульса звукового удара при изменении расстояния r от движущегося с ускорением сверхзвукового самолета

Литература

1. Wanner J.L., Vallee J. // Theoretical and Experimental Studies of the Focus of Sonic Booms / JASA, v. 52, No. 1, 14-32, (1972)
2. Downing M., Maglieri D.J. // Controlled Focused Sonic Booms from Maneuvering Aircraft / JASA, v. 104, No. 1, 112-121, (1998)

УДК 548

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН С РЕШЕТКОЙ ВИНТОВЫХ СУПЕРДИСЛОКАЦИЙ

Калимгулов А.Р.

*Башкирский Государственный Университет, Химико-Технологический
Факультет*

Исследовано влияние решетки винтовых супердислокаций с вектором Бюргера более 1000 [1] на распространения ультразвуковых волн (УЗ-волн) в кварцевых резонаторах. Эксперименты проводились на пластинах X и Y – срезов, на которые наносились электроды. Работа проводилась на 5-ой гармонике резонаторов, возбуждаемой генератором стандартных сигналов. УЗ-волна этой гармоники распространялась в кристалле и возбуждала на другой паре электродов переменную э.д.с., которая регистрировалась

селективным микровольтметром. Выяснено, что при распространении УЗ-волны кроме гармоник основного сигнала обычно присутствуют сигналы дополнительных частот, чего нет в обычных резонаторах. Например, амплитудно-частотная зависимость сигналов резонатора Х-среза при возбуждении с частотой 32,8 МГц и нерезонансной частотой 35 МГц содержит информацию о преобразовании частот, и всегда в наших исследованиях присутствовал сигнал с частотой 14 МГц, величина которого слабо зависела от частоты возбуждающего сигнала. По-видимому, этот сигнал связан с нелинейным возбуждением собственных колебаний винтовых супердислокаций. Отметим, что сигнал с частотой – 15 МГц отсутствовал при расстройке резонатора и переходе на рабочую частоту 35 МГц. Из полученных результатов и результатов исследования резонаторов методами рентгеновской топографии легко вычислить размеры отдельных слоев. Действительно, так как при преобразовании УЗ-волны для волновых векторов звуковых волн можно записать $\vec{K}' = \vec{K}_0 - \vec{K}$, где \vec{K}_0 – волновой вектор, возбуждающий УЗ волны, \vec{K} – волновой вектор периодической структуры, зная \vec{K}' легко найти период структуры $d_c = 2\pi / |\vec{K}_0 - \vec{K}'|$, который для приведенного примера значения частот равен 200 мкм. По данным методов рентгеновской топографии и избирательного травления величина перехода решетки 200 мкм. Дополнительные резонансы, существующие на частотах 14 МГц, вообще говоря, не соответствуют периодичности 200 мкм. Это связано с тем, что каждый отдельный элемент не имеет строго правильной структуры, а скорость группы волн, возникающих при этих резонансах, не совпадает со скоростью УЗ-волн в обычном кристалле кварца.

Литература

1. Чувывров А.Н., Мазитов Р.М., Балицкий В.С. Механизм роста кристаллов кварца из фторидных растворов. ДАН СССР, 1979, т. 247, с. 1475.

УДК 534.2

КОРРЕЛЯЦИОННО-ТОМОГРАФИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕКТОРА СКОРОСТИ КРОВОТОКА

Матвеев О.В., Нестерова Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Работа посвящена восстановлению картины кровоснабжения органа – важной диагностической задаче, которую предлагается решать акустическими методами. Используемые при этом принципы томографирования и их технические воплощения достаточно разнообразны. Далее рассматривается томограф с кольцевой антенной решеткой приемноизлучающих преобразователей, дающий многокурсную информацию об исследуемом органе [1, 2]. Именно многокурсные данные рассеяния позволяют не только получить картину распределения кровеносных сосудов, но и восстановить полный вектор скорости кровотока вдоль этих сосудов. Использование относительно низких частот ~1МГц обеспечивает глубокое проникновение ультразвука в толщу биоткани, позволяя тем самым исследовать кровоснабжение не только вблизи поверхности, но и в глубине органа. При этом кровь может не содержать акустически контрастных агентов.

Предлагаются аддитивно-корреляционный и мультипликативно-корреляционный алгоритмы совместного восстановления полной томографической картины с

параллельным восстановлением вектора скорости кровотока в рамках той же самой томографической схемы. Физическая сторона этих алгоритмов и двумерная схема томографирования обсуждались в [3]. Пусть каждый излучатель с радиус-вектором \mathbf{r}_S последовательно генерирует три или более зондирующих импульса, которые можно объединить в две пары, обозначаемые далее индексами I и II, соответственно. Временной интервал T_{rep} между первым и вторым импульсами фиксированной пары, т.е. время повторения, одинаков для обеих пар. Рассеянные сигналы, приходящие на приемник с радиус-вектором \mathbf{r}_R и соответствующие фиксированной паре посылок, деструктивно объединяются, формируя два разностных сигнала: $\Delta u_{sc}^I(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_R, t)$, $\Delta u_{sc}^{II}(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_R, t)$. Тем самым осуществляется селекция, подавляющая рассеяние от неподвижных объектов и оставляющая в сигналах Δu_{sc} информацию только о движущихся рассеивателях. На основе $\Delta u_{sc} = \Delta u_{sc}^I$ и $\Delta u_{sc} = \Delta u_{sc}^{II}$ строятся, соответственно, два комплексных в (общем случае) изображения $Z = Z^I$ и $Z = Z^{II}$ для каждого фиксированного излучателя. При аддитивном способе построения:

$$Z(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) = \sum_R \Delta u_{sc}(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_R, t_{SR}(\mathbf{r})) \left| \sin(\varphi_S - \varphi_R) \right| A(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_R, \mathbf{r}); \quad (3)$$

при мультипликативном способе:

$$Z(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) = \sum_R \sum_{R', R' \neq R} \Delta u_{sc}(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_R, t_{SR}(\mathbf{r})) \left| \sin(\varphi_S - \varphi_R) \right| A(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_R, \mathbf{r}) \times \\ \times \Delta u_{sc}^*(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_{R'}, t_{SR'}(\mathbf{r})) \left| \sin(\varphi_S - \varphi_{R'}) \right| A(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_{R'}, \mathbf{r}). \quad (4)$$

Здесь φ_S , φ_R , $\varphi_{R'}$ – полярные углы источника \mathbf{r}_S и приемников \mathbf{r}_R , $\mathbf{r}_{R'}$, соответственно. В случае зондирующих сигналов от точечных источников эти углы отсчитываются из текущей точки изображения \mathbf{r} , а в случае плоских волн – из начала координат, помещенного в центр круговой антенной решетки. Символ * означает комплексное сопряжение. Весовые множители типа $\left| \sin(\varphi_S - \varphi_R) \right|$ обеспечивают равномерность угловой плотности данных рассеяния Δu_{sc} . Функциональные множители типа $A(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_R, \mathbf{r})$ компенсируют геометрическую расходимость волн, а также их поглощение в фоновой среде. Сигналы $\Delta u_{sc}(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}_R, t)$ сфазированы по всем своим частотным компонентам спектра на текущую точку восстановления \mathbf{r} посредством выбора момента времени $t = t_{SR}(\mathbf{r})$, равного суммарному времени распространения сигнала от излучателя S до точки \mathbf{r} и от \mathbf{r} до приемника R , включая дополнительную задержку, обеспечивающую одновременную фазировку на максимум огибающей и набивки сигнала Δu_{sc} .

Оценка вектора скорости кровотока $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ осуществляется взаимной пространственной корреляцией малых фрагментов изображений Z^I и Z^{II} при одном и том же излучателе.

Результатом такой корреляции является функция $\Gamma(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}, \Delta \mathbf{r})$, где \mathbf{r} , $\Delta \mathbf{r}$ – координаты центра и относительный сдвиг коррелируемых фрагментов. Вектор сдвига $\Delta \mathbf{r} = \Delta \mathbf{r}_{\text{max}}$, соответствующий главному максимуму усредненной по излучателям функции $\bar{\Gamma}(\mathbf{r}, \Delta \mathbf{r}) \equiv \sum_S \Gamma(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}, \Delta \mathbf{r})$

при каждом фиксированном \mathbf{r} , определяет искомую скорость кровотока $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \Delta \mathbf{r}_{\text{max}} / T_{\text{rep}}$. Единственность главного максимума при фиксированном \mathbf{r} обеспечивается накоплением (при переборе излучателей) большого количества сла-

гаемых Γ . В то же время, пространственная локализация функции $\bar{\Gamma}(\mathbf{r}, \Delta\mathbf{r}_{\max})$ указывает на местоположение кровеносных сосудов.

Устойчивость оценки обеспечивается при условии $\mathbf{v}_{\min} T_{\text{rep}} \geq \lambda/4$, где \mathbf{v}_{\min} – минимальное значение скорости кровотока $|\mathbf{v}_{\min}|$, которое требуется найти; λ – средняя длина волны в биоткани. Погрешность же $\delta\mathbf{v}$ в оценке скорости определяется шагом дискретизации сдвига $\Delta\mathbf{r}$ при корреляции фрагментов изображений. Результаты численного моделирования для скорости кровотока $|\mathbf{v}| = 20$ см/сек и $T_{\text{rep}} = 1$ мсек приведены на рис. 1, 2.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта президента РФ № НШ-1575.003.2 и гранта РФФИ № 04-02-16043.

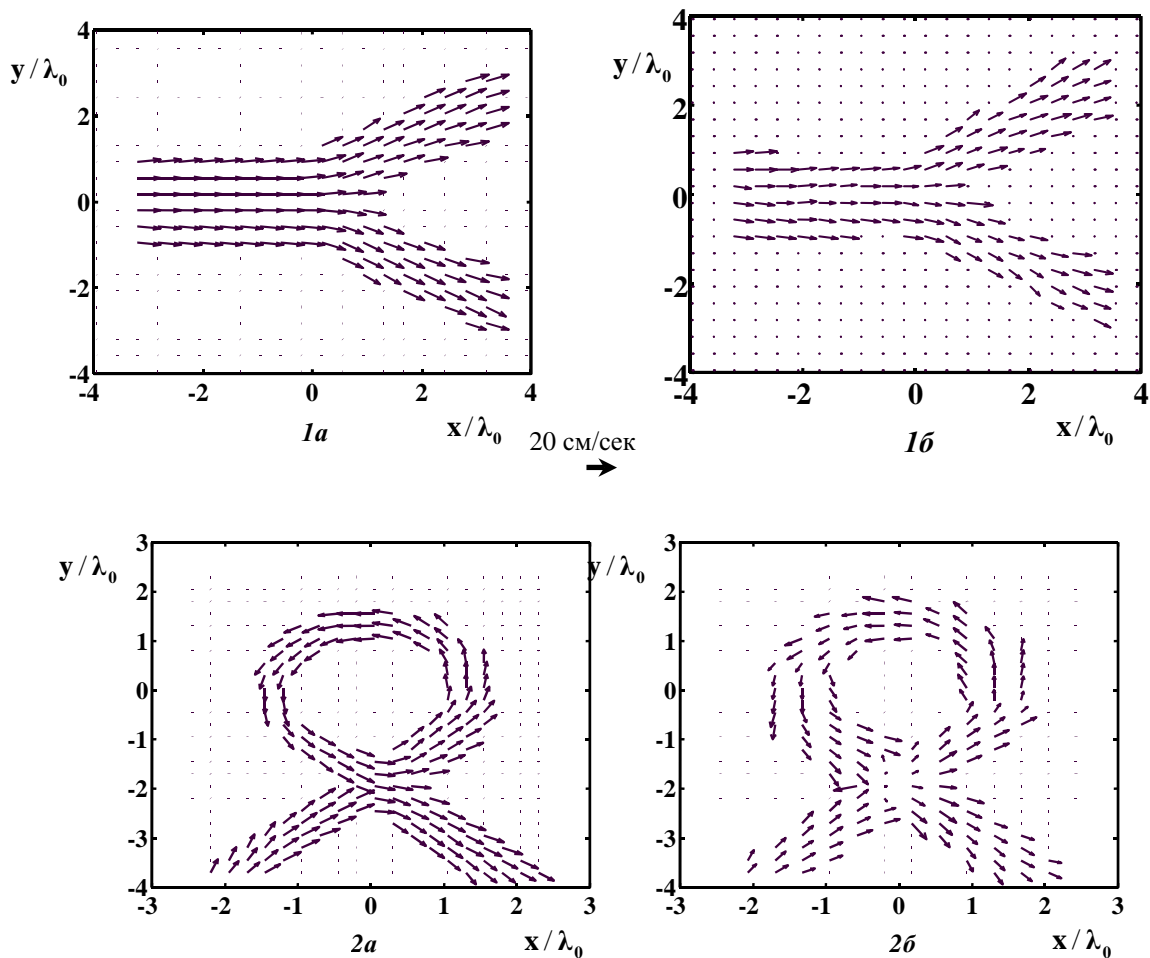


Рис. 1, 2. Результат модельного восстановления аддитивно-корреляционным (а), мультипликативно-корреляционным (б) методами местоположения и вектора скорости группы рассеивателей, движущихся вдоль разветвленного (рис. 1) и “петлеобразного” (рис. 2) кровеносных сосудов

Литература

1. Пархоменко П.П., Каравай М.Ф., Сухов Е.Г., Фалеев Б.А., Дмитриев О.В., Дроздов С.А., Комаров О.В., Бабин Л.В., Попов А.С., Буров В.А., Раттэль М.И., Бо-

бов К.Н., Конюшкин А.Л., Румянцева О.Д. Ультразвуковой томограф и кольцевая антенная решётка для ультразвукового томографа – Патент на изобретение № 2145797. Приоритет от 23.06.1999. Москва, 2000.

2. André M.P., Janée H.S., Barrett T.K., Spivey B.A., Martin P.J. Simultaneous spatial and velocity vector mapping with diffraction tomography. – Acoustical Imaging-23 / Ed. by S. Lees and L.A. Ferrari. V.23. New York: Plenum Press, 1997. P.583-588.

3. Матвеев О.В. Восстановление картины кровотока в процессе активного корреляционного томографирования. – Сборник тезисов “Ломоносов-2003”. М.: Физич. ф-т МГУ, 2003, с. 117-119.

УДК 539.3:534.1

СТАЦИОНАРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОСИММЕТРИЧНОМ АНИЗОТРОПНОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Куренная К.И.

Донецкий национальный университет, Украина

В рамках модели геометрически и физически нелинейного деформирования анизотропной идеальной упругой среды построены и исследованы высшие гармоники нелинейных монохроматических нормальных волн, а также вторые комбинационные гармоники, возникающие как результат нелинейного взаимодействия различных монохроматических нормальных волн. Анализ стационарных нелинейных волновых процессов с малыми перемещениями сводится к спектральным краевым задачам для систем двумерных дифференциальных уравнений в частных производных относительно амплитудных составляющих волновых функций. Исследование реализуется с применением принципа разложения нелинейных волновых упругих перемещений в ряды по степеням малого параметра в виде акустического числа Маха и сводится к определению первых двух составляющих в этих разложениях.

Построены аналитические зависимости распределений по толщине волновода для нормированных амплитудных величин перемещений во вторых гармониках монохроматических нормальных упругих горизонтально поляризованных нормальных волн, а также для вторых гармониках нормальных продольно-сдвиговых обобщенных волн Лэмба вдоль кристаллографических направлений анизотропного слоя кубической системы из монокристалла германия. Решена задача про вторые гармоники трехпарциальных нормальных упругих волн вдоль произвольного неупругоэквивалентного направления слоя кубической системы; аналогичные зависимости построены для вторых гармоник.

Исследованы распределения нормированных компонент среднего за период потока мощности по толщине пластины для линейных волн указанных типов и для их вторых гармоник; проведен сопоставительный анализ подобных распределений по толщинной координате волновода. Дана оценка соотношений между максимальными значениями в анализируемых потоках и представлен анализ частотных зависимостей для интегральных характеристик потоков во вторых гармониках.

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

УДК 524.387

**ОЦЕНКА МАССЫ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ И НАКЛОНЕНИЯ ОРБИТЫ
ПО КРИВОЙ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ
В РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ Cyg X-1**

Абубекеров М.К., Антохина Э.А., Черепашук А.М.

МГУ им.М.В. Ломоносова, Физический факультет

Представлены результаты статистического подхода к интерпретации сводной кривой лучевых скоростей рентгеновской двойной Cyg X-1. На основе анализа сводной кривой лучевых скоростей в рамках модели Роша получена зависимость массы рентгеновского компонента m_x от массы оптического m_v . Приведена методика оценки наклона орбиты по кривой лучевых скоростей. В отличие от случая точечной оптической звезды в случае приливно-деформированной звезды со сложным температурным распределением при изменении наклона орбиты i меняется не только полуамплитуда кривой лучевых скоростей K_v , но и ее форма. Теоретические расчеты показали, что при изменении наклона орбиты двойной системы с $i=40^\circ$ на $i=80^\circ$ изменение формы кривой лучевых скоростей составляет 3% от ее полуамплитуды K_v . Это позволяет наложить ограничение не только на массу черной дыры, но и на наклонение орбиты: $i < 45^\circ$.

Использование информации об оптической кривой блеска, радиусе и светимости оптической звезды позволяют дать следующие оценки параметров: $31^\circ < i < 44^\circ$, $8.5 M_{\text{sun}} < m_x < 13.6 M_{\text{sun}}$.

УДК 524.338.2

**ИОНИЗУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД,
ОКРУЖЁННЫХ ОБОЛОЧКАМИ**

Зайцев М.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Ход степени ионизации газа в окрестности звезды характеризуется резким спадом на некотором расстоянии, что проявляется в виде зоны ионизации с резкой границей, известной как зона Стремгрена. Вне этой зоны ионизирующее влияние звезды незначительно. Звезда, окружённая оболочкой, имеет сильную депрессию спектра за границей лаймановской серии. Максимум спектра звезды с температурой свыше 100000K лежит далеко за порогом ионизации водорода и, несмотря на депрессию в лаймановском континууме, для корректного вычисления степени ионизации окружающего звез-

ду газа необходим учёт коротковолновой части спектра звёздной оболочки. Нами проведён расчёт спектра водородно-гелиево-кислородной оболочки, окружающей горячую звезду и вычислена степень ионизации газа, окружающего оболочку. Показано, что полученный результат принципиально отличается от классической зоны Стремгрена: межзвездный газ ионизируется только частично, но зато зона частичной ионизации может быть весьма протяженной.

УДК 524.8

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА НА АНИЗОТРОПНОЙ БРАНЕ

Третьяков П.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последние годы интерес к нестандартным космологическим моделям всё возрастает. Это связано в первую очередь с тем, что в рамках подобных моделей удаётся решить многие традиционные проблемы стандартной космологии. Всё вышесказанное относится и к так называемой теории бран. Как известно, предпосылки к ней даются в рамках теории суперструн, из которой следует, что наше пространство-время должно иметь большее количество измерений, нежели доступно нашему восприятию (обычно речь идёт об одиннадцатимерных моделях, хотя рассматриваются и более сложные варианты)[1]. Таким образом, в рамках бранного подхода предполагается, что на бране (т.е. в доступных нам четырёх измерениях) находятся все стандартные частицы и взаимодействия, в то время как гравитация может проникать и в добавочные измерения (т.н. балк). На практике как правило речь идёт только об одном добавочном измерении - это связано с тем, что такой подход позволяет без излишнего усложнения проследить основные закономерности. Не смотря на успехи теория струн сталкивается с рядом сложностей, и скепсис по отношению к ней в научном сообществе всё ещё велик. Именно поэтому очень важным является изучение её космологических следствий, а именно теории бран,- космологическая проверка является, как известно, неотъемлемой частью апробации подобных моделей.

В нашей работе исследовалась модель анизотропной браны с одним добавочным измерением, членом, описывающим тёмную энергию балка, и магнитным полем на бране. Магнитное поле в данном случае интересно как один из наиболее простых и естественных источников анизотропии, который мог играть определяющую роль в динамике вселенной на ранних этапах эволюции. Аналогичная модель, но без магнитного поля, представляется достаточно тривиальной и вполне допускает аналитическое исследование, что и было проделано в нашей работе. Оказывается, что в случае отсутствия магнитного поля уравнение Фридмана для анизотропной браны выглядит следующим образом[2]:

$$3H^2 = 3\sigma_+^2 + \sigma_A^2 + \sigma_B^2 + \sigma_C^2 + \rho + \frac{1}{2}\chi\rho^2 + 6\chi U,$$

где H - параметр Хаббла, $\sigma_{+,A,B,C}$ - компоненты т.н. shear-тензора, характеризующие пространственную анизотропию, ρ - плотность энергии, U - темная энергия, χ - параметр, характеризующий натяжение браны. Заметим, что вообще говоря это уравнение является первым интегралом системы дифференциальных уравнений первого по-

рядка, которую в виду громоздкости мы приводить не станем. Хорошо видно, что при отрицательных значениях члена, описывающего тёмную энергию, в подобной модели возможен коллапс ($H = 0$), что заставляет относиться к ней с известной осторожностью. Нами был исследован вопрос о возможности реколлапса для некоторых интересных с астрономической точки зрения уравнений состояния вещества, в частности рассматривались следующие значения: $\gamma = 0, 1, \frac{4}{3}$. Заметим, что ситуация с возникновением реколлапса в плоской вселенной является принципиально новой и при отсутствии дополнительных измерений невозможна.

Далее было интересно посмотреть каким образом присутствие магнитного поля меняет сложившуюся ситуацию. Уравнение Фридмана в данном случае принимает следующий вид[3]:

$$3H^2 = 3\sigma_+^2 + \sigma_A^2 + \sigma_B^2 + \sigma_C^2 + \rho + \frac{1}{2}\chi\rho^2 + 6\chi U + \frac{1}{2}h^2 + \frac{1}{2}\chi\rho h^2 - \frac{3}{8}\chi h^4,$$

здесь h - магнитное поле.

Ввиду сложности полученных уравнений мы исследовали их численно, и хотя некомпактность области начальных значений не позволяет решить задачу полностью, качественные результаты проделанной работы следующие.

Практически все полученные результаты свидетельствуют о том, что присутствие магнитного поля увеличивает относительную долю начальных данных, приводящих к коллапсу, причём, чем магнитное поле больше, тем больше коллапса. Кроме того, наличие магнитного поля сделало возможным коллапс и при положительной тёмной энергии, что было невозможно без магнитного поля. Таким образом, в пятимерных моделях с анизотропной браной и магнитным полем доля коллапса велика, что заставляет с осторожностью относиться к подобным моделям, хотя и не может заставить отказаться от них полностью, так как некоторый простор для манёвра всё-таки есть.

Литература

1. .Randall L.J and R.Sundrum, Phys.Rev.Lett. **83**, 3370 (1999)
2. Maartens R.hep-th/0004166
3. Barrow J., Hervik S.gr-qc/0109084

УДК 522.61

АВТОМАТИЧЕСКАЯ КОМПЕНСАЦИЯ ОБЩИХ НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ВО ВРЕМЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

*Потанин С.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Очень часто астрономические наблюдения отягощаются различными неприятными побочными эффектами, в число которых входит изменение положения изображе-

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

ния звезды в фокальной плоскости телескопа. Это приводит к потерям света, а значит уменьшению отношения сигнал/шум при любых астрономических наблюдениях, будь то апертурная фотометрия или прямые снимки на ПЗС приемник.

Изменения положения звезды вызваны изменениями общего наклона волнового фронта относительно плоскости входного зрачка телескопа. Последнее, в большей степени, продуцируется случайными и систематическими ошибками часового ведения, а так же прогибами конструкций и медленными изменениями температуры. К сожалению, большинство крупных телескопов не свободны от этих явлений.

В данной работе осуществлен простой и эффективный способ компенсации этих эффектов. Было создано оптическое устройство, которое выполняет стабилизацию изображения звезды на входной апертуре астрономического спектрографа. Этот прибор применялся во время плановых наблюдений на 1.25м рефлекторе Крымской станции ГАИШ. За один сезон наблюдений было получено более 100 спектров спектрально-двойных звезд. Работа компенсатора позволила более чем в 2 раза повысить эффективность наблюдений и полностью освободить наблюдателя на время экспозиции. (Без использования компенсатора он вынужден был вручную исправлять положение звезды относительно апертуры.) В работе оценены потери света, возникающие при работе компенсатора, показана возможность исследования систематических ошибок часового ведения, профиля изображения звезды.

УДК 524.387+524.354.4

ОРБИТАЛЬНАЯ ОРИЕНТАЦИЯ СИСТЕМЫ ПУЛЬСАР-ВЕ-ЗВЕЗДА ПОСЛЕ ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ

Богомазов А.И.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Прошло более десяти лет со времени открытия на Паркском радиотелескопе во время обзора южной галактической плоскости первой системы, которая состоит из радиопульсара и массивного оптического компаньона - PSR B1259-63. Пульсар находится на сильно эксцентричной орбите ($e \geq 0.87$) вокруг массивного оптического компаньона, идентифицированного с Ве-звездой 10-ой звёздной величины SS2883 [1].

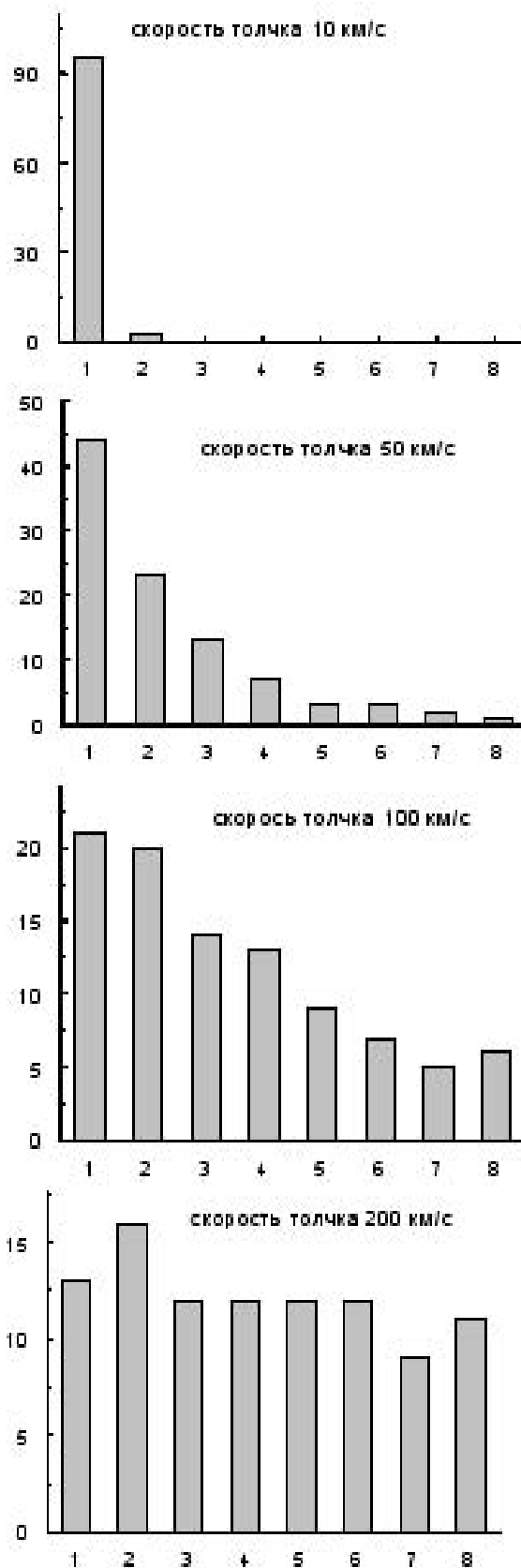
Были также численно рассчитаны возможные эволюционные треки для систем PSR B1259-63 и PSR J0045-7319 [2]. Очень высокий эксцентриситет объяснён дополнительным толчком, вызванным анизотропным коллапсом во время взрыва сверхновой.

Ве-звезда определена как звезда главной последовательности спектрального класса В, которая имеет в спектре одну или более эмиссионную линию серии Бальмера. Эти линии обычно имеют два пика. Ещё Струве в 1931 году предположил, что данный случай может быть объяснен материей вращающегося диска, связанного с Ве-звездой. К настоящему времени эти диски наблюдались в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах. Они состоят из плотного, медленно вращающегося вещества, находящегоо-

ся в плоскости экватора Ве-звезды или близко к ней. Кроме того, наблюдение ярких ультрафиолетовых резонансных линий говорит о том, что Ве-звезды обладают и ветром с малой плотностью и высокой скоростью. Наблюдения прохождений пульсара B1259-63 стали уникальной возможностью для изучения характеристик диска Ве-звезды благодаря изменению потока радиоизлучения, линейной поляризации, меры вращения и задержке импульсов [3]. Это стало возможным, поскольку диск SS2883 сильно наклонён относительно плоскости орбиты компаньона и происходят затмения пульсара диском.

Система PSR B1259-63 неоднократно наблюдалась и в рентгеновских лучах. Непульсирующее рентгеновское излучение этой системы возникает из-за обратного эффекта Комптона [4]. Показано [5], что должна существовать орбитальная модуляция рентгеновской кривой блеска таких систем. Пульсар – источник релятивистских частиц, которые вызывают обратное комптоновское рассеяние мягких фотонов компаньона. Ве-звезда – быстро вращающийся объект; следовательно, его температура и яркость меняются от горячих и ярких областей на полюсе до “холодных” и “темных” на экваторе по теореме фон Цейпеля. Если орбита пульсара лежит в экваториальной плоскости Ве-звезды, то условия для обратного Комптоновского рассеяния не изменяются. В случае, когда плоскости орбиты пульсара и экватора Ве-звезды не совпадают, то интенсивность оптического излучения должна меняться между максимумом (пульсар над полюсом) и минимумом (пульсар над экватором). Модуляция кривой рентгеновского блеска вследствие этого эффекта может достигать 10% и более, если угол между плоскостями орбиты пульсара и экватора Ве-звезды $\geq 80^\circ$.

Зададим вопрос: могут ли такие наклонные системы существовать? Предполагается, что дополнительный толчок, происходящий от анизотропного коллапса во время взрыва сверхновой, может привести к необходимым изменениям орбитальных параметров.



Численные расчёты. Для численных расчётов использовалась “Машина сценариев”. Исследовалась статистическая зависимость наклона плоскости орбиты пульсара к экваториальной плоскости Ве-звезды от характерной величины скорости анизотропного толчка.

Было принято плоское распределение направления толчка, а его величина распределялась по закону, подобному распределению Максвелла: $f(v) \propto v^2 \exp(-v^2/v_0^2)$, где v_0 - характерная скорость толчка.

Также предполагалось, что в момент, предшествующий взрыву сверхновой, орбита звезды была круговой и лежала в плоскости экватора Ве-звезды.

В случае, если угол между плоскостями орбиты пульсара и экватора Ве-звезды меньше 10° , система принималась радионевидимой: оптическая толщина для радиоизлучения слишком велика в плоскости диска Ве-звезды.

Результаты и выводы. Результаты представлены на графиках. По оси ординат отложен процент систем в данном диапазоне углов для конкретного значения v_0 , по оси абсцисс – угол α наклона плоскости орбиты пульсара к плоскости экватора Ве-звезды. Пометки на графиках: 1 - $10^\circ < \alpha \leq 20^\circ$, 2 - $20^\circ < \alpha \leq 30^\circ$, 3 - $30^\circ < \alpha \leq 40^\circ$, 4 - $40^\circ < \alpha \leq 50^\circ$, 5 - $50^\circ < \alpha \leq 60^\circ$, 6 - $60^\circ < \alpha \leq 70^\circ$, 7 - $70^\circ < \alpha \leq 80^\circ$, 8 - $80^\circ < \alpha \leq 90^\circ$.

Таким образом, если порядок характерной скорости толчка около 10 км./с., наблюдается явный пик распределения около малых углов и отсутствие систем с большими углами. Увеличивая величину толчка до 50 км./с., мы видим уменьшение этого пика, кроме того, появляются системы с большими углами ($\geq 80^\circ$). Рагузова и Липунов [2] в своих вычислениях принимали скорость толчка равную 45 км./с. В случае, если характерная скорость толчка равна 200 км./с., угловое распределение плоское. При характерной величине толчка в 300 км./с. и выше большинство систем должны распасться; единичные системы, пережившие такой катаклизм, не образуют какого-либо распределения.

Следовательно, можно утверждать, что системы с высокими углами наклона должны существовать. Если мы предположим разумную величину толчка (50-300 км./с.), то количество систем с наклоном свыше 80° может достигать 15% при толчке свыше 100 км./с. и 2-3% при толчке 40-100 км./с. [6].

Литература

1. S. Johnston, R. N. Manchester, A. G. Lyne, M. Bails, V. M. Kaspi, Q. Guojun, N. D’Amico, *The Astrophys. Journal*, 387, L37-L41, 1992, March 1.
2. Н. В. Рагузова, В. М. Липунов, *Астрономический журнал*, 1995, т. 75, №6, с. 857-865.
3. S. Johnston, R. N. Manchester, A. G. Lyne, N. D’Amico, M. Bails, V. M. Gaensler, L. Nicastro, 1996, *MNRAS*, 279, 1026-1036.
4. Chernyakova M. A., Illarionov A. F., 1999, *MNRAS*, 304, 359.
5. А. И. Богомазов, В. М. Липунов, *Астрономический журнал*, 2003, т. 80, №10, с. 3-7.
6. Bogomazov Alexey I., *Astron. and Astrophys. Transactions*, Feb. 2004, No. 1, pp.71-73.

УДК 524.7-82

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЛИНЗОВИДНОЙ ГАЛАКТИКИ С ОБОЛОЧКАМИ NGC 474

*Копосов С.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Эта работа посвящена детальному исследованию галактики NGC 474 с использованием фотометрических методов и метода интегральной спектроскопии поля. Галактика NGC 474 обладает яркими внешними оболочками и необычной внутренней структурой, указывающей на бурные процессы происходившие в этой галактике в последние несколько миллиардов лет и, таким образом, является очень интересным объектом для исследования.

По фотометрическим данным в галактике помимо балджа обнаружены остатки от внешнего глобального звездного диска. Однако, в основном, вещество в звездном диске сильно возмущено, звездный диск сильно утолщен и экспоненциальное распределение яркости в нем нарушено. По фотометрическим данным в галактике наблюдаются признаки бароподобной структуры, видимо приливной природы. Проявления этой структуры также видны и в спектральных данных: динамическая ось вращения звезд в центральной области поворачивается по отношению к фотометрической оси, что демонстрирует наличие в центре галактики триаксиального потенциала.

В галактике NGC 474, являющейся линзовидной галактикой, (т.е. по определению, галактикой с массивным балджем, с диском и без газа), по излучению в запрещенной линии [OIII] 5007E, была обнаружена крупномасштабная структура (похожая на кольцо) ионизованного газа, движущегося с большими скоростями, что является крайне необычным и указывает на то что, судя по всему, этот газ является поглощенным этой галактикой.

Полученные для NGC 474 из интегральной спектроскопии поля карты дисперсий скоростей и скоростей звезд позволили нам кинематически выделить в центре галактики балдж, а вне центральной области нагретый до ~ 70 км/с звездный диск.

Анализ двумерных спектров галактики позволил определить свойства звездных населений в NGC 474. При изучении абсорбционных деталей в спектре, сравнении их с различными моделями, а также при популяционном синтезе спектров были обнаружены изменения свойств (возраста и металличности) звездного населения галактики с радиусом, указывающие на сложную эволюцию центральной области галактики.

В итоге, весь комплекс обнаруженных структур достаточно ясно указывает на то, что в галактике NGC 474 произошло поглощение другой, скорее всего, богатой газом, галактики. Это явление представляется очень интересным и является, судя по всему, очень важным фактором в эволюции многих галактик.

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

УДК 523.03

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ПОЛОСЫ ДЛЯ МНОГОЦВЕТНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Амбарцумян А.Р.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Одна из основных задач астрономии — разработать многоцветную космическую фотометрическую систему, которая позволила бы производить многомерную классификацию звезд при наличии межзвездного (МЗ) поглощения. В современных условиях мы можем использовать диапазоны длин волн, недоступные ранее при наземных наблюдениях. Это открывает новые возможности. Необходимо подбирать полосы многоцветной космической фотометрической системы во всем оптическом диапазоне, который позволяет использовать современная техника, учитывая особенности распределения энергии в спектрах звезд и свойства поглощающего МЗ вещества. В настоящей работе рассматривается проблема определения МЗ поглощения с использованием наблюдений в УФ области.

УФ спектральный интервал представляет особый интерес для изучения МЗ покраснения, так как на длине волны $\lambda 2175 \text{ \AA}$ кривая МЗ поглощения имеет максимум, вариации которого представляют особенный интерес для исследования МЗ среды и структуры Галактики. Мы предлагаем использовать УФ полосы, одна из которых будет центрирована на длине волны $\lambda 2175 \text{ \AA}$, а две других будут расположены по разные стороны от нее. Чем дальше расположены боковые полосы от центральной, тем с большей точностью можно измерять количество поглощающего МЗ вещества. Ограничения со стороны коротких длин волн на положение полос накладывает положение плоского минимума кривой МЗ экстинкции ($\lambda 1700\text{--}2000 \text{ \AA}$) и резкое падение интенсивности излучения звезд спектральных классов А8 – F0 при $\lambda < 1800 \text{ \AA}$. Со стороны длинных волн ограничения накладывает бальмеровский скачок. Полученный результат даны в таблице 1.

Таблица. 1. Положения и полуширины фотометрических полос в УФ диапазоне для определения МЗ покраснения,

Название полосы	m_{19}	m_{22}	m_{35}
центральная длина волны λ	1900 \AA	2200 \AA	3500 \AA
полуширина полосы $\Delta\lambda$	200 \AA	200 \AA	500 \AA

Важным преимуществом при использовании УФ полос для определения МЗ поглощения является то, что для этой цели можно привлекать звезды не только ранних спектральных классов, но и умеренно горячие объекты, вплоть до спектра G0. Это дает широкие возможности для решения задачи исследования распределения и количества МЗ вещества в Галактике.

Для оценки точности определения МЗ поглощения с помощью найденных полос была построена математическая модель, учитывающая типичные светимости звезд различных типов и характерное расположение их в окрестностях Солнца. Проведенный анализ показал, что точность определения количества поглощающего МЗ вещества в

предлагаемой УФ системе в 3–4 раза выше, чем в системе полос XYZ Вильнюсской системы, специально подобранных для оценки МЗ экстинкции.

УДК 524.47

МЕТОД АВТОМАТИЧЕСКОГО ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ЧАСТИЧНО ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ СПИСКОВ ЗВЕЗД

Николаев Ф.Н.

МГУ, ГАИШ, Лаборатория новых фотометрических методов

Целью настоящей работы являлась разработка метода автоматического отождествления двух частично пересекающихся списков звезд на основании сравнительного анализа геометрических параметров, которыми можно охарактеризовать взаимное расположение звезд в обоих списках.

Задача отождествления звезд с картой участка неба стояла перед астрономами всегда. В связи с появлением цифровых панорамных приборов и измерений, сделанных с их помощью на разных телескопах, в разных фотометрических полосах, а также в связи с особенностями обработки изображений, возникает потребность автоматизации этого, вообще говоря, нетривиального процесса. Существует весьма широкий спектр задач, для которых необходимо уметь разрешать проблему отождествления двух списков объектов без вмешательства человека. В частности, это такие задачи, как нахождение потерянной ориентации космического аппарата, поиск объектов, отсутствующих в опорном каталоге, в том числе поиск звездных вспышек, малых планет и проч., создание баз данных на основе оцифрованных фотографических пластинок, отождествление изображений небесных объектов в одном и том же участке неба на снимках, сделанных в лучах далеких друг от друга спектральных областях и т.д.

Частные случаи данной проблемы решались и ранее. Однако, в доступной литературе нет описаний ни одного метода, позволяющего проводить идентификацию объектов при наиболее общих предположениях и без непосредственного вмешательства человека.

Задача была поставлена в следующем виде.

Пусть существуют два списка звезд — каталожный и наблюденный. Предположим, что в каждом из списков существуют записи, указывающие на один и тот же реальный объект. Будем считать, что координаты звезд в каталожном списке не содержат ошибок, а условия получения наблюденного списка нам неизвестны. То есть, неизвестны небесные координаты центра поля зрения, угол поворота приемника относительно выделенного направления и фокусное расстояние объектива; соотношение фотометрических систем приемника и опорного каталога нам также неизвестно.

Будем искать соответствие звезд из списка опорного каталога (опорного списка, содержащего координаты звезд) объектам из списка, полученного в результате обработки изображения (наблюдаемого списка или списка наблюдаемых объектов, содержащего координаты центров изображения звезд).

В основе данного метода легли следующие допущения. Любой паре звезд из каждого списка можно поставить в соответствие параметры преобразования координат, переводящие координаты звезд из одного списка в координаты звезд, поставленных в

соответствие первым, из другого списка. В качестве таких параметров используется масштабный фактор и три эйлеровых угла поворота между осями систем координат разных списков. Будем считать что параметры преобразования верных соответствий равны в пределах ошибок. Из множества всевозможных соответствий между парами звезд из разных списков, воспользовавшись методом кластеризации, выберем непротиворечивые соответствия обладающие близкими параметрами. Таким образом на выходе мы получим все множества предположительно верных соответствий между звездами из разных списков. При этом конфигурации звезд, соответствующих каждому из множеств соответствий, будут “подобны” в пределах ошибок. Использование ошибок измерения координат звезд в каталогах позволяет судить о достоверности полученного решения.

Разработанный алгоритм был реализован и успешно протестирован на реальных данных. Особенностью данного метода является способность устойчиво проводить отождествление при наиболее общей постановке задачи. К сожалению невозможно сравнить эффективность работы данного алгоритма с подобными в связи с тем, что в доступной нам литературе описания подобных способов обнаружить не удалось.

УДК 524.352.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ НА ОСНОВЕ ХОРОШО ИЗУЧЕННОЙ СВЕРХНОВОЙ SN1999EM

Бакланов П.В., Блинников С.И.

Государственный Астрономический Институт им. Штернберга

Современным инструментом изучения физики сверхновых(СН) является построение компьютерных моделей. Достоверность модели определяется сопоставлением результатов модели с фактическими данными, полученными в ходе наблюдений. СН наблюдаются, как правило, на очень больших расстояниях, в десятки и сотни Мпк, что затрудняет получение для таких объектов полных фактических данных(фотометрия, спектры).

Приятным исключением является СН типа IIр, Sn1999em, которая вспыхнула в близкой галактике NGC 1637 на расстоянии примерно 7.5 Мпк. Благодаря наблюдениям с самого начала вспышки и в широком диапазоне частот по ней были накоплены богатые данные по фотометрии и спектрам.

В работе была построена компьютерная модель СН и с помощью ее исследован процесс развития вспышки СН на протяжении 200 дней после взрыва. В результате моделирования вспышки СН были получены основные параметры предсверхновой и СН. В частности кривые блеска в трех фильтрах UVV и поведение спектра соответствуют наблюдениям.

В работе использовались данные наблюдений Натцу М, а также данные наблюдений, собранные и обработанные Павлюком Н.

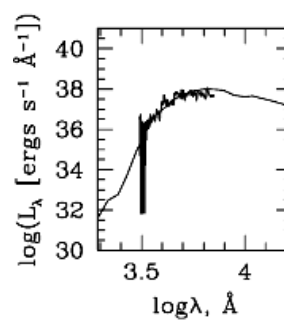
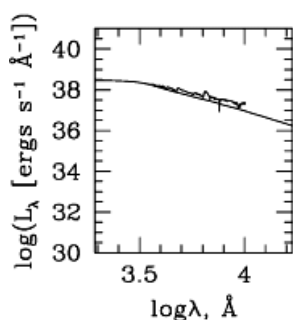
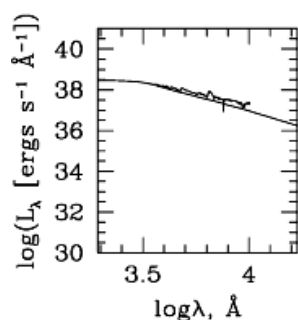
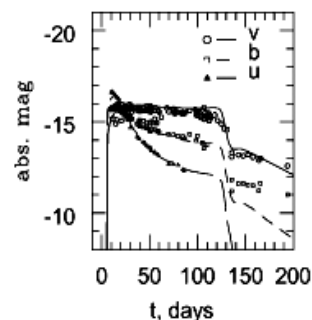
В данной работе получены следующие результаты:

1) Построена модель сверхновой, которая дает хорошее согласие с наблюдаемыми кривыми блеска в трех фильтрах(UVV). После 150 дней оболочка становится на-

столько прозрачной, что важную роль начинают играть эффекты НЛТР, которые в модели пока не учитываются.

2) Построены спектры для Sn 1999em на 7 моментов времени в течение 2-х месяцев после взрыва. Сравнение с наблюдениями в эти же отсчеты времени показывает хорошее совпадение результатов.

Даны сравнения реальных и численных спектров на три момента времени после взрыва: самый первый (5 дня), промежуточный (16 дней) и самый последний (63 дня)



3) Получены основные параметры предсверхновой: радиус – $450 R_{\odot}$, масса – $15 M_{\odot}$. Энергия взрыва сверхновой – 7×10^{50} эрг.

4) были независимо подтверждены исследованием спектров сверхновой.

Литература

1. Hamuy M. et al. "Observed and physical properties of type II plateau supernovae" // astro-ph/0310015 v1 1 Oct 2003
2. Baron E. et al. "Preliminary Spectral Analysis of Type II Supernova 1999em" // astro-ph/0010614 v1 30 Oct 2000

УДК 539.171.017

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ RUNJOB

Бондарцова О.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Проведено моделирование процессов прохождения частиц космических лучей через эмульсионную камеру эксперимента RUNJOB, нацеленного на изучение спектра и химического состава первичных космических лучей.

Для моделирования использовался программный комплекс, созданный на базе комплекса GEANT 3.21, возможности которого были расширены за счет добавления возможности генерации адронно-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при энергиях выше 80 ГэВ на нуклон и учета эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала при моделировании электромагнитных процессов при сверхвысоких энергиях.

Моделирование позволило выяснить точность методики экспериментального определения энергетического спектра ядер первичных космических лучей и гамма-квантов в камере 1999 года.

Литература

1. RUNJOB collaboration, *Astroparticle phys.*, 16 (2001) 13-46
2. Назаров С.Н. “Моделирование процесса регистрации космического излучения высоких энергий для обработки данных эмульсионных и черенковских экспериментов”, Дисс. канд. физ.-мат. Наук, Москва, 2002

УДК 524.387-54

АКТИВНОСТЬ SS433 В СТАНДАРТНОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ ПО ДАННЫМ ASM RXTE И GBI NRAO

Аболмасов П.К.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

- По данным публичного архива ASM RXTE исследовалась переменность SS433 в стандартном рентгеновском диапазоне (1,5 – 12 кэВ) с января 1996 по октябрь 2000 года;
- ввиду зашумленности исходных данных, активно использована априорная информация: известные величины орбитального и прецессионного периодов и данные о величине радиопотока (взяты из публичного архива GBI NRAO), позволяющие выделить активные и пассивные состояния и указать моменты вспышек;
- показано, что в активном состоянии рентгеновский поток значимо (на уровне не менее 5σ) слабее чем в пассивном;
- исследована прецессионная переменность: показано, что она не может быть объяснена исключительно эффектами релятивистской абберации (биминга);
- исследовано поведение рентгеновского потока во вспышках: показано, что в моменты радиовспышек рентгеновский поток слабеет примерно вдвое-втрое;
- из полученных результатов делается заключение о существенном влиянии на рентгеновский поток переменного поглощения в системе.

Литература

1. Cherepashchuk, A. M. 1981, *MNRAS*, 194, 761
2. Eickenberry, S. S. et al. 2001 *ApJ*, 561, 1027
3. Gies, J. et al., 2001, *A&A*, 146, 215
4. Горанский В.П. и др. 1998, *Астрономический Журнал*, 62, 209
5. Katz, J. I. and Margon, S. A. 1982, *ApJ*, 260, 780
6. Marshall, H. L., Canizares, C. R., Schulz, N. S. 2002, *ApJ*, 564, 941
7. Zdziarski, A. A. et al., 2002, *ApJ*, 578, 357

УДК 523.035.2

О КОМПТОНИЗАЦИИ ОБЫКНОВЕННЫХ ФОТОНОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ПРЕДЕЛЕ МАЛЫХ ЧАСТОТ

Журавлев В.В., Шакура Н.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В астрофизике нейтронных звезд приходится сталкиваться с рассеянием излучения в сильном магнитном поле, когда подавляющее число электронов находится на первом уровне Ландау, так что имеет одномерное максвелловское распределение вдоль направления поля. В этом случае среда неизотропна, и появляется два сорта фотонов: обыкновенные и необыкновенные. Чтобы найти спектр и диаграмму направленности излучения, выходящего из рассеивающей области, необходимо решать систему уравнений переноса для фотонов обоих видов. Однако из-за особенностей взаимодействия излучения с электронами в магнитном поле величина сечения рассеяния необыкновенных фотонов, а также сечений превращения одних фотонов в другие при рассеянии, резко уменьшается при удалении от гирочастоты в сторону меньших энергий [1]. Это приводит к тому, что на малых частотах среда может оказаться оптически тонкой для необыкновенных фотонов и непрозрачной для обыкновенных. При этом будут эффективно генерироваться и распространяться лишь обыкновенные фотоны. В указанном случае малых частот в работе [2] была решена задача о переносе излучения обыкновенной моды в плоской атмосфере без учета комптонизации. Для расчета последней в отсутствии магнитного поля часто пользуются уравнением Компанейца [3]. Поскольку оптическая толщина для обыкновенных фотонов велика, можно считать их распределение изотропным в глубине области рассеяния, и в рассматриваемой ситуации выполняются все условия для вывода аналогичного уравнения для рассеяния в сильном магнитном поле. При этом цепочку рассуждений можно провести так же, как и в работе [3].

Дифференциальное сечение рассеяния обыкновенных фотонов в пределе малых частот выглядит следующим образом [2]:

$$\frac{1}{\sin\Theta'} \frac{d\sigma}{d\Theta'} = \frac{3\sigma_T}{4} \sin^2\Theta \sin^2\Theta'$$

Здесь мы пренебрегаем малой долей фотонов, распространяющихся почти вдоль магнитного поля, для которых сечение рассеяния оказывается сравнимым с сечением для необыкновенных фотонов. Эта доля тем меньше, чем меньше отношение частоты кванта к гирочастоте.

Далее, энергия Δ (в единицах температуры электронов), передаваемая в одном акте рассеяния мала по сравнению с энергией кванта. Из законов сохранения для системы электрон-фотон в магнитном поле находим, что:

$$\Delta = \frac{\hbar p}{mc} (\cos\Theta' - \cos\Theta) + O\left(\frac{\hbar T}{mc^2}\right)$$

Здесь Δ зависит от углов между магнитным полем и направлениями полета фотона до и после рассеяния, безразмерное x – отношение первоначальной энергии фото-

на к температуре электронов, а p – импульс

$$f(p_z) = n_e (2\pi m k T)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{p_z^2}{2m k T}}$$

Как и в [3], чтобы получить уравнение диффузионного типа, необходимо вычислить два интеграла по направлениям и импульсам электронов, куда входит дифференциальное сечение рассеяния и Δ . Указанные интегралы являются коэффициентами в разложении подинтегрального выражения уравнения Больцмана в ряд по малому Δ . Один из них легко вычисляется прямо, а второй определяется из дополнительного условия сохранения полного числа фотонов при рассеянии.

После усреднения по углам вычисленных интегралов и перегруппировки членов в разложении уравнения Больцмана, получается следующее уравнение:

$$\frac{\partial n}{\partial t_c} = \frac{2}{15} \frac{kT}{mc^2} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^4(n' + n + n^2)], \text{ где } t_c = c \sigma_T n_e t$$

различающееся с уравнением Компанейца лишь численным коэффициентом 2/15:

$$\frac{\partial n}{\partial t_c} = \frac{kT}{mc^2} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^4(n' + n + n^2)]$$

Таким образом, можно сделать вывод, что диффузия обыкновенных фотонов по энергиям при рассеянии на электронах в сильном магнитном поле на малых частотах будет происходить в точности также, как и в отсутствии поля для неполяризованного излучения, только с заметно меньшей скоростью, почти в 8 раз медленнее. По сути, полученное уравнение описывает крайний случай предельно сильного поля, когда и температура электронов и энергия квантов много меньше гирочастоты в энергетических единицах. В двух других крайних случаях, когда либо температура электронов, либо энергия квантов много больше гирочастоты, как показано в работе [1], вновь справедливо уравнение Компанейца. Фактор же 2/15 появляется по двум причинам. Прежде всего из-за сильной анизотропии функции распределения электронов (последние движутся только вдоль магнитных силовых линий) темп диффузии фотонов по частотам уменьшается в три раза. Еще 2/5 появляется из-за меньшей по сравнению с томсоновской величины сечения рассеяния обыкновенных фотонов.

Литература

1. Гнедин, Ю. Н., Сюняев, Р.А., 1973, ЖЭТФ, 65, 113.
2. Баско, М. М., 1976, Астрофизика, 12, 273.
3. Компанец, А. С., 1957, ЖЭТФ, 4, 730.

УДК 524.354

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЛАСТЕЙ ИОНИЗОВАННОГО ГЕЛИЯ В SS433

Медведев А.С.

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

SS433 является уникальным объектом в котором осуществляется постоянный сверхкритический режим аккреции на релятивистскую звезду, в результате чего образуются коллимированные релятивистские струи. Кроме того, прецессия диска и струй,

а также периодические затмения оптической звездой дают прекрасную возможность непосредственного изучения центральных областей аккреционного диска. В частности, т.к. спектральные линии ионизованного гелия имеют наибольший потенциал возбуждения, то следует ожидать, что они образуются в наиболее горячих областях двойной системы, т.е. во внешних частях основания струй (или газовых коконах), а также в потоках обмена масс. Первое указание на возможное проявление газовых коконов в профиле линии HeII $\lambda 4686$ было представлено в работе [1]. Эти предположения были основаны на том, что линия HeII $\lambda 4686$ имеет сложный асимметричный профиль (узкий гауссовый компонент и широкие крылья), меняющийся в зависимости от орбитальной и прецессионной фазы.

Нами была проведена аппроксимация профиля линии HeII $\lambda 4686$ функциями Гаусса по спектрам, полученным на 6-м телескопе САО РАН за 17-летний период с 1986 по 2003 гг. В результате этих наблюдений был покрыт диапазон орбитальных фаз от 0.8 до 0.3 и прецессионных от 0.6 до 0.07. Орбитальная фаза затмения аккреционного диска оптической звездой принята за нулевую.

В некоторых спектрах движущиеся релятивистские эмиссии (в частности H_{δ}^+) блендируются с линией HeII $\lambda 4686$, тем самым, искажая ее профиль. Поэтому для чистоты гаусс-анализа производилось вычитание релятивистских эмиссий, профили и интенсивности которых находились по другим релятивистским эмиссиям водорода. Гаусс-анализ HeII $\lambda 4686$ основывался на следующих предположениях: а) профиль HeII формируется в центральной области (широкие крылья) и в потоке обмена масс (узкий компонент); б) дисперсия скоростей поперек потока пренебрежительно мала и поэтому ширина на половине интенсивности узкого компонента (т.н. FWHM) остается постоянной, в) на орбитальной фазе 0 затмевается центральная область аккреционного диска (т.е. виден только поток), а на фазе 0.1 поток затмевается. Поэтому последовательность анализа была следующей: сначала проводилась аппроксимация профиля HeII на орбитальных фазах 0, а потом на всех остальных фазах с неизменной шириной узкого компонента. Далее, полученный результат аппроксимации вычитался из соответствующих профилей линии HeII $\lambda 4686$. Все спектры были прокалиброваны нами по интенсивности, с использованием данных фотометрии. В том случае, если для какой-нибудь определенной ночи наблюдения не хватало фотометрических данных, они находились либо интерполяцией, либо по средним кривым блеска. Таким образом, были получены калиброванные остатки вычитания (или невязки), которые в дальнейшем подвергались анализу.

Невязки имеют характерный двухпиковый профиль. В качестве стандартной модели, объясняющей такую структуру линии HeII, было взято предположение, что “крылья” линии формируются в горячих газовых коконах, окружающих основания приближающейся и удаляющейся струи [1]. Для дальнейшего анализа полученные невязки сортировались по орбитальным фазам 0.9, 0, 0.1, 0.2 и по возрастанию фаз прецессии. Таким образом, при фиксированной орбитальной фазе (например, фаза 0.1 на которой затмевается поток), мы видим разворачивающиеся в прецессионном движении газовые струи, что позволяет провести сравнительно простой качественный анализ. В частности, по характеру затмения красного и голубого крыла остатков, были выявлены прецессионные фазы, как согласующиеся со стандартной моделью, так и противоречащие ей. Причем фазы, на которых имелись отклонения от принятой нами модели, по-

видимому, строго локализованы в диапазоне от 0.93 до 0.96. Это указывает на то, что причины противоречий, скорее всего, обусловлены сложностью геометрии системы. Например, угол наклона плоскости орбиты к лучу зрения составляет около 11° , поэтому удаляющаяся от нас струя существенную часть времени наблюдения закрыта звездой и частично перекрывается аккреционным диском. Также, имеется возможность поглощения излучения от удаляющейся струи в экваториальном ветре диска.

В ходе исследования выяснено, что предположения сделанные при гаусс-анализе HeII $\lambda 4686$ дают некоторые противоречия с полученными данными, что, скорее всего, указывает на сложность геометрии системы. Тем не менее, наше изначальное представление об условиях формирования профиля HeII в достаточной степени подтверждается. Для дальнейшего анализа требуется привлечение более тонких методов анализа, например, моделирование аккреционного диска и системы SS433. В будущем это предполагается сделать.

Литература.

1. Горанский и др. “Оптические наблюдения SS433 в затмениях – структура аккреционного диска” // *Астрономический журнал*, 1997, том 74, с. 740.

УДК 520.8-423

КОМБИНИРОВАННАЯ ОПТО-АКУСТИЧЕСКАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ АНТЕННА

Кутькин А.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Как известно, гравитационные волны являются уникальным и неосвоенным каналом информации о состоянии и эволюции Вселенной. Задача их детектирования суть одна из фундаментальных проблем современной астрофизики. Над созданием гравитационных антенн работают научные группы многих стран, например проекты: VIRGO (Италия), TAMA (Япония), LIGO (США). По астрофизическим оценкам, мощность гравитационного излучения, достигающего Земли, достаточна для создания импульсных возмущений метрики на уровне 10^{-18} - 10^{-21} [1]. Техническая сложность достижения такой чувствительности на твердотельных антеннах состоит в необходимости поддержания долговременной стабильной работы массивного (2-3т) гравидетектора, охлажденного до сверхнизких температур (10^{-2} - 10^{-1} К). В свою очередь интерферометрические антенны на свободных массах требуют чрезвычайно сложных следящих систем.

Базовая идея проекта, разрабатываемого в ГАИШ МГУ, состоит в создании комбинированной опто-акустической гравитационной антенны (ОГРАН) с чувствительностью $h \sim 10^{-18}$ в полосе приема 1-100 Гц без глубокого охлаждения твердотельного детектора, снабженного оптическим резонатором Фабри-Перо вдоль продольной оси [2]. Характерной особенностью проекта является использование как акусти-

ческого, так и оптического откликов антенны на гравитационно-волновое возмущение.

В отделе гравитационных измерений ГАИШ МГУ был создан прототип ОГРАН, реализующий на практике принципиальные идеи и конструктивные блоки, заложенные в теоретической схеме проекта [2].

Механическая модель детектора представляет собой алюминиевый цилиндр диаметром 245 мм и длиной 490 мм с отверстием диаметром 70 мм вдоль продольной оси, подвешенный на тонком стальном тросе к коромыслу, установленному на антисейсмическом фильтре. На торцах цилиндра установлены зеркала интерферометра Фабри-Перо. Конструкция находится в вакуумной камере. Для подавления частотных шумов лазера в схеме используется опорное плечо с резонатором Фабри-Перо меньшего размера. Существенными элементами модели являются высокостабильный малошумящий лазер мощностью порядка 100 мВт ($\lambda=1064$ нм) и система обратной связи, позволяющая отслеживать вариации длины опорного и измерительного плеча.

Предельную чувствительность интерферометра по фотонному шуму в полосе частот Δf можно оценить по формуле:

$$\Delta x_{\min} = \frac{\lambda}{F} \sqrt{\frac{h\nu}{P\eta} \Delta f},$$

где λ - длина волны, F - резкость интерферометра, $h\nu$ - энергия кванта света, P - мощность света, участвующего в интерференции, η - квантовый выход фотодиодов.

Подстановка параметров существующей модели ($P=1$ мВт, $F=700$) дает $\Delta x_{\min}=2,5 \cdot 10^{-15}$ см в полосе 1 Гц. Текущее экспериментально измеренное значение чувствительности $\Delta x_{\min} \sim 3 \cdot 10^{-14}$ см в полосе 1 Гц. Объясняется это, главным образом, избыточным шумом лазера (в 1000 раз превышающим уровень фотонного шума), который пока не удалось подавить окончательно. Для достижения расчетной чувствительности проводится модернизация источника излучения в целях уменьшения Пуассоновских шумов и увеличения полезной мощности P , и повышение качества оптики.

С чувствительностью 10^{-18} ОГРАН охватывает события в окрестности Галактики. Дальнейший прогресс связан с переходом на более высокие частоты - до 100 кГц; достижение 10^{-21} (окрестность Virgo-cluster) требует охлаждения детектора до температуры 4 К.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН, а также гос. контракта Мин. Науки.

Литература

1. K.S. Thorn, Rev. of Mod. Phys., 52.2 (Part I) 1980.
2. A.V. Gusev, V.V. Kulagin, V.N. Rudenko «Room temperature gravitational bar-detector with cryogenic level of sensitivity» «Gravitation & Cosmology» Vol. 2 (1996) №1 (5) pp. 68-70.

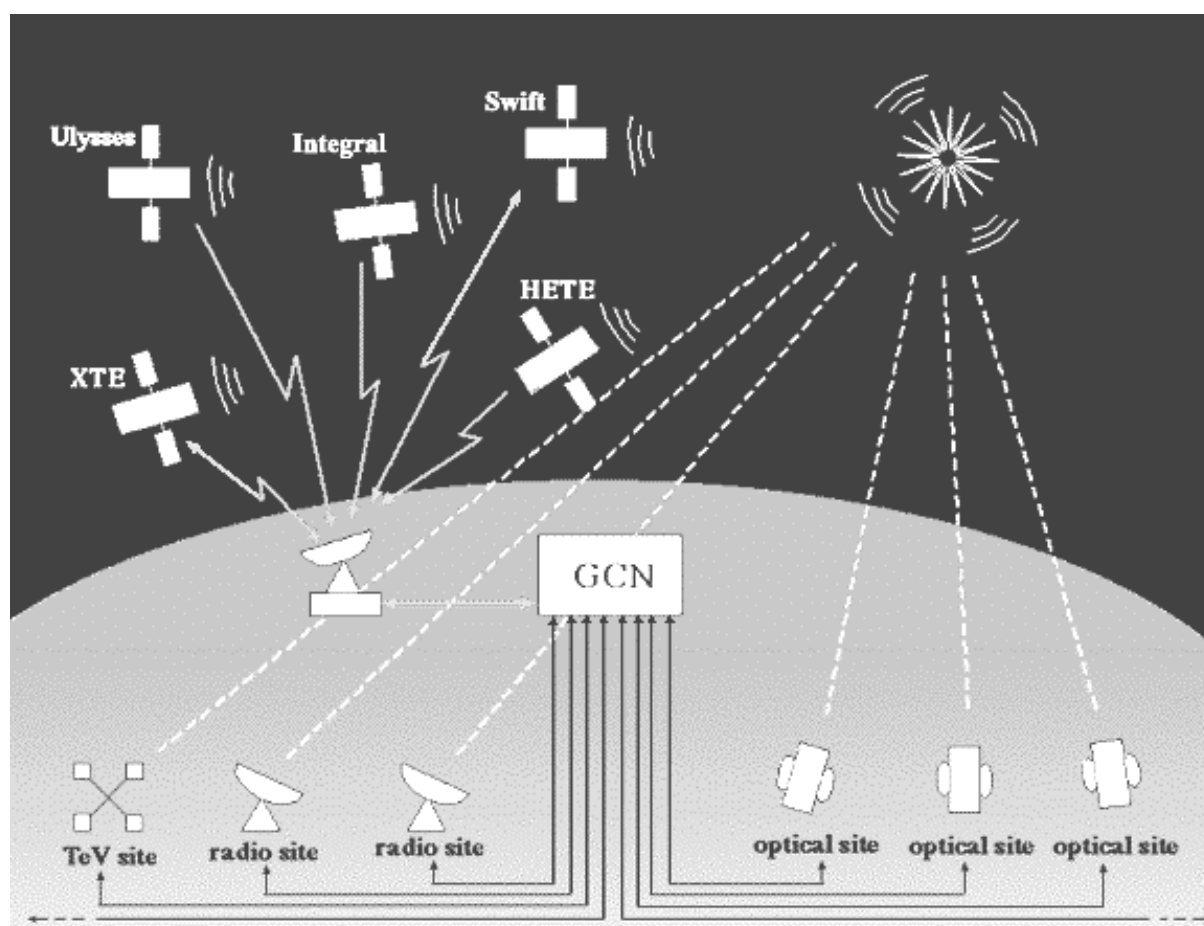
УДК 520.1

НАБЛЮДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ТРАНЗИЕНТОВ НА ТЕЛЕСКОПАХ СИСТЕМЫ МАСТЕР

Антипов Г.А.(от группы МАСТЕР)

МГУ им Ломоносова, физический факультет

Система **МАСТЕР** (Мобильная Астрономическая Система Телескопов-Роботов) была создана с целью поиска сопутствующего оптического излучения гамма-всплесков и их послесвечения по следующей схеме:



Гамма- и рентгено- обсерватории, находящиеся на орбите, детектируют гамма-всплеск, определяя его положение на небесной сфере с неким квадратом ошибок. Сообщение (алерт) об этом поступает в сеть **GCN** (GRB Coordinates Network), откуда, в свою очередь, в наземные обсерватории, где с максимальной скоростью производится съёмка указанной области в других энергетических диапазонах. Одной из таких обсерваторий и является обсерватория Александра Крылова в подмосковном городе Востряково, где установлена система МАСТЕР.

На настоящий момент система состоит из трёх светосильных телескопов. Самым мощным из них является установленный во время последней модернизации телескоп модифицированной системы **Рихтера–Слефогта** диаметром **355** мм, и относительным

отверстием **1:2,4**. В его главном фокусе установлена ПЗС-камера **AP16E** разрешением **4000x4000** пикселей. Поле зрения этой камеры (по диагонали) на данном телескопе составляет почти **3,5°**. Именно с её помощью ведётся в данное время обзор неба в белом свете, одним из результатов которого и являются материалы этого доклада.

Съёмка площадок небесной сферы в ходе обзорной программы ведётся двумя тройками, с перерывом между тройками порядка 40 минут. Время экспозиции на каждой снимке составляет 30 секунд. Итого, у нас имеется по шесть снимков на каждую отснятую часть неба. Обработывая каждый кадр по отдельности, и сравнивая их затем, мы получаем информацию о новых, и переменных на масштабах порядка минуты, источниках. Это могут быть как быстропеременные звёзды и звёздные системы, так и космологические объекты, галактики, в которых происходят вспышки на указанных временных шкалах. Именно эти вспышки и могут быть связаны с оптическими проявлениями гамма-всплесков без сопутствующего гамма-излучения.

Данный доклад рассказывает о результатах работы, произведённой с полученными на сегодняшний день данными по вышеуказанной обработке. Предельная звёздная величина для таких транзиентных источников составляет около **18m**. Кроме того, отдельное внимание уделяется представлению результатов обработки девяти наблюдавшихся эррор боксов (квадратов ошибок) гамма-всплесков с помощью системы МАСТЕР. В одном из этих случаев наблюдения послесвечения были сделаны первыми в Европе.

УДК - 520.6

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ РОБОТИЗИРОВАННЫМ ТЕЛЕСКОПОМ

Кувшинов Д.А. (от 7команды МАСТЕР)

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

Постановка задачи

Около 30 лет астрофизики безуспешно пытались разгадать одну из самых загадочных тайн современной астрофизики - природу гамма-всплесков. Множество космических экспериментов, теоретических статей, только затуманивали ситуацию. Лишь совсем недавно, в 1997 году стало известно, что это самые грандиозные явления во Вселенной. Задолго до этого, 70-е годы в СССР был проведен эксперимент "Конус" под руководством Е.П. Мазеца на космических аппаратах "Венера-11, -12" и "Прогноз", по результатам которого стало известно, что гамма-всплески обладают высокой частотой и равновероятной направленностью (распределены изотропно). Перед исследователями встала проблема более точной координатной регистрации источников гамма-излучения в экстремально короткое время 1 - 100 секунд (время жизни гамма-всплеска).

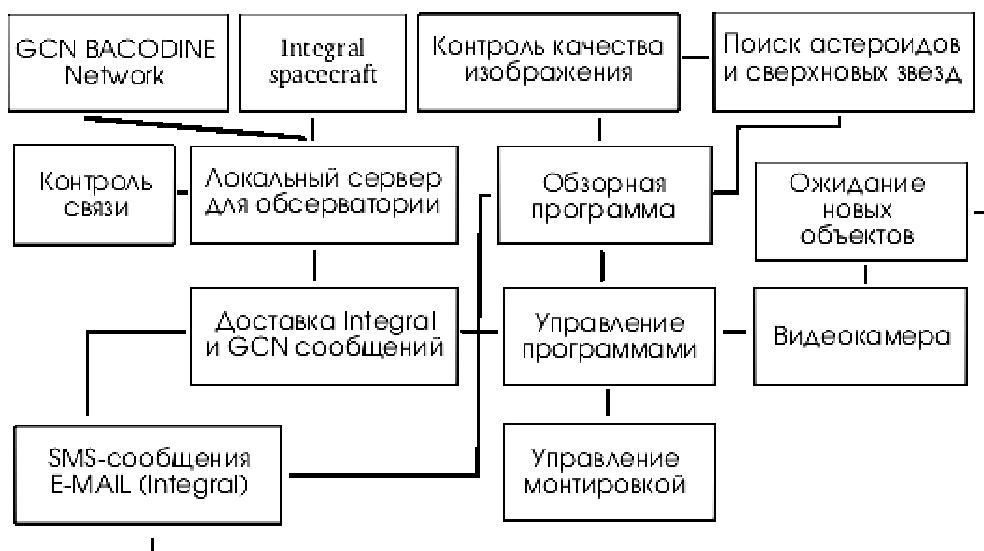
Для решения этой проблемы требовалось определять координаты зарегистрированного источника излучения. На данный момент существует централизованная сеть по наблюдению оптического послесвечения гамма-всплесков GRB (Gamma Ray Bursts) Coordinates Network - GCN и система сообщений от гамма-обсерватории Integral. Принцип работы состоит в следующем: на орбите, в режиме ожидания, находятся несколько гамма-обсерваторий (HETE, INTEGRAL, RXTE, Wind-KONUS, ALEXIS,

ВерроSAX, NEAR-XGRS, BATSE, COMPTEL,GRO). Спутники отправляют в центр GCN координаты зарегистрированных источников излучения. Далее производится анализ телеметрии, временная задержка расчета которой может достигать нескольких дней. Однако, спутники типа HETE или Integral работают в режиме реального времени и выдают координаты объекта с задержкой в секунды, что позволяет пронаблюдать гамма-всплеск в течение нескольких минут после их начала, что является ключевым для понимания природы гамма-всплесков.

Техническое решение для быстрой регистрации послесвечения

Системы GCN и Integral предоставляет несколько сервисов доставки сообщений: e-mail, socket и pager. Наиболее быстрым из них является socket (задержка 1 - 4 сек.), смысл которого сводится к тому, что по сети Интернет устанавливается постоянное соединение в режиме ожидания между центрами GCN и Integral и удаленной наблюдательной обсерваторией.

Наблюдательный комплекс состоит из роботизированного телескопа, ПЗС матрицы, системы доставки сообщений и системы обработки получаемых изображений. Упрощенная блок-схема логики системы:



Результаты работы

- 1) Был разработан информационный метод доставки SMS-сообщений для информации участников на случай потери связи.
- 2) Были реализованы дополнительные методы доставки информации от обсерватории Integral (e-mail и SMS).
- 3) Была поставлена камера слежения за полем зрения гамма-обсерватории HETE-2.
- 4) В пределах 120 секунд при помощи представленной в докладе системы было осуществлена регистрация нескольких событий, отправленных GCN.
- 5) Реализован обзорный режим работы системы MASTER с целью поиска новых

Литература

1. Lipunov, V. and MASTER team; GRB030329: final r-band light curve by MASTER GCN, 2003 (<http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/2035.gcn3>).
2. Липунов В.М. «Военная тайна астрофизики», Соросовский образовательный журнал, 1998, №5.

УДК 524.3/4

АЛГОРИТМ АРСЕТА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ И ПРОГРАММА NBODY6PRO

Чумак Я.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

На настоящий момент алгоритм численного моделирования Арсета является одним из самых лучших средств численного моделирования звездных систем. Алгоритм Арсета наиболее приближен к реальным физическим процессам, происходящим внутри звездной системы. При моделировании учитываются такие факторы, как тесные сближения звезд, потеря массы скопления, наличие внешнего приливного поля, наличие межзвездных облаков, эволюция звезд-членов скопления, расчет двойных, тройных и кратных систем и многое другое. Автор посвятил написанию алгоритма около 40 лет работы. Программа написана на языке фортран, имеет объем около 27 000 строк.

Вместе с тем, существуют определенные трудности в работе с этим алгоритмом. Задание начальных параметров моделирования очень затруднительно, т.к. реализовано через текстовый файл. Подготовить необходимы начальные условия достаточно затруднительно, т.к. отсутствует наглядность и контроль этого процесса. Вывод результатов моделирования происходит через консольное окно или осуществляется в двоичные и текстовые файлы. Вывод информации в таком виде очень не удобен для использования. Такой вывод не позволяет эффективно контролировать процесс моделирования.

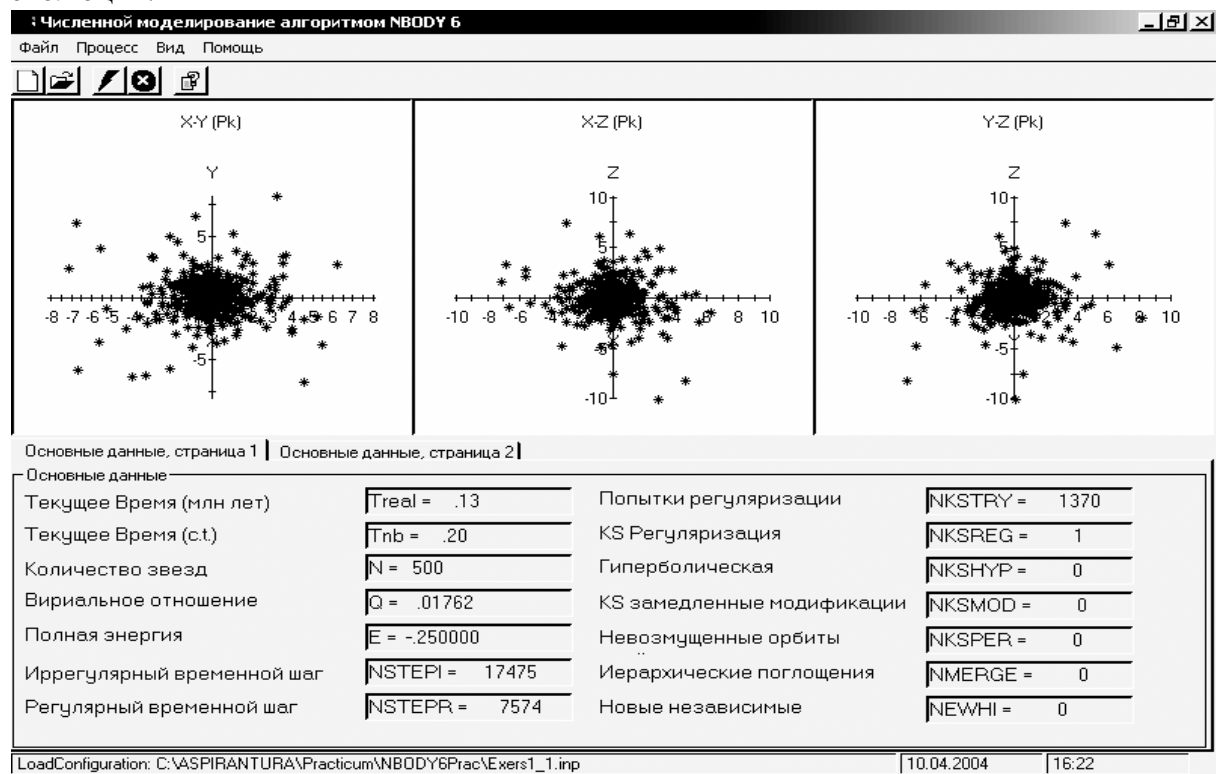
Для решения этих проблем необходима программа с удобным пользовательским интерфейсом, управляющая работой программы NBODY6Pro. Для решения этой задачи была написана программа Noody6Pro. Создание программы Nbody6Pro позволило сделать большой шаг в плане проведения численных экспериментов по моделированию звездных систем. На рисунке представлен вид главной формы контроля над процессом моделирования. Программа Nbody6Pro является первой доступной программой моделирования эволюции звездных систем для пользователей операционной системы Windows. До появления программы Nbody6Pro не существовало профессиональных инструментов, широко доступных, для проведения численных экспериментов над звездными системами. Создание программы Nbody6Pro открывает возможности проведения целого класса новых экспериментов. Программа решила следующие проблемы:

Осуществлен графический вывод результатов моделирования на каждом шаге. Это позволяет легко контролировать процесс моделирования, а также интерактивно наблюдать за проходящими в звездной системе эволюционными процессами.

Реализован Мастер создания начальных условий моделирования. Он позволяет легко и достаточно быстро сформировать необходимую конфигурацию входных параметров. Кроме того, Мастер позволяет отдельно сохранять эти конфигурации. Таким образом, в любой момент можно загрузить, отредактировать и запустить любую созданную ранее конфигурацию.

В процессе работы над программой NBody6Pro выявлены ошибки в исходном коде алгоритма Арсета. Эти ошибки были обсуждены с автором Nbody6 Арсетом и совместно устранены. Устранение этих ошибок улучшило стабильность и качество работы программы Арсета Nbody6.

Рассчитана динамическая эволюция ближайшего к Солнцу рассеянного скопления Гиады под действием звездных сближений и приливного поля, действующего со стороны Галактики. Показано, что при начальной массе этого скопления порядка 2000 солнечных удастся объяснить существование в ближайших солнечных окрестностях десятков звезд, ранее связанных со скоплением и покинувших его в ходе динамической эволюции.



УДК 524.33; 524.352

ОТКРЫТИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЁЗД

Игнатъева Т.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Цель данной работы заключалась в открытии новых переменных звёзд и их дальнейшем исследовании. Для этого использовались фотопластинки из Московского архива астрофотографии.

В работе применялся позитивно-негативный метод поиска переменных звезд. Дальнейшие исследования открытых переменных проводилось с помощью глазомер-

ных оценок блеска по методу Пиккеринга. Каждая звезда оценивалась по серии из 90 – 120 фотопластинок.

В результате проделанной работы были отобраны следующие четыре звёзды:

N звезд- ды	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	Тип	m _{pg}		JDmax	Период
				max	min		
Var1	18 ^h 20 ^m 37 ^s .3	+9° 26' 03"	Lb	13 ^m .9	15 ^m .2	–	–
Var2	18 ^h 24 ^m 43 ^s .5	+9° 52' 20"	M	13 ^m .6	<15 ^m .0	2447390. 3	257 ^d
Var3	18 ^h 20 ^m 53 ^s .7	+11° 27' 54".6	RRab	14 ^m .7	15 ^m .5	2447419. 26	0 ^d .641694
V1543C yg	21 ^h 00 ^m 15 ^s .8	+48° 26' 58"	DCep	13 ^m .9	14 ^m .7	2443343. 07	2 ^d .03029

Одна из этих звёзд оказалась уже известной переменной V1543Cyg. Благодаря новой оценке блеска этой звезды удалось классифицировать её как переменную типа δ Цефея и, тем самым, поправить неуверенную классификацию общий каталог переменных звезд (ОКПЗ). Оставшиеся три звезды оказались новыми переменными (неправильной переменной (Lb); переменной типа Миры Кита (M) и переменной типа RR Лир (RRab)), еще не внесенными в ОКПЗ.

УДК 525.2

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛЮСА ЗЕМЛИ И СКОРОСТИ ЕЕ ВРАЩЕНИЯ

Зотов Л.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Вращение Земли является сложным процессом, на который влияет большое число изменяющихся факторов. Точное прогнозирование положения планеты и ее угловой скорости является важной задачей, решение которой необходимо для астрометрии, космической навигации и геофизики.

С развитием техники и средств наблюдений обнаружилась нестабильность вращения Земли. В конце XIX века коммерсанту из Кембриджа Чандлеру, проанализировавшему ряды широтных наблюдений, удалось обнаружить колебание положения полюса с периодом около 435 суток и амплитудой около 6 метров. С появлением в середине XX века атомных часов, обнаружилось сезонное изменение длительности суток,

доходящее до нескольких миллисекунд, и постепенное замедление скорости вращения Земли под действием приливов. Сегодняшние методы наблюдений с использованием РСДБ, GPS и лазерной дальнометрии позволяют обнаружить миллиметровые отклонения в положении полюса и микросекундные – в длительности суток в широком диапазоне частот: от колебаний с периодом в несколько часов до происходящих за века. Изменения во вращении Земли обусловлены большим числом внешних и внутренних процессов, многие из которых малоизученны. Непостоянство момента внешних сил, процессов обмена моментом импульса между оболочками Земли приводит к отклонению главной оси инерции Земли от оси ее вращения и изменению скорости вращения. Таким образом, вращение планеты отражает множество геофизических и астрономических явлений. Этот процесс относится к числу наблюдаемых, но плохо прогнозируемых. В то же время, с появлением средств спутниковой навигации сантиметровой точности, постоянный мониторинг и прогноз положения и скорости вращения Земли стали чрезвычайно важны.

Любое научное прогнозирование основывается на обнаружении составляющих исследуемого явления, меняющихся по некоторому математическому закону, определении численных характеристик этого закона и экстраполяции на будущее. При использовании математического подхода может понадобиться определение большого количества параметров. Однако можно заглянуть в физическую суть явления, выявить детерминированные составляющие, обусловленные действием некоторых факторов и спрогнозировать их. Такой прогноз может оказаться точнее и проще. К сожалению, можно указать лишь ограниченное число факторов, влияние которых на вращение Земли четко определено. Среди них вариации приливного потенциала, приводящие к перераспределению масс, изменения момента импульса ветров, течений, годовой цикл возбуждения атмосферы, явление El Nino, таяние ледников и др. Прогноз многих из этих факторов краткосрочен, а некоторых, как, например, землетрясений, пока вообще невозможен. Даже природа самого мощного во вращении Земли, чандлеровского колебания, считающегося аналогом свободного Эйлеровского колебания абсолютно твердого тела, остается туманной. Считается, что оно является резонансным, и затухло бы в отсутствие внешнего возбуждения из-за вязкости Земли. Уже больше века высказываются различные предположения о природе возбуждающей силы [1]. Наблюдаемая переменность амплитуды и частоты этого колебания может быть обусловлена как переменностью внешней возбуждающей силы, так и ее сложным составом. Некоторые авторы видят в атмосферных и океанических процессах основную причину, возбуждающую чандлеровское колебание [2], однако оно все еще остается загадочным. Поэтому, на данном этапе, для прогнозирования мы воспользовались математическим моделированием, основанном на:

- Выявлении тренда.
- Оценке параметров некоторых гармонических составляющих.
- Оценке параметров авторегрессионной модели.

Очевидно, вышеперечисленные методы подходят лишь для стационарной составляющей процесса. Нестационарная часть остается неучтенной.

В качестве исходных данных для двухлетнего прогноза использовался бюллетень ЕОРС01 Международной Службы Вращения Земли (МСВЗ), содержащий оценки Параметров Вращения Земли (ПВЗ) с шагом 0.05 года на интервале около 100 лет. Для краткосрочного двухмесячного прогноза использовался бюллетень ЕОРС04 МСВЗ, на интервале около 10 лет, содержащий оценки ПВЗ с шагом в одни сутки. Сначала моде-

лировался тренд второго порядка, параметры годового колебания в движении полюса уточнялись нелинейным методом наименьших квадратов, затем остаточный ряд моделировался процессом авторегрессии пятидесятого порядка, возбуждаемого гауссовским шумом. На рисунке 1 представлен полученный прогноз координат полюса с 2003 по 2005 год, а на рисунке 2 - двухмесячный прогноз скорости вращения Земли. Данные МСВЗ за 2003 г. были использованы для оценки точности прогноза. Максимальные отклонения долгосрочного прогноза за 2003 год составляют 25 мс дуги. Краткосрочного – около 3 мс времени (за первые две недели). Эта точность сравнима с получаемой другими методами, к примеру, с использованием нейронных сетей [3]. В дальнейшем прогноз планируется улучшить с учетом корреляции между периодом и частотой чандлеровского колебания и с привлечением методов вейвлет-анализа.

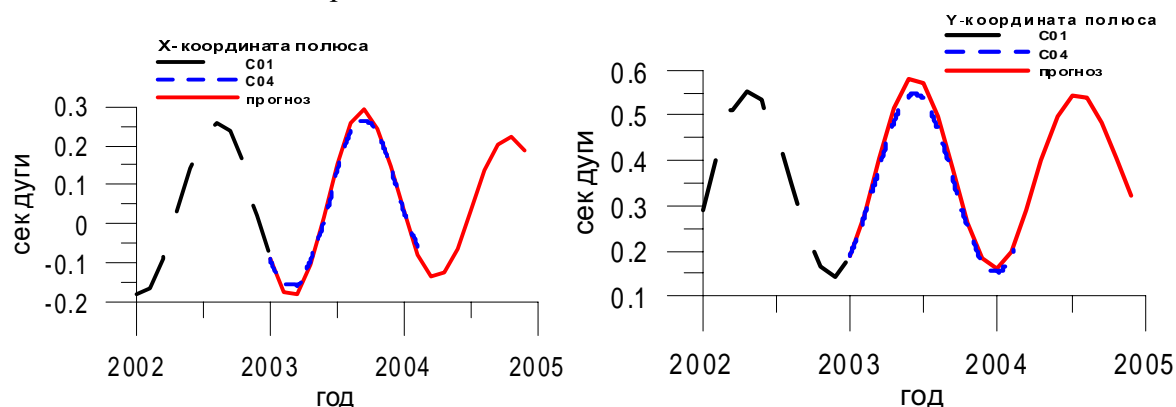


Рисунок 1 Прогноз координат полюса с 2003 по 2005 год.

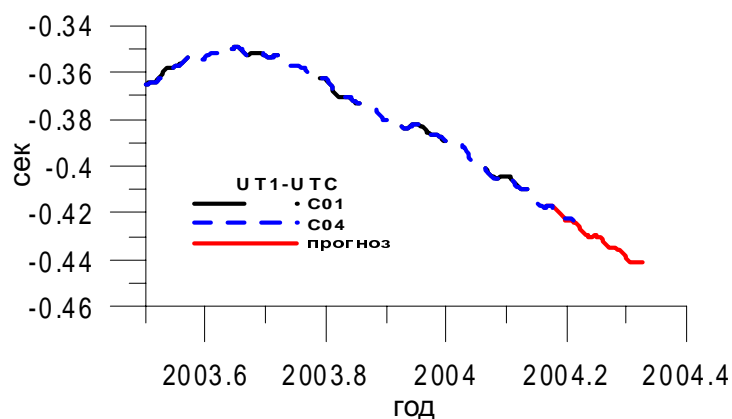


Рисунок 2 Двухмесячный прогноз скорости вращения Земли.

Литература

1. Ya. Yatskiv Chandler Motion Observatio ASP Conference Series Vol 208 2000
2. Сидоренков Н. С. Физика неустойчивостей вращения Земли. Физматлит М. 2002.
3. Kosek W., Kalarus M. Time-frequency analysis and prediction of polar motion radius and angular motion. Artificial satellites. Vol 38. No 2-2003

УДК 524.354.4

РЕЗУЛЬТАТЫ
СОВМЕСТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ И РЕНТГЕНОВСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
ТЕРМОЯДЕРНЫХ ВСПЛЕСКОВ
БАРСТЕРА GS 1826-24 ОСЕНЬЮ 2003 ГОДА

Мещеряков А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Работа посвящена исследованию барстера 1 типа GS1826-24 (т.е. тесной двойной системы со слабо замагниченной нейтронной звездой в качестве компактного объекта, на поверхности которой регулярно происходят всплески термоядерного горения вещества, накопленного в результате аккреции) по материалу совместных оптических и рентгеновских наблюдений. Рентгеновский источник GS 1826-24 был открыт со спутника GINGA в 1988 г. Регулярные рентгеновские всплески 1 типа наблюдаются с 1995 г. Оптический компаньон барстера был открыт в 1994 г. Всплески барстера в оптическом диапазоне наблюдались всего дважды.

Оптические фотометрические (фильтр R) наблюдения проходили на российско-турецком 1.5м телескопе РТТ-150 в течение недели с 6 по 12 сентября, а также, 16 и 18 октября 2003 года. Рентгеновской обсерваторией RXTE объект наблюдался в течение часа 01:18-2:18 (UT) 11 сентября 2003 года, что на 5 часов отстоит от наблюдения РТТ-150 10 сентября. Из-за ограничений, связанных с видимостью источника с телескопа РТТ-150 не удалось организовать строго одновременные наблюдения рентгеновского всплеска.

Наблюдаемая величина оптического компаньона GS1826-24 в фильтре R, усредненная за все время наблюдений, составила $m_R \approx 18.2^m$. Исследование долгопериодической переменности оптической кривой блеска GS1826-24 будет приведено в отдельной работе. В 6 наблюдениях 7, 8, 9, 10 сентября и 16, 18 октября на кривой блеска видны оптические всплески. В максимуме вспышки звездная величина объекта в фильтре R уменьшается на $\approx 0.5^m$ по сравнению со звездной величиной в спокойном состоянии. Используя времена максимумов оптических всплесков 7, 8, 9, 10 сентября, а также рентгеновский всплеск, зарегистрированный 11 сентября со спутника RXTE, был определен наиболее вероятный квазипериод всплесков в сентябре 2003г.: 3.85 ± 0.1 часа. Были определены характерные времена экспоненциального спада потока во всплеске в оптическом и рентгеновском диапазоне. Используя времена максимумов всплесков был определен наиболее вероятный квазипериод всплесков в сентябре 2003г.: 3.85 ± 0.1 часа и характерные времена экспоненциального спада потока во всплеске в оптическом и рентгеновском диапазоне. Используя простую модель стандартного аккреционного диска с прогревом пользуясь данными наблюдений всплесков были получены ограничения на параметры: радиус аккреционного диска R_{out} и его толщина на внешнем крае $(H/R)_{out}$ в системе GS1826-24 (рис.1). Пользуясь этим результатом (в предположении $(H/R)_{out} \approx 0.1$) была сделана оценка внешнего радиуса диска $R_{out} \approx 4e10 / [\cos(i)]^{1/2}$ см или $\approx 0.6 R_{sun} / [\cos(i)]^{1/2}$, где i - наклонение орбиты двойной. Также была сделана грубая оценка наклонения орбиты GS1826-24: $i \sim 70^\circ - 80^\circ$.

Доклад представлен на основе работы: А.В.Мещеряков, И.М.Хамитов, М.Г. Ревнивцев, Р.А. Буренин, М.Р. Гильфанов, М.Н. Павлинский, Р.А. Сюняев, З. Аслан "Оптические и рентгеновские наблюдения термоядерных всплесков барстера GS 1826-24 в сентябре-октябре 2003 г.", Письма в Астрономический Журнал (в печати).

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Капитонов Игорь Михайлович**

УДК 537.591.15

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ТРЕКОВОГО ЗЕРКАЛА ДЕТЕКТОРА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

*Климов П.А.

МГУ им Ломоносова, физический факультет

Изучение Космических Лучей Предельно Высоких Энергий (КЛПВЭ) является важной астрофизической проблемой. Основными задачами являются выяснение источников КЛПВЭ, механизмов ускорения частиц в космосе и существует ли обрезание спектра КЛ при энергиях больше $5 \cdot 10^{19}$ эВ (ГЗК предел). Изучение этих вопросов осложняется низкой интенсивностью событий: частицы с энергией выше 10^{20} эВ приходят 1 раз в год на 1 км^2 . Современные наземные установки, регистрирующие КЛ по широким атмосферным ливням (ШАЛ), не смогут в обозримом будущем обеспечить нас достаточной статистикой событий.

В связи с этим был предложен метод наблюдения ШАЛ с искусственных спутников Земли по флуоресцентному излучению - излучению молекул азота, возбуждённых частицами ШАЛ. В настоящее время в НИИЯФ МГУ подготавливается подобный космический эксперимент ТУС [1] и одной из задач этой работы является разработка и моделирование зеркала-концентратора, собирающего свет на фотоприемник (матрицу из ФЭУ). Традиционное параболическое зеркало неудобно для использования в открытом космическом эксперименте из-за больших размеров, сложной формы и неудобстве в обращении с ним на орбите. Поэтому появилась идея использовать зеркало Френеля, а позднее было предложено и *трековое зеркало* [2].

Конструктивно трековое зеркало представляет собой плоскую матрицу из микрозеркал (100×100 мкм), которые способны поворачиваться вокруг двух осей под действием электрического сигнала. Скорость поворота зеркал - 1° в микросекунду. Поворот каждого микрозеркала задаётся с помощью двух углов (α и β).

В настоящей работе было проведено компьютерное моделирование работы трекового зеркала и сравнение некоторых его характеристик с параболическим.

В стационарном режиме, микрозеркала расположены так, чтобы собирать падающий перпендикулярно к плоскости зеркала свет в одну точку. Направление прихода света от бесконечно удаленного источника задаётся зенитным и азимутальным углами.

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

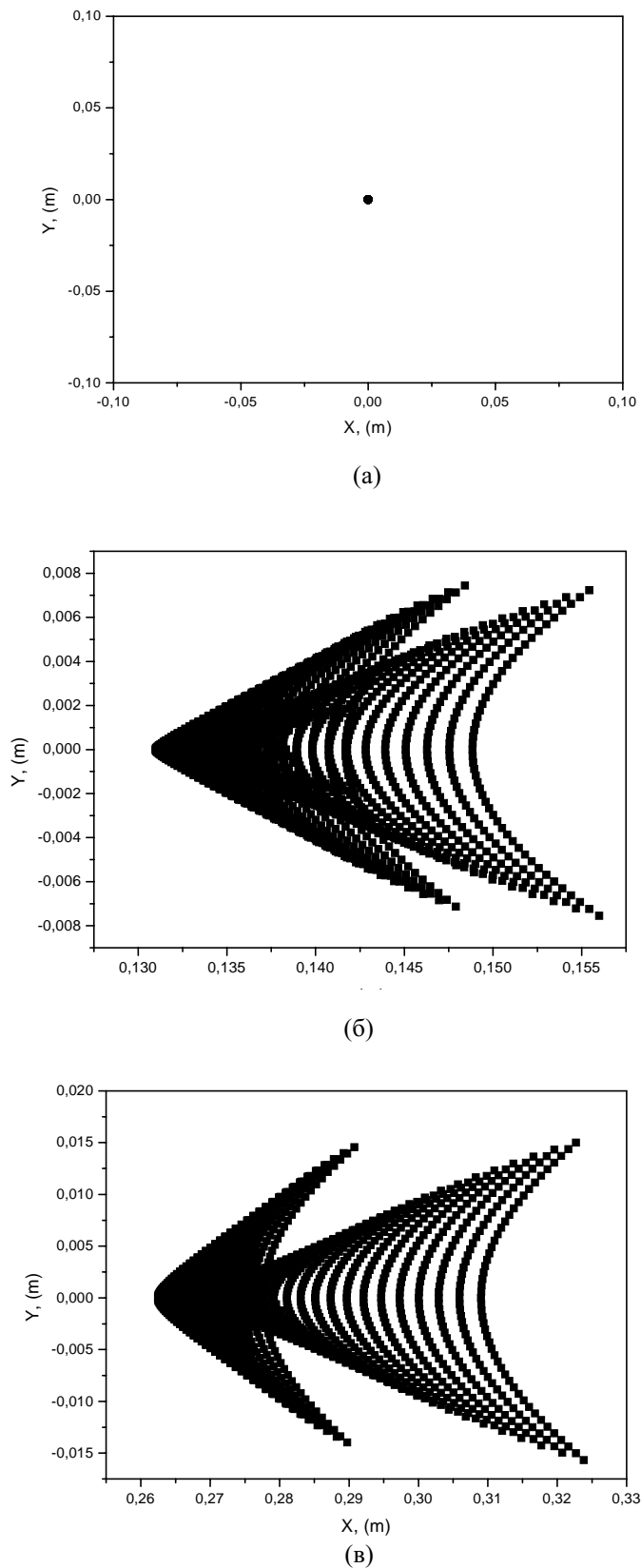


Рис.1 Изображения, получаемые в фокальной плоскости при разных зенитных углах: (а) -0° , (б) -5° , (в) -10° , фокусное расстояние зеркала 1,5 м, площадь зеркала 1 м²

Изображения источника, получаемые при разных зенитных углах, представлены на рис.1.

Как видно, чем дальше от оптической оси, тем сильнее проявляется сложная структура изображения, а его размеры увеличиваются.

Преимуществом трекового зеркала, является то, что можно быстро (с помощью электрических сигналов), поворачивая микро зеркала, настроить его так, что изображение сфокусируется в любую заданную точку. Так как мы не знаем заранее направления прихода света, то нам нужно его сначала определить с помощью зеркала в стационарном положении, а затем перестроить зеркало так, чтобы получить более точное направление на источник. В связи с этим, было решено использовать метод последовательных приближений. Для этого мы изменили структуру приемника света в фокальной плоскости: размеры ячеек (ФЭУ) уменьшаются к центру, т.е. в центре увеличивается точность измерения. Приближенное направление на источник света сначала определяется по показаниям больших ФЭУ. По найденному приближенному направлению прихода света формируются управляющие электрические сигналы для каждого микро зеркала, под действием которых они поворачиваются на нужные углы – зеркало настраивается на источник. При этом изображение перебрасывается в центральную часть фокальной плоскости, где расположены ячейки меньших размеров. В новом положении зеркал еще раз определяются зенитный и азиму-

тальный углы падения света, но уже более точно. Такой итерационный процесс можно продолжать далее, но при моделировании было показано, что достаточно сделать 3-4 итерации. Пример уменьшения относительной ошибки измерения зенитного угла в итерационном процессе приведён на рис.2.

Процесс перестройки зеркала производится за очень малое время. Скорость поворота микро зеркала составляет 1° за 1 мкс. При моделировании удалось показать, что для поворота оси зеркала на некоторый угол θ все микро зеркала необходимо повернуть на угол, вдвое меньший, что увеличивает быстродействие. Заметим, что поворот параболического зеркала пришлось бы целиком поворачивать на угол θ .

В настоящее время прорабатывается алгоритм слежения за движущимся объектом, что позволит создать уникальный прибор, наблюдающий за развитием ШАЛ в атмосфере.

По первым результатам моделирования трекового зеркала можно отметить целый ряд его преимуществ:

1. Существует возможность оперативной настройки на источник света, причём она не связана с поворотом массивной конструкции (как в случае параболического зеркала). Конструкция зеркала обеспечивает высокое быстродействие при малых энергетических затратах.
2. Детектор, использующий трековое зеркало, может обладать большим полем зрения.
3. Хорошая фокусировка позволит улучшить соотношение сигнал-шум.

Литература

1. Федеральная космическая программа РФ, эксперимент ТУС, стр. 94, 2001 г.
2. I.N. Park, G.K. Garipov, B.A. Khrenov, Proc. ICRC-28 (Tsukuba), 1109, 2003 г.

УДК 621.384.634.5

КРИОГЕННАЯ СИСТЕМА НУКЛОТРОНА: СОСТОЯНИЕ И ПОСЛЕДНИЕ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ

Васенева Ю.А., Агапов Н.Н.

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна

Введение

Нуклотрон – первый быстроциклирующий синхротрон со сверхпроводящими магнитами, предназначенный для получения пучков многозарядных ионов и тяжелых

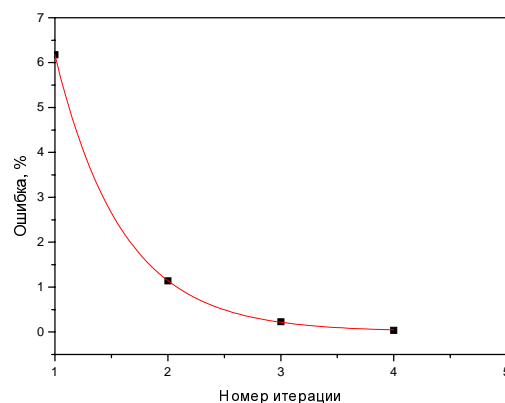


Рис2. Зависимость относительной ошибки от номера итерации для зенитного угла 20°

ядер. Он был построен в ЛВЭ ОИЯИ в период 1987 – 1992 гг. Основные параметры Нуклотрона приведены в [1].

Криогенная система кольца нуклотрона

Принципиальная схема криостатирования ускорителя представлена на рис. 1. В основу криогенной системы положены три гелиевых рефрижератора КГУ – 1600/4,5.

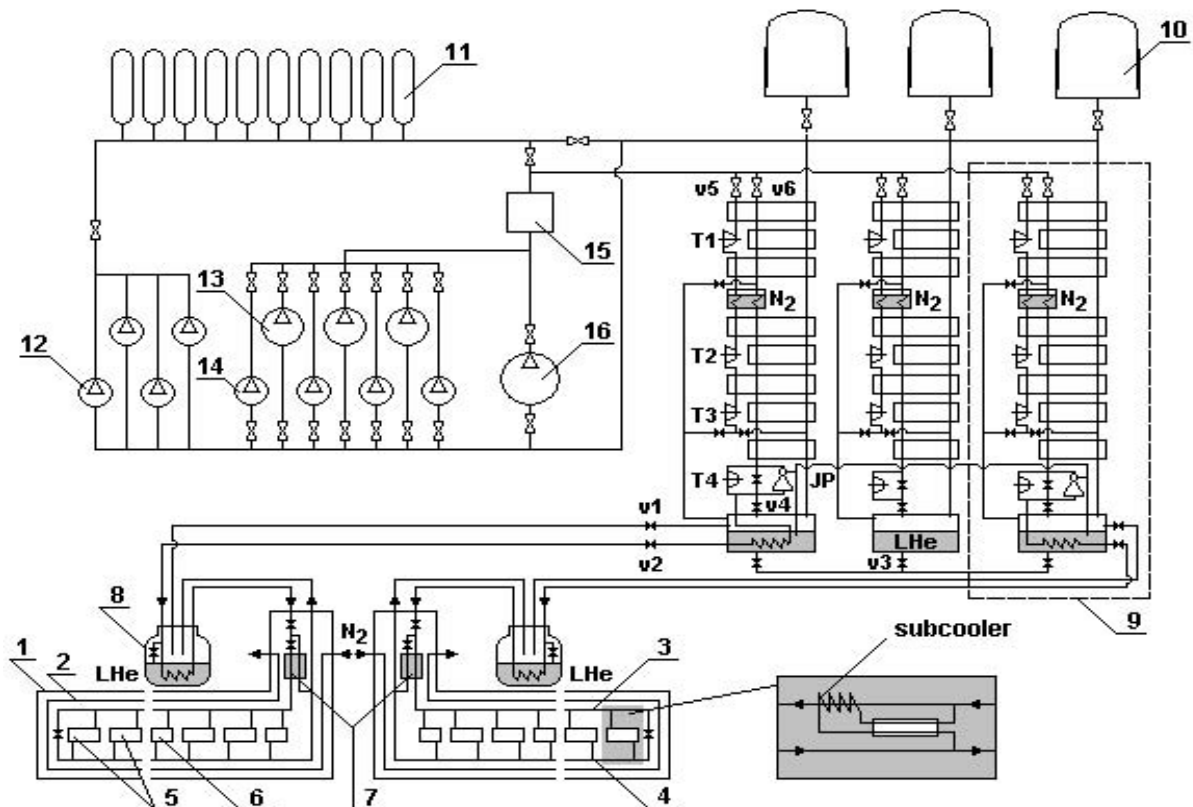


Рис. 1. Принципиальная схема криогенной гелиевой системы Нуклотрона:

1 – вакуумный кожух; 2 – теплозащитный экран; 3 – коллектор прямого потока; 4 – коллектор обратного потока; 5 – дипольный магнит; 6 – квадрупольный магнит; 7 – переохладитель; 8 – сепаратор; 9 – блок охлаждения КГУ – 1600/4,5; 10 – газгольдеры; 11 – ресиверы; 12 – поршневые компрессоры; 13 – поршневые компрессоры; 14 – поршневой компрессор; 15 – блок очистки от масла и влаги МО – 800; 16 – винтовой компрессор «Каскад – 80/25»

Кольцевая магнитокриостатная система

Элементы магнитной оптики ускорителя, а также гелиевые коллекторы прямого и обратного потоков размещены в кольцевом криостате, образуемом горизонтальными цилиндрическими участками из нержавеющей стали. Кроме того, по всему периметру кольцевого криостата имеется теплозащитный экран, охлаждаемый жидким азотом. Цилиндрические участки имеют длины, соответствующие длинам магнитов, и в сборе образуют магнитокриостатные блоки, которые соединяются между собой. Имеется три типа магнитокриостатных блоков: дипольных, фокусирующих и дефокусирующих маг-

нитов. В Нуклотроне используются магниты, основными элементами которого являются сверхпроводящая обмотка и железно ярмо, обеспечивающее магнитное поле высокой однородности и воспринимающее магнитные силы, действующие на обмотку.

Криостатирование двухфазным потоком гелия

Кольцо Нуклотрона состоит из 96 дипольных магнитов, 64 квадрупольных линз, 28 мультипольных корректоров с тремя или четырьмя типами обмоток в каждом. Его криостатирование при температуре около 4,5 К осуществляется циркуляцией потока кипящего гелия по расположенным внутри обмоток параллельным каналам.

Параллельное соединение всех каналов охлаждения

Как показано на рис. 1, каждый из магнитов питается жидким гелием из коллектора, проложенного по всей длине ускорителя. Ввиду работы Нуклотрона с параметрами, отличающимися от проектных, и различий в конфигурациях магнитов кольца, возможно неравномерное распределение потоков по параллельным каналам. Это может приводить к полному испарению жидкости в каком-либо отдельном канале с повышением температуры потока в нем и, следовательно, потерей сверхпроводимости в соответствующем магните. Такая ситуация часто наблюдалась в ходе эксплуатации Нуклотрона в течение 1993 – 2002 гг. В 2002 году в схему криостатирования ускорителя были включены струйные аппараты JP (рис.1) [2,3]. Полученный при этом дополнительный поток жидкого гелия позволил не только преодолеть указанные выше трудности, но и значительно снизить расход энергии [4]. На рис. 2 представлен чертеж разработанного нами и внесенного в схему криостатирования Нуклотрона струйного аппарата.

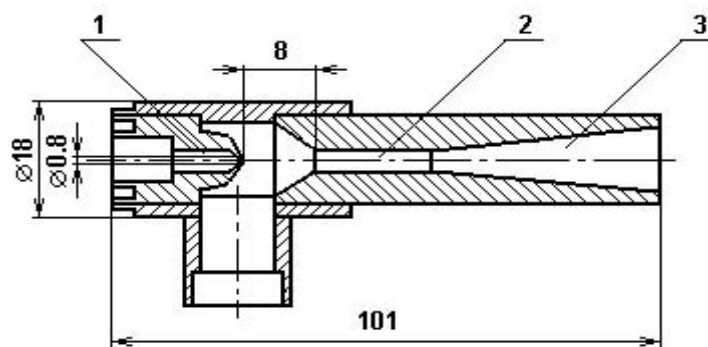


Рис. 2. Струйный насос: 1 – сопло; 2 – цилиндрическая камера смешения; 3 – диффузор

Короткое время охлаждения

Для магнитов Нуклотрона нет ограничений по времени охлаждения в связи с температурными градиентами и напряжениями в конструкциях. Все они проходили испытания при времени охлаждения до гелиевых температур не более 10 часов. Поэтому вся магнитная система ускорителя охлаждается за минимально возможное время. Анализ показал, что наиболее приемлемо 80 – 100 часов. Это рекордно короткое время охлаждения по сравнению с аналогичными системами. Схема использует принудительный поток газообразного гелия, охлажденный в установках КГУ – 1600/4,5 посред-

вом испарения около 80 м^3 заранее запасенного жидкого азота. Процесс охлаждения реализуется без какого-либо дополнительного оборудования. Прямой и обратный потоки имеют те же направления, что и при обычной работе в номинальном режиме, то есть при криостатировании магнитов на гелиевом температурном уровне [5].

Заключение

Криогенная система Нуклотрона является проектом с большим количеством ранее не применявшихся технических идей и решений. Эта система описывается в таких терминах, как «быстроциклирующие сверхпроводящие магниты», «криостатирование потоком двухфазного гелия», «весьма короткое время охлаждения до рабочей температуры», «параллельное соединение всех магнитов» и др. Эти технические решения позволили создать не только весьма эффективную и надежную систему, но и сделать ее необычно дешево. Это принципиально важно для осуществимости будущих ускорителей.

Литература

1. Агапов Н.Н. Криогенные технологии в сверхпроводящем ускорителе релятивистских ядер – Нуклотроне // ЭЧАЯ, т. 30, вып. 3, с. 760, 1999.
2. N.N.Agapov et al. Study of a liquid helium jet pump for circulating refrigeration systems // Cryogenics, v. 18, p. 491, 1978.
3. N. N. Agapov et al. Study of jet pump for circulating a helium two-phase mixture // Cryogenics, v. 20, p. 200, 1980.
4. Васенева Ю.А. и др. Применение струйных аппаратов в криогенной системе Нуклотрона – сверхпроводящего ускорителя тяжелых ядер // VII научная конференция молодых ученых и специалистов ОИЯИ, с. 87, 2003.
5. N. N. Agapov et al. Development and operating experience of the Nuclotron cryogenic system // Proc. of the 16th Int. Cryog. Eng. Conf., vol. 1, p.139, 1996.

УДК 539.1.04

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ХИМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, МОДЕЛИРУЮЩИЕ ЖИВЫЕ ОРГАНИЗМЫ

Конюхова И. А.

*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М.В.
Ломоносова,*

В последнее время проявляется значительный интерес к механизмам воздействия на состояние систем организма таких экстремальных факторов физической природы, как ионизирующее и неионизирующее излучения и повышенное давление. Иссле-

дования имеют фундаментальную значимость и важны для практики (например, для пилотируемых космических полетов, глубоководных работ и т. д.).

Известно, что автоколебания и автоволны, возникающие в ходе гомогенных химических реакций, моделируют множество процессов в живых системах. Исследование воздействия на эти реакции тех или иных экстремальных условий, встречающихся на практике, позволяет промоделировать изменения сходных процессов в организме, который подвергается таким воздействиям.

Нами изучалось влияние на автоволновые и автоколебательные процессы таких экстремальных факторов, как заряженные частицы с высокими величинами линейной передачи энергии (ЛПЭ) и повышенное давление.

В настоящей работе описывается установка, позволяющая наблюдать изменения в этих процессах при облучении химических смесей пучком α -частиц и дейтронов из 120-см циклотрона НИИЯФ МГУ. Установка состоит из дюралевой цилиндрической камеры с тонким (10 мкм) лавсановым входным и выходным окном диаметром 10 мм. Пространство между окнами наполняется исследуемой химической смесью. Расстояние между окнами составляет около 0.7 мм. Выведенный на воздух пучок частиц из циклотрона попадает на входное окно, проходит через слой раствора и выходит из камеры. Ток частиц составлял около 4 нА. Время облучения 5-10 мин. Критериями для сравнения являлись период колебаний и эволюция колебаний. Регистрация велась, в основном, оптическими методами, в том числе с использованием web-камер и записью на компьютер в режиме реального времени.

Воздействия заряженных частиц с высокими величинами ЛПЭ – дейтронов и α -частиц с энергией 7,5 МэВ/нуклон (максимальная энергия – 15 МэВ (ЛПЭ – 6 КэВ/мкм и выше) и 30 МэВ (ЛПЭ – 24 КэВ/мкм и выше соответственно) меняют характер автоколебаний и автоволн.

УДК 550.388.8

ПРОВЕРКА ПРЕДСКАЗАНИЙ ТЕОРИИ ГОРЯЧЕГО РАССЛОЕНИЯ НА БАЗЕ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ СПУТНИКА АРЕОЛ-3

Ермакова Н.О.

МГУ им.М.В. Ломоносова, физический факультет

Представлены результаты анализа процессов расслоения горячей магнитосферной плазмы на базе данных спутника Ареол-3. Спутник Ареол-3 проводил измерения на полярной орбите с наклоном 82.5° , перигеем 410 км и апогеем с ноября 1981 по декабрь 1983 г. Потоки частиц измерялись прибором СПЕКТРО. Прибор включал ряд электростатических спектрометров, проводивших измерения в энергетическом диапазоне 0.02-22 кэВ, и двух энергомасспектрометров (ИОН1 и ИОН2), позволявших разде-

лять ионы H^+ , He^+ и O^+ с энергиями от 10 эВ/заряд до 14 кэВ/заряд (см.[1]). Измерения трех компонент магнитного поля проводилось инструментом TRAC (см.[2]).

Визуальный анализ более чем 1000 пересечений аврорального овала позволил выделить многочисленные случаи возникновения структур типа перевернутого V. Было показано, что меридиональный масштаб наблюдаемых структур составляет 50-200 км. Данные по измерениям потоков частиц использовались для определения интенсивности вытекающего продольного тока, полуширины полосы вытекающего продольного тока, проинтегрированной по толщине динамо-слоя ионосферной проводимости и температуры ионов плазменного слоя. В тех случаях, когда имелись данные магнитных измерений, на основании этих данных определялась широтная протяженность полосы вытекающего продольного тока. Измеряемые величины использовались для определения параметра Λ_d и сравнивались со значениями Λ , полученными теоретически. Основной компонентной являются первичные электроны (т.е. электроны инжектируемые из плазменного слоя), ускоряемые в продольном падении потенциала. Были использованы показания прибора TVE2 для оценки направленных вверх потоков электронов с энергиями 10-10000 эВ. В статье (см.[3]) показали, что вытекающий вверх продольный ток преимущественно переносится горячими ускоренными магнитосферными электронами. Проинтегрированная по высоте динамо-слоя проводимость Педерсена вычислялась с использованием эмпирических формул предложенных (см.[4,5]). Все методы предсказывают пропорциональность проводимости корню потока энергии высыпавшихся электронов с точностью в 10-15%. При расчетах величины Λ_k предполагалось, что в процессе расслоения сохраняются полная величина продольного тока и ширина полосы продольного тока, ионосферный ток замыкает продольный ток, в основном, поперек полосы. По данным со спутника Ареол-3 наблюдались 45 одиночных структур, 29 двойных, 17 тройных, 5 пересечений с 4 структурами, 1 – с 5 структурами, 2 – с 6 структурами. Наблюдается систематический рост числа структур с увеличением Λ . Таким образом, полученные статистические результаты подтверждают выводы полученные ранее в ходе анализа данных спутника Интеркосмос-Болгария-1300. Проведенное сопоставление результатов экспериментальных наблюдений с предсказаниями линейной теории может рассматриваться только как первый шаг в изучении процессов формирования мультиплетных структур. В целом, полученное качественное и количественное согласие предсказаний теории и данных экспериментальных наблюдений может рассматриваться в качестве непрямого подтверждения справедливости условия магнито-статического равновесия в магнитосферной плазме в магнитосокожных условиях. Анализируя вычисления основного параметра Λ_k , сделанные по 88 событиям, можно сказать, что в 71% случаев наблюдается улучшение совпадения теоретических значений с экспериментальными данными.

Литература

1. Bosqued J.M., H.Barthe, J.Coutelier, J.Crasnier, J.Cuvilo, J.L.Medale, H.Reme, H.Sauvaud and R.A.Kovrazhkin, *Ann. Geophysicae*, 38, 567-582, 1982.
2. Berthelier, J. J., F. Lefeuvre, M. M. Mogilevsky, O. A. Molchanov, Y. I. Galperin, J. F. Karczewski, R. Ney, G. Gogly, C. Guérin, M. Levêque, J.-M. Moreau, and F. X. Sené, *Ann. Geophysicae*, 38, 643-667, 1982.

3. Hoffman, R. A., M. Sugiura, and N. C. Maynard, , *Adv. Space Res.*, 5, 109-126, 1985.
4. Harel M., R.A Wolf., P.H. Reiff, R.W. Spiro, W.J.Burke, F.I.Rich, M. Smiddy, *J. Geophys.Res.*, 86(A4), 2217-2241, 1981.
5. Spiro, R. W., P. H. Reiff, and L. J. Maher, *J. Geophys. Res.*, 87, 8215-8227, 1982.

УДК 539.1

ЛЕГКИЙ БОЗОН ХИГГСА В THDM С CP НАРУШЕНИЕМ

Ахметзянова Э.Н.

Самарский государственный университет

Развита модель с обобщенным двухдублетным хиггсовским сектором с нарушением CP инвариантности при включении комплексных параметров в калибровочно инвариантный хиггсовский потенциал [1]. В суперсимметричных моделях (MSSM) хиггсовский сектор двухдублетный, вследствие этого появляются три нейтральных и один заряженный бозоны Хиггса. В THDM CP инвариантность может быть нарушена членами потенциала, содержащими разные дублеты с комплексными параметрами. Здесь CP нарушение может возникнуть за счет перемешивания в новых физических массовых состояниях CP четных и CP нечетного бозонов Хиггса, что приводит к изменениям их масс и вершин взаимодействия с фермионами и с калибровочными бозонами. В случае MSSM комплексные параметры эффективного двухдублетного потенциала могут появляться при учете взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными кварками, мягко нарушающими суперсимметрию.

Рассчитаны массы, ширины распада и оценено сечение рождения бозонов Хиггса в суперсимметричной модели с CP нарушением для коллайдера LHC и электрон-позитронного коллайдера. Проведено детальное сравнение с результатами программы, разработанной в работе [2].

Литература

1. Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н. “Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности. 3. Нарушение CP инвариантности в хиггсовском секторе” // Вестник СамГУ, 2003, N 4(30), С. 147-179.
2. Lee J.S., Pilaftis A., Carena M. et. al. “ CPSUPERH: a computational tool for Higgs phenomenology in the minimal supersymmetric standard model with explicit CP violation” // *Comput.Phys.Commun.*, 2004, N 156, P. 283-317.

УДК 539.1

**СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУКТУРНЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
С АТОМАМИ**

Гусаревич Е.С.

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова

В данной работе представлено теоретическое исследование неупругих процессов, сопровождающих столкновения релятивистских структурных многозарядных ионов с атомами. Здесь под структурными ионами понимаются ионы, состоящие из ядра и некоторого количества связанных электронов, частично компенсирующих заряд ядра иона и образующих его электронную “шубу”. Обычно такие ионы рассматриваются как точечные частицы. Поэтому целью нашего исследования было выяснить как влияет учёт протяжённости заряда иона на сечения интересующих нас неупругих процессов.

В предлагаемом исследовании получены следующие основные новые результаты:

1. На основе развитого нами непертурбативного метода [1, 2] впервые получены простые (в некоторых случаях полностью аналитические) выражения для расчёта полных и дифференциальных сечений, соответствующих ионизации атомов водорода и гелия релятивистскими структурными многозарядными ионами, а также торможения релятивистского структурного многозарядного иона на атоме водорода.

2. Произведён численный расчёт вышеуказанных сечений и торможения. Сравнением расчётных данных с экспериментальными доказана адекватность применения разработанного метода для описания вышерассмотренных неупругих процессов.

3. Рассчитаны поправки, определяющие степень влияния эффектов протяжённости заряда иона на величину вышеуказанных сечений ионизации и торможения. Показано, что учёт пространственной протяжённости заряда иона приводит к заметному изменению этих характеристик по сравнению со случаем описания иона как точечной частицы.

Таким образом, результаты проведённого нами исследования позволяют сделать вывод о необходимости учёта протяжённости электронной “шубы” структурных ионов при изучении их столкновений с атомами.

Автор благодарит Министерство образования Российской Федерации (грант А03-2.9-599) и Фонд INTAS-GSI (проект 03-54-4294) за финансовую поддержку работы.

Литература

1. Матвеев В.И., Рахимов Х.Ю. “Сечения неупругих процессов при столкновениях быстрых многозарядных ионов с атомами” // ЖЭТФ, 1998, т. 114, № 5 (11), с. 1646-1661.

2. Матвеев В.И., Гусаревич Е.С. “Сечения неупругих процессов при столкновениях релятивистских структурных тяжёлых ионов с атомами” // ЖЭТФ, 2003, т. 123, с. 42-48.

УДК: 539.1

ИОНИЗАЦИЯ АТОМА И РОЖДЕНИЕ СВОБОДНО-СВЯЗАННЫХ ПАР ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С УЛЬТРАКОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Пашев И. Н.

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Рассмотрены одноэлектронные процессы при взаимодействии тяжелого релятивистского водородоподобного атома с пространственно неоднородным ультракоротким импульсом электромагнитного поля, получены вероятности возбуждения, ионизации и рождения свободно-связанных электрон-позитронных пар.

Развитая методика позволяет произвести точный учет пространственной неоднородности поля ультракороткого импульса. Во многих практически важных случаях возмущение не является достаточно малым для применения теории возмущений, однако часто (см., например, [1]) встречаются ситуации, когда время действия возмущения значительно меньше характерных атомных периодов времени, что позволяет решать задачу не ограничивая величину возмущения и выполнить расчеты аналитически. Взаимодействие атомов с ультракороткими импульсами электромагнитного поля в настоящее время становятся объектом экспериментальных и теоретических исследований. Под ультракороткими импульсами понимаются импульсы длительностью меньшей характерных периодов времени для атома-мишени, который до взаимодействия может находиться как в основном состоянии, так и в возбужденном. Пути генерации подобных импульсов активно обсуждаются в литературе. Такие импульсы могут иметь различное происхождение, но могут быть и полями движущихся с релятивистской или ультрарелятивистской скоростью тяжелых заряженных частиц. В рассмотренных случаях характерное атомное время считается значительно больше длительности ультракоротких импульсов. Поэтому общей основой для решения может служить приближение внезапных возмущений, не ограничивающее возмущение по величине, что позволяет произвести точный [1] учет как пространственной неоднородности (на размерах нерелятивистского атома-мишени) поля ультракороткого импульса, так и импульсов фотонов в процессах переизлучения.

В настоящей работе на основе точного решения уравнения Дирака в приближении внезапных возмущений получены выражения для вероятностей различных процессов и проведены соответствующие численные расчёты. При расчётах в качестве волновых функций начального и конечного состояний использовались волновые функции Дарвина [2], позволяющие в аналитической форме провести вычисления форм-факторов.

Литература

1. Baltz A.J. “Exact Dirac Equation Calculation of Ionization and Pair Production Induced by Ultrarelativistic Heavy Ions”// Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 1231.
2. Anholt R. “Calculation of K-vacancy production by relativistic projectiles”// Phys. Rev. A. 1979. V. 19. P. 1004.

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

УДК 22.317.28.071

**ХИРАЛЬНЫЕ ЗАГРЯЗНЕНИЯ
КАК ФАКТОР АНТРОПОГЕННОГО ПРЕССИНГА**

Сидорова В.В.

*Международный независимый эколого-политологический университет
(МНЭПУ)*

Все организмы, входящие в биосферу, как и органические вещества биогенного происхождения, включают хиральные соединения – L-аминокислоты и D-сахара, что связано со стереоспецифичностью белков и нуклеиновых кислот. Хиральная асимметрия была жестко закреплена в ходе биологической эволюции и однозначно реализуется на генетическом уровне и в биосинтезе. Биосфера сегодня сталкивается с мощным потоком хиральных соединений, формируемым нефтяной, оптической, химической, перерабатывающей, фармацевтической, агрохимической, пищевой промышленностью и т.д.

Хиральные соединения содержат один или более асимметричных атомов углерода, являются оптическими энантиомерами, вращающими плоскость поляризации света в разные стороны, и не могут никоим образом быть совмещены со своим зеркальным изображением. Из десятков тысяч синтезируемых в мире органических соединений менее 30% соединений, используемых в фармацевтической промышленности, около 25% веществ, используемых в агрохимической промышленности (многие биоциды созданы на основе хиральных нейрпептидов, полусинтетических соединений стереоизомера традиционного пестицида) можно считать гомохиральными. Положительное или отрицательное действие лекарственных веществ, инсектицидов, органолептических проявлений принципиальным образом связано с их хиральной чистотой. Как правило, лекарства имеют положительный эффект в “левой” форме, что связано со стереоспецифической организацией клеточных рецепторов, транспортных систем, комплементарностью взаимодействия белков и нуклеиновых кислот с лигандами. В качестве примера можно привести историю использования препарата *талидамид*, его L-изомер обладал положительным действием, а “правый” - выраженным тератогенным эффектом. Примеров такого рода имеется множество: антиопухольный препарат *сарколизин* активен лишь в “левой” форме, антикоагулянт *варфарин* и ряд противовоспалительных средств замедляют метаболические процессы только в L форме, *инсулин*, *допамин*, многие синтетические гормоны также должны быть хирально чистыми “левыми” изомерами. Вместе с тем восприимчивость организмов к L-изомерам не является исключительно положительным свойством, т.к. и L-изомеры могут вызывать нежелательные эффекты.

Положительным, но дорогостоящим и пока недостаточным, является стремление химической промышленности синтезировать хирально безопасные энантиомеры. Наряду с внесением промышленных хиральных загрязнений для биосферы существенна

также скорость биохимической утилизации разных энантиомеров в природных условиях.

Изомерные формы различных веществ в «сверхмалых дозах» (СМД) могут проявлять иные эффекты, чем в обычных дозах. Поэтому существенным представляется учет эффективного влияния СМД хиральных соединений на биосистемы.

Масштаб опасности «хирального загрязнения» переоценить трудно. Изомерные соединения могут вызывать мутации у растений, у сельскохозяйственных животных, у «полезных» насекомых и у вредителей, стимулировать рост заболеваемости в различных регионах, не только в зонах эмиссии.

Такие динамические структуры как термодинамически неравновесные границы раздела фаз лед/вода, вода/атмосфера и поверхность наноразмерных водных кластеров, присутствующих в водной и воздушной средах, обладают свойством частичного фракционирования L- и D-изомеров и способны дискриминировать энантиомеры в водных аэрозолях. В результате перемещения в составе аэрозолей барическими водными и ветровыми потоками из зон эмиссии хиральные поллютанты переносятся на расстояния межконтинентального масштаба.

На сегодняшний день не существует системы глобального биосферного мониторинга, поэтому весьма перспективным является создание комплекса биосенсоров, специфичных к L- и D- изомерам, для создания системы промышленного контроля и экомониторинга.

Учитывая рост использования в современной промышленности хиральных соединений, можно прогнозировать, что вскоре опасность «хиральных загрязнений» приобретет глобальный характер.

УДК 577.353.013

НСПВР1 КАК ИНГИБИТОР ЦИТОТОКСИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОМПЛЕКСА НСП70:TAG7

*Сорокин В.А. Яшин Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Изучение механизмов иммунного ответа является одной из важнейших задач иммунологии. Известно, что ключевую роль в уничтожении опасных для организма клеток, таких как зараженные вирусом клетки и раковые клетки, выполняют цитолитические лимфоциты. На сегодняшний день известно огромное количество цитотоксических белков, выделяемых клетками иммунной системы: фактор некроза опухолей (TNF), TRAIL, Fas-лиганд, лимфотоксины, γ -интерферон, перфорин. Но трудно объяснить цитолитическое действие лимфоцитов лишь описанными белками. Недавно в ИБГ РАН, было показано, что комплекс Tag7:Hsp70, обладающий цитотоксической активностью, секретируется лимфокин активированными киллерами через аппарат Гольджи.

Целью проведенного исследования было подтвердить или опровергнуть утверждение, что АТР-зависимая активность Hsp70 существенна для цитотоксических свойств комплекса. Для решения поставленной задачи был использован антикошаперон

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

HspBP1, блокирующий АТФ-разную активность белка Hsp70. Были проделаны следующие процедуры:

Получение HspBP1: получение иммунокомпетентных клеток, трансфекция плазмиды с геном данного белка, индукция и наработка белка, очистка белка.

Исследование функции HspBP1: приготовление комплекса HspBP1:Hsp70:Tag7, определение цитотоксичности.

На основе проведенных исследований было продемонстрировано, что цитотоксичность комплекса HspBP1:Hsp70:Tag7 ощутимо меньше цитотоксичности комплекса Hsp70:Tag7. Полученные результаты позволяют утверждать, что АТФ-разная активность Hsp70 существенна для цитотоксических свойств комплекса.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТИЛАКОИДА КАК РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОННОГО И ПРОТОННОГО ТРАНСПОРТА

*Фролов А.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

У высших растений процессы фотосинтеза протекают в хлоропластах – специализированных энергопреобразующих органеллах растительной клетки. Под двойной оболочкой хлоропласта, состоящей из наружной и внутренней мембран, находятся протяженные мембранные структуры, которые образуют замкнутые пузырьки, называемые тилакоидами. Внутри хлоропласта находятся много тилакоидов и предложенные ранее модели [1,2] это учитывают. Однако в рамках данных моделей параметры стромы (внутреннего объема хлоропласта) считались постоянными. Для качественной оценки изменения рН в строме целесообразно исследовать модель хлоропласта с изолированным тилакоидом.

Структурно-функциональные комплексы фотосистем I и II, а также b/f-комплекс, локализованные в мембране тилакоида, рассматриваются как неподвижные. Взаимодействие пространственно удаленных электрон-транспортных комплексов обеспечивается за счет пластохинона и пластоцианина, диффундирующих соответственно в тилакоидной мембране и внутритилакоидном объеме. Рассмотрены основные стадии электронного и протонного транспорта: разложение воды фотосистемой II, окислительно-восстановительные превращения пластохинона и пластоцианина, восстановление фотосистемы I и ее последующее окисление конечным акцептором электрона (НАДФ). Учитываемый в рассматриваемой модели конечный акцептор электрона локализован в строме и в восстановленной форме может принимать протоны, в дальнейшем участвуя в биосинтезе. Учитываются: взаимодействие протонов с мембранно-связанными буферными группами, процессы латеральной диффузии ионов водорода во внутритилакоидном пространстве, а также трансмембранный перенос протонов, связанный с работой АТФ-синтазы и пассивной утечкой протонов из тилакоида наружу.

При моделировании форма хлоропласта была выбрана в виде цилиндра, внутри которого в строме симметрично и соосно располагается тилакоид (также в виде цилиндра). Процессы электронного и протонного транспорта представляются последователь-

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

ностью химических реакций. Из-за подвижности части переносчиков электронов, а также ионов водорода система уравнений химической кинетики дополняется поправками, обусловленными явлениями переноса. В итоге получаем для анализа и математического моделирования систему дифференциальных уравнений типа «реакция-диффузия» с начальными и граничными условиями. При составлении уравнений было принято предположение, что рН в строме, а также концентрация конечного акцептора электрона зависят только от времени и не зависят от пространственных координат, что эквивалентно условию быстрого перемешивания. Ряд параметров модели априори неизвестны и подбираются таким образом, чтобы достичь наилучшего согласия с экспериментальными данными.

Численное интегрирование начально-краевой задачи осуществлена в стандартном пакете MATLAB 6. Результаты исследования влияния ряда геометрических параметров хлоропласта на протекающие в нем процессы будут представлены в докладе.

Литература

1. Дубинский А.Ю., Тихонов А.Н. //Биофизика. 1997. Т.42. С.644.
2. Вершубский А.В., Приклонский В.И., Тихонов А.Н. //Биофизика. 2001. Т.46. С.471.
3. Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы. – М.: Наука. 1989.

ВЛИЯНИЕ СОЛЮБИЛИЗАЦИИ ВОДЫ ОБРАЩЕННЫМИ МИЦЕЛЛАМИ НА АССОЦИАЦИЮ РАСТВОРЕННЫХ МОЛЕКУЛ КРАСИТЕЛЕЙ

Нищева И.Г., Потапов А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Были исследованы спектры поглощения молекул родамина 6Ж в обратных мицеллах с различной степенью гидратации w (молярного соотношения $[H_2O]/[AOT]$) для различного количества молекул красителя внутри мицелл и в водных растворах. Получены зависимости, характеризующие изменение степени ассоциации (комплексобразования в основном состоянии) при увеличении w и числа молекул красителя внутри мицеллы. Установлено, что комплексобразование в мицеллярной воде происходит при больших концентрациях, чем в объемной воде. При увеличении количества молекул от 1 до примерно 7 наблюдается значительное уменьшение степени ассоциации, где она достигает своего минимума 0.26. Затем при увеличении количества молекул Р6Ж от 7 до 12 наблюдается резкое возрастание примерно до 0.325. Далее при увеличении количества молекул от 12 до 35 значение степени ассоциации колеблется возле значения 0.325. Установлено увеличение степени ассоциации с увеличением степени гидратации.

Так же было поведено исследование влияния структуры раствора на структуру образующихся димеров, на угол между образующими его молекулами красителя и на расстояние между молекулами в димере. Получены зависимости угла от степени гидратации для 2 и 4 молекул внутри мицелл. В мицеллярной воде расстояние и угол больше значения, полученного для объемной воды, при увеличении степени гидратации как расстояние, так и угол уменьшаются и приближаются к соответствующим значениям для объемной воды. Таким образом сольubilization водных растворов Р6Ж приводит как к изменению эффективности процессов ассоциации так и к перестройке структуры

димера. Полученные результаты могут быть объяснены перестройкой и разрушением кластерной структуры воды внутри обратных мицелл.

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ В СИСТЕМАХ ОБРАЩЕННЫХ МИЦЕЛЛ

Кузьмичева А.Н., Потапов А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследованы меж- и внутримицеллярные процессы переноса энергии электронного возбуждения между молекулами органических красителей в водных растворах, солюбилизованных обращенными мицеллами.

Получены экспериментальные зависимости относительного квантового выхода флуоресценции молекул родамина 6Ж (донор) от концентрации метиленового голубого (акцептор) для различных степеней гидратации (от 55 до 75) в системах обращенных мицелл. Показано различие в ходе кривых тушения флуоресценции в зависимости от степени гидратации в системе.

Определены значения экспериментального критического радиуса переноса энергии между молекулами донора и акцептора, характеризующего эффективность процессов ПЭЭВ, и фрактальной размерности исследуемых систем для различных случаев:

- донор и акцептор находятся в одной мицелле;
- донор и акцептор находятся в разных мицеллах;

Значения радиуса переноса энергии в мицеллярной воде меньше полученных ранее значений для объемной воды. Фрактальная размерность системы при $w=55$ в случае 1) близка к значению 3, тогда как в случае 2) меньше 2.

Установлено увеличение радиуса переноса и уменьшение фрактальной размерности системы при увеличении степени гидратации.

Полученные результаты объяснены разрушением кластерной структуры водной матрицы в полостях обращенных мицелл и структурированием раствора самих мицеллярных комплексов.

УДК 577.346

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ

Карелина Т.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В зависимости от условий эксперимента (интенсивности света, газового состава среды, концентрации фосфата) можно наблюдать различное изменение во времени измеряемых величин, в том числе и затухающие колебания интенсивности флуоресцен-

ции и метаболитов цикла Кальвина [1,2]. Для понимания регуляторных процессов, ответственных за такое поведение, полезно количественное изучение регуляторных связей [1] и создание моделей, описывающих систему в режиме затухающих колебаний. Одним из способов экспериментального исследования регуляторных связей фотосинтетических систем является замедленная люминесценция [3]. Замедленная люминесценция возникает в ходе обратных реакций электронного транспорта в реакционном центре фотосистемы 2, приводящим к образованию P680*. Для изучения электронного транспорта между фотосистемами наиболее часто используется замедленная люминесценция в миллисекундном диапазоне, которая проста в регистрации и является весьма чувствительной к состоянию электрон-транспортной цепи. В 1990 г. [4] были обнаружены колебания замедленной люминесценции. В связи с этим интересно рассмотреть теоретическую модель фотосинтеза, которая позволяет получить не только колебания флуоресценции, но и колебания замедленной люминесценции в миллисекундном диапазоне.

На кафедре биофизики была развита модель [5], учитывающая как световые (поглощение кванта света пигментами, электронный транспорт), так и темновые процессы (поглощение CO₂ в цикле Кальвина). С помощью этой модели при определенных значениях параметров в системе нами были получены колебания (см.рис.), приблизительно соответствующие наблюдаемым экспериментально.

Анализ временных зависимостей показывает, что после включения света прежде всего начинает активно работать нециклический электронный транспорт и накапливается АТФ и НАДФН. Из-за несоответствия соотношения концентраций НАДФН и АТФ оптимальному (2/3) цикл Кальвина работает медленно, что приводит к возрастанию концентрации НАДФН. При этом начинает работать циклический транспорт. В результате повышается концентрация АТФ и накапливается метаболит цикла Кальвина дифосфоглицериновая кислота, которая вступает в реакцию с НАДФН, окисляя его. Однако это приводит к уменьшению циклического потока и следовательно, снижает ско-

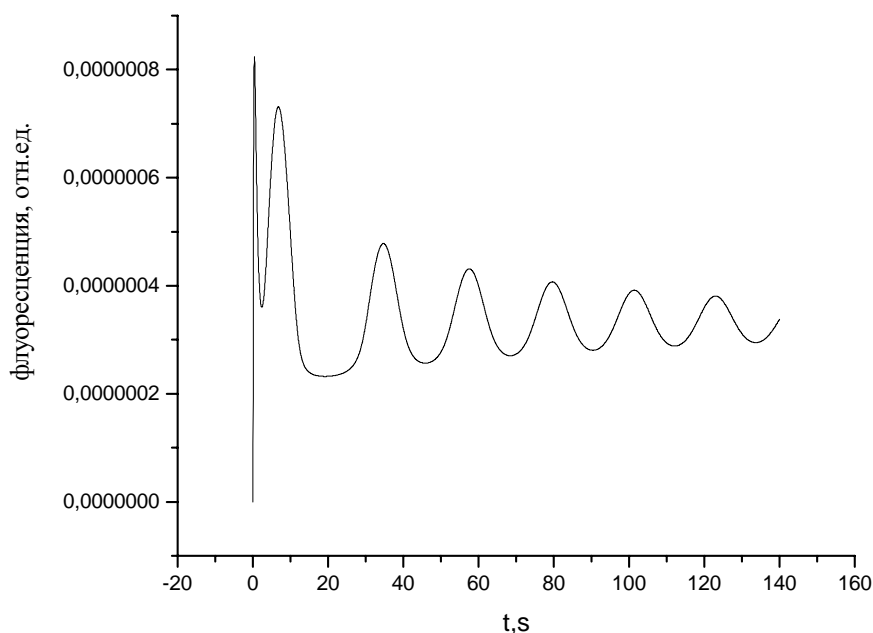


Рис.1

рость синтеза АТФ. Цикл Кальвина начинает работать медленнее, накапливается большое количество восстановленных акцепторов ФС1, и цикл повторяется. Таким образом, колебания могут быть обусловлены нарушением баланса НАДФН/АТФ. Поэтому поведение системы зависит от параметров, связанных с синтезом и потреблением АТФ.

В отличие от предыдущих работ [5] удалось получить характерные времена процессов, близкие к наблюдаемым экспериментально.

Благодарю А.А. Долгополову и А.К. Кукушкина за ценные замечания и помощь.

Литература

1. Walker, D.A., *Photosynthesis research*, 1992, 34, с.387-395;
2. Furbank, R.T. and Foyer, C.H., *Arch. Biochem. Biophys.*, 1986, 246, с.240-244;
3. Рубин А.Б., Кононенко А.А., Пашенко В.З., Чаморовский С.К., Венедиктов П.С., *Итоги науки и техники ВИНТИ, М.*, 1987, с.212 ;
4. Дамдинсурэн, С., *Биофизика*, 1990, 35, № 4, с.687-688;
5. Караваев В.С., Кукушкин А.К., *Биофизика*, 1993, 38, №6, с.958-975.

УДК 577.3

О РОЛИ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СЛАБЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ

Пивоваров И.О.

МГУ им. Ломоносова, физический факультет

Проведен обзор моделей, описывающих механизм взаимодействия слабых электромагнитных полей с биообъектами. Рассмотрено несколько групп моделей:

- квантово-химические модели: реакции с участием фотоакцепторных ферментов; механизм образования синглетного кислорода; модель “примесных атомов”; механизмы переизлучения.
- резонансные модели: электронный и ядерный парамагнитный резонанс; модель ионных каналов как параметрического контура; ионный циклотронный и параметрический резонанс.
- модели связанные с конформацией и асимметрией: хиральность, как механизм восприятия ЭМП; конформационные переходы клеточных мембран; влияние ЭМП на формирование бислойных клеточных мембран; механизм клеточных мембран, как резонаторов для акустоэлектрических волн; механизм воздействия ЭМП на структуру жидкокристаллических систем; воздействие ЭМП на структуру воды; влияние ЭМП на пространственно-временные структуры в системе “реакция-диффузия”; модель акустической волны; векторизация движений внутриклеточных компонентов.

- кибернетические модели: непосредственное воздействие ЭМП на внутриклеточные информационные процессы; ритмическая модель воздействия ЭМП; модели упорядоченности (информативности) ЭМП.

Почти все исследователи выделяют качественные характеристики слабого ЭМП как основной фактор, определяющий эффективность воздействия ЭМП на биообъект. Это такие характеристики, как поляризация, монохроматичность, когерентность или какая-то другая упорядоченность (например, информационная).

Показано, что существующие модели не дают полного описания экспериментально наблюдаемым явлениям.

Проанализирована когерентность слабого ЭМП как фактор, определяющий эффективность воздействия ЭМП на биообъект. Приведены статистические данные медицинских исследований с использованием терапевтических лазеров.

Рассмотрен механизм генерации лазерного излучения (механизм индуцированного излучения). Проанализирована фундаментальная работа по механизму индуцированного излучения. Предложен физический механизм появления индуцированного излучения – поле виртуальных “синхронизирующих” частиц.

На базе этого механизма предложен новый подход к построению модели механизма взаимодействия ЭМП с биообъектом – взаимодействие виртуального “синхронизирующего” поля биообъекта, с полем виртуальных “синхронизирующих” частиц внешнего ЭМП.

Приведены описания экспериментов, для которых предлагаемый подход может оказаться более плодотворным, чем существующие.

УДК 573.2

РЕДУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ В МОДЕЛИ СВЯЗАННОЙ С БИОПОЛИМЕРАМИ ВОДЫ

*Соловей А.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

На базе предложенной в работах [1, 2] модели связанной с биополимерами воды (модели th -циклов) построено преобразование, значительно уменьшающее число параметров исходной модели.

В рассматриваемой в работах [1, 2, 3] модели связанной воды молекулы воды представляются тетраэдрическими частицами, которые связаны по тетраэдрическим связям. Известно, что подобной структурой является лед-1h – одна из широко распространенных кристаллических фаз воды. Показано, что существует дисперсионное преобразование фрагментов структуры льда-1h, преобразующее эту структуру в th -цикл.

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Th-циклы характеризуются рядом особенностей. Во-первых, эти структуры полностью состоят из тетраэдрических частиц, организованных в хиральные гексациклы конформации «твист-ванна». Во вторых, th-циклами невозможно без искажений из внутренних параметров заполнить плотно трехмерное евклидово пространство. Но, тем не менее, изучены некоторые алгоритмы заполнения th-циклами трехмерного евклидова пространства либо фрактально, либо по выделенным направлениям. В частности, получены th-циклы, представляющие собой одномерные кристаллы некристаллографической симметрии. (7_2 , 11_1 , и т.д.)

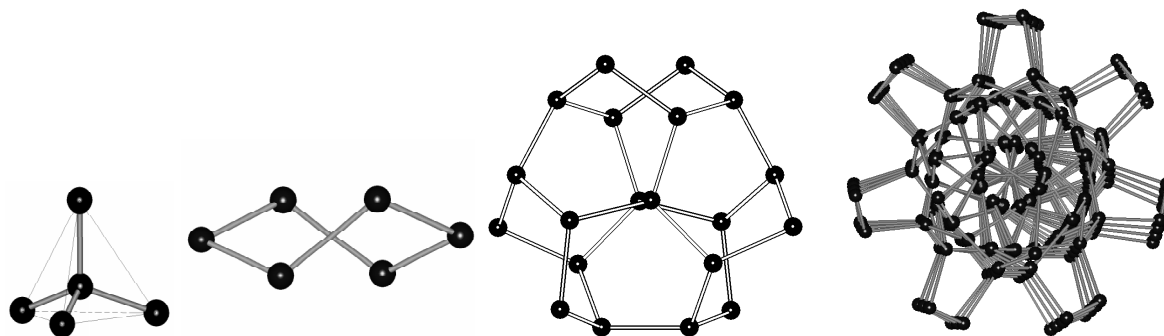


Рис. 1. Тетраэдр, гексацикл конформации «твист-ванна» и некоторые th-циклы

В силу широкого разнообразия возможных форм th-циклов [2][3] при заданных алгоритмах построения th-циклов, изучение подобных структур и их характеристик как моделей гидратных оболочек биополимеров может представлять значительный интерес.

Одной из проблем модульного дизайна th-циклов является невозможность заполнения ими трехмерного евклидова пространства. Поскольку плотное заполнение невозможно, а частичное заполнение пространства сопряжено с искажением внутренних параметров th-циклов, то необходимо вводить меру искажения. В предыдущих работах [2,3] искажение структур вводилось с помощью наложения на систему потенциала AMBER с константами, максимально соответствующими константам водородной связи в точке минимума. После минимизации графа th-цикла, состоящего из N частиц в заданном потенциале для однозначного описания его необходимо задать $3N$ координат, составляющих его частиц а также определить матрицу связностей th-цикла.

В настоящей работе предлагается отображение структуры th-циклов в другие структуры, называемые в этой работе T-циклы со значительным уменьшением числа переменных в исходной структуре. В качестве иллюстрации приведем примеры отображения th-циклов в T-структуры а также изображение некоторых th-циклов на гексогональной сетке:

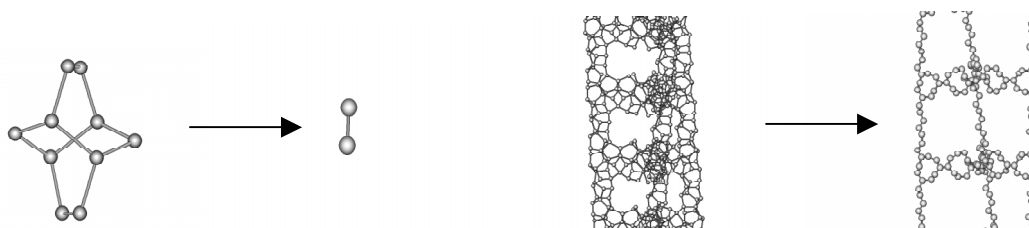


Рис. 2. th-циклы и соответствующие им T-структуры

Преимущество описания th-циклов с помощью T-структур состоит также и в том, что для T-структур существует базис на плоской гексагональной сетке, и, соответственно, возможность описания th-циклов их «алгоритмическими координатами».

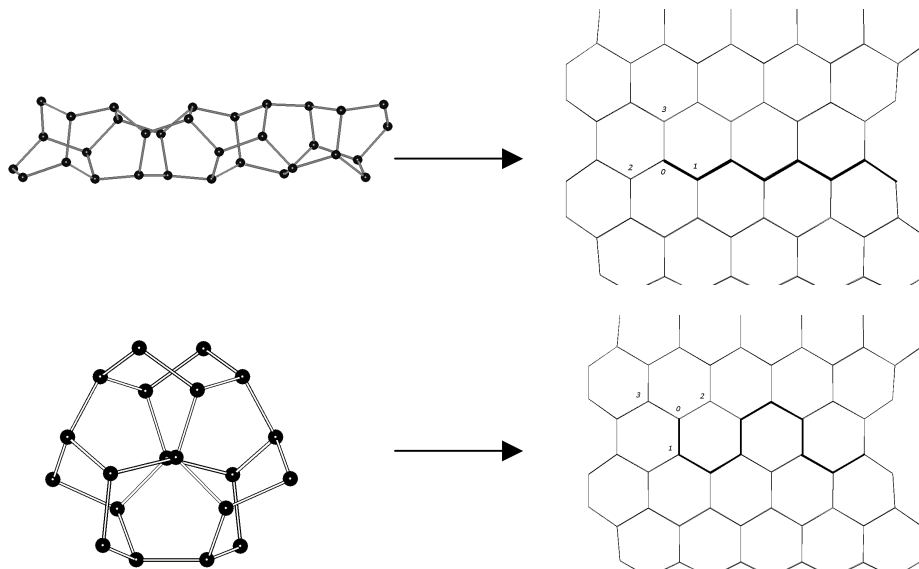


Рис. 3. th-циклы и соответствующие им «алгоритмические координаты»

Литература

1. Н.А. Бульенков. О возможной роли гидратации как ведущего интеграционного фактора в организации биосистем на разных уровнях их иерархии. *Биофизика*, 1991, т. 36, вып. 2, с. 181-243
2. В.И. Лобышев, А.Б. Соловей, Н.А. Бульенков. Компьютерный модульный жилайн параметрических структур воды. *Биофизика*, 2003, т. 48, 6, с. 1011-1021
3. V.I. Lobyshev, A. B. Solovey, N.A. Bulienkov. Computer construction of modular structures of water. *Journal of Molecular Liquids*, 2003, 106/203, pp 277-297

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ СОЛЕЙ, КИСЛОТ И ДРУГИХ ВЕЩЕСТВ, НЕ ОБЛАДАЮЩИХ СОБСТВЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЕЙ

Дубровский А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

При исследовании разбавленных водных растворов дипептидов была обнаружена люминесценция дистиллированной воды. Наблюдали две полосы с максимумами при 360 нм и 410 нм. Соответствующие максимумы в спектрах возбуждения наблюдали при 280 нм и 310 нм. Особенно чувствительной к малым добавкам как люминесци-

рующих (глицилтриптофан), так и нелюминесцирующих (глициласпарагин) соединений оказалась “длинноволновая” полоса. Небезразличным для этой полосы оказалось время хранения раствора после приготовления. Вся совокупность обнаруженных феноменов, связанных с “длинноволновой” полосой, позволила сформулировать гипотезу о том, что эта полоса не связана с наличием органических люминесцирующих примесей, а является коллективным свойством системы, отражающим структурные изменения водных растворов. Проведена аналогия со свечением кристаллофосфоров. В случае водных растворов роль основного вещества, поглощающего излучение, могла бы играть квазикристаллическая структура воды, а роль центров излучения – примеси или дефекты структуры [1, 2]. Исследованы водные растворы веществ, которые могли бы повлиять на “длинноволновую” полосу, вызывая структурные изменения.

Наблюдали зависимость спектрального состава и интенсивности люминесценции 0,1 М водных растворов нейтральных солей при возбуждении на 300 нм от квалификации и фирмы-производителя препарата. Особенно сильную зависимость обнаружили в случае CH_3COONa . В спектрах испускания водных растворов изопропилового спирта, снятых через неделю после приготовления растворов, при возбуждении на 230 нм наблюдали полосу люминесценции с максимумом при 340 нм и полушириной 40 нм. Построение зависимости интенсивности этой полосы от мольной доли спирта x в растворе не выявило никаких особенностей в той концентрационной области (при $x=0,06$), где был зарегистрирован максимум светорассеяния, связанный с флуктуациями структуры [3]. Спектр люминесценции водного раствора H_2SO_4 при возбуждении на 300 нм представляет собой монотонный “подъем”, непосредственно примыкающий к пику комбинационного рассеяния с длинноволновой стороны. При нескольких последовательных десятикратных разбавлениях исходного раствора (рН самого разбавленного раствора был равен 3) величина “подъема” никогда не уменьшалась более, чем в 2 раза. Такую же картину наблюдали в случае водных растворов HCl и NaOH , что свидетельствует о возможной единой основе этих явлений. Полученные результаты отличаются от результатов аналогичного исследования водных растворов H_2SO_4 , полученных в работе [4]. Причиной такого отличия может быть то, что та вода, которую использовали для приготовления растворов в работе [4], обладала значительно большей люминесценцией, чем наша. Исследование водных растворов H_2O_2 разных фирм-производителей показало наличие полосы люминесценции с максимумом при 410 нм и полушириной 60-80 нм. Максимум в спектре возбуждения наблюдали при 310 нм. Нельзя не отметить практически полное совпадение параметров этой люминесценции с параметрами “длинноволновой” полосы люминесценции дистиллированной воды. Такое совпадение вряд ли случайно.

Литература

1. Лобышев В.И., Рыжиков Б.Д., Шихлинская Р.Э. // Биофизика. 1998. Т.43. С.710.
2. Лобышев В.И., Рыжиков Б.Д., Шихлинская Р.Э., Мазурова Т.Н. // Биофизика. 1994. Т.39. С.565.
3. Вукс М.Ф., Шурупова Л.В. // Журн. структ. химии. 1971. Т.12. С.712.
4. Пацаева С.В., Фадеев В.В., Филиппова Е.М., Чубаров В.В., Южаков В.И. // Изв. АН. Сер. физическая. 1992. Т.56, №12. С.145.

УДК 519.6, 577.3

ОЦЕНКА ДОСТОВЕРНОСТИ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ПРОФИЛЕЙ ЭКСПРЕССИИ, ПОЛУЧЕННЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ГЕННЫХ МИКРОЧИПАХ

*Свешникова А.Н., Иванов П.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Появление во второй половине 90-х годов технологии генных микрочипов открыло возможность анализа активности генетического аппарата клетки при различных функциональных состояниях. В частности, стало возможным экспериментальное изучение изменений уровня экспрессии многих тысяч генов в зависимости от внешних условий. Подобные исследования позволяют выявить группы генов, которые связаны между собой функционально (кодируют ферменты одной метаболической сети) либо имеют общие регуляторы транскрипции, а также проаннотировать гены, роль которых в клетке ранее была неизвестна.

В настоящее время основным подходом к анализу профилей экспрессии генов, получаемых в экспериментах на микрочипах, является использование методов кластерного анализа [1]. В связи с тем, что применение разных алгоритмов кластеризации к одним и тем же массивам данных дает разные разбиения на классы, число и состав которых нередко зависят от начального выбора параметров алгоритма, крайне актуальной оказывается задача оценивания статистической достоверности получаемых классификаций. Ее решение осложняется отсутствием каких-либо априорных сведений о вероятностной структуре экспериментальных данных, что затрудняет применение параметрических методов, а также малочисленностью экспериментальных точек (обычно не более 5 реплик для каждого условия) для каждого из нескольких тысяч классифицируемых объектов. Для оценки достоверности результатов кластеризации авторами использован непараметрический метод бутстрепа [2]. Кроме того, для повышения надежности получаемых разбиений к одному массиву данных применены два принципиально различных метода кластеризации – агломеративная иерархическая кластеризация и метод k-средних.

Данные экспериментов на микрочипах, как правило, содержат большую долю профилей экспрессии, соответствующих “молчащим” генам, а также отличаются высоким уровнем шумов, не позволяющих достоверно отделить “молчащие” гены от изменяющих свою активность. Значительная доля генов с практически постоянным уровнем экспрессии затрудняет интерпретацию результатов кластерного анализа. В этой связи авторами использовано несколько алгоритмов предварительной фильтрации исходных данных:

- эмпирический метод фильтрации по пороговым значениям, удаляющий гены со слабыми изменениями экспрессии при варьировании внешних условий;
- фильтрация по коэффициенту вариации, отбрасывающая гены с излишне высокой вариабельностью при идентичных экспериментальных условиях [3];
- фильтрация по нормированной внутригенной дисперсии с коррекцией по методу FDR [4], устраняющая “молчащие” гены.

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

Отфильтрованные данные после дополнительной нормировки и усреднения между репликами в пределах одного условия подвергались процедуре кластеризации. Для метода *k*-средних производилась дополнительная коррекция зависимости результатов классификации от выбора начальных центров. Бутстреп-выборки генерировались случайным образом по усредненным профилям экспрессии (выбор с возвращением), после чего для каждой из них проводилась процедура кластеризации и оценивался параметр качества разбиения. Полученное множество значений параметра качества отождествлялось с генеральной совокупностью и служило для реконструкции функции распределения вероятностей этой величины. На основе полученного распределения оценивался уровень значимости для принятия или отклонения нулевой гипотезы о случайности классификации исходных данных.

Описанные процедуры фильтрации и бутстреп-оценивания были применены к результатам экспрессии генов фототрофных бактерий *Rhodobacter sphaeroides* 2.4.1 при различном содержании кислорода в среде (шесть значений [O₂] от 0,5 до 30%; в общей сложности 18 реплик). Сконструированные для них микрочипы содержали 5085 олигонуклеотидных последовательностей, из которых 4283 соответствовали известным генам, а остальные – межгенным участкам. В результате применения различных алгоритмов фильтрации из этой совокупности был выделен массив профилей экспрессии, который подвергся последующей кластеризации. Предварительные результаты обработки экспериментальных данных, полученных на *R. sphaeroides*, позволяют говорить о продуктивности предложенного подхода в анализе дифференциальной экспрессии генов.

Литература

1. Jiang D., Tang C., Zhang A. IEEE Trans. Knowledge Data Eng., 2004 (submitted)
2. Davison A.C., Hinkley D.V. Bootstrap Methods And Their Applications. Cambridge Univ. Press, 1997
3. Phang T.L. et al. Pac. Symp. Biocomput. 2003, p. 351.
4. Storey J.D., Tibshirani R. Proc. Natl. Acad. Sci., vol. 100, p. 9440 (2003).

УДК 577.346

СТАБИЛИЗАЦИЯ МАРГАНЦЕВОГО КЛАСТЕРА ВОДОРАСЩЕПЛЯЮЩЕГО КОМПЛЕКСА ЕГО ОКРУЖЕНИЕМ

Денисенко А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Впервые фотосинтез образовался 2-3 млрд. лет назад и с тех пор является самым важным процессом на Земле, т.к. обеспечивает жизнь всем гетеротрофным организмам, к которым относится и человек. Но, несмотря на то, что растения уже так давно научились образовывать кислород, человек до сих пор не может проникнуть в глубины этого процесса и полностью в нем разобраться.

Известно, что окисление двух молекул воды и выделение одной молекулы кислорода происходит в фотосистеме 2 (ФС2) с непосредственным участием водорасщепляющего комплекса (ВРК) [1]. Каталитическим центром этого комплекса является че-

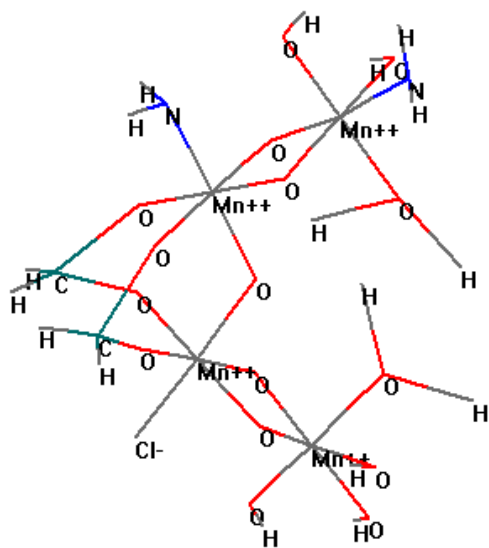


Рис. Возможная структура Mn-кластера

туры. Необходимо выяснить, какие взаимодействия стабилизируют эту структуру в разных состояниях.

На данный момент предложено уже довольно много гипотез о структуре Mn-кластера [2] и о механизме образования кислорода [3,4]. Цель нашей работы - проанализировать возможность существования одной из наиболее вероятных структур Mn-кластера и в дальнейшем проверить гипотезу образования кислорода в таком комплексе.

Для нашей работы мы использовали программу HyperChem 7.1 Professional. С помощью нее мы рисовали Mn-кластер, а затем рассчитывали энергию этого кластера. Причем поскольку нет точных экспериментальных данных об окружении Mn-кластера, свободные валентности мы заполняли самостоятельно наиболее вероятными лигандами. Для расчета энергии использовался метод ZINDO/1 (the Ziner's Intermediate Neglect of Differential Overlap), т.к. это единственный метод, позволяющий рассчитывать комплексы с переходными металлами. ZINDO – это полуэмпирический метод, принадлежащий целому классу INDO методов. В них, в отличие от CNDO методов (Complete Neglect of Differential Overlap), учитывается обменное взаимодействие между электронами.

В результате нашей работы мы получили, что Mn-кластер, при заполнении свободных валентностей ионов Mn нейтральными молекулами, не является стабильным. Полная энергия такого комплекса положительна, а при поиске минимума его энергии структура становится нестабильной, и атомы удаляются друг от друга на расстояние порядка нескольких сот ангстрем. При компенсации зарядов на Mn отрицательными лигандами мы получили понижение энергии системы, что свидетельствует о ее стабилизации.

Таким образом, из анализа полученных результатов можно сделать вывод, что кластер в нужной для его функционирования конфигурации может находиться только при условии стабилизации его лигандами. Поэтому положительные заряды на четырех ионах Mn должны быть скомпенсированы. Т.к. Mn кластер окружен белковой глобулой, логично предположить, что лигандами должны быть аминокислоты, имеющие отрицательный заряд, т.е. аспарагиновая и глутаминовая кислоты. А также возможно участие в стабилизации кластера отрицательных ионов хлора.

тырехядерный кластер марганца. Для проведения реакции разложения воды необходимо последовательное поглощение четырех квантов света. Энергия света запасается в виде энергии разделенных зарядов с образованием первичного окисленного донора электронов пигмента P680⁺ и восстановленного феофетина (Phe). Далее с участием тирозина Yz161, гистидина H190, Mn-кластера и еще некоторых вспомогательных компонентов происходит расщепление воды. Но точный механизм этого процесса, а также структура Mn-кластера до сих пор не выяснены. Сложность механизма образования кислорода состоит в том, что от двух молекул воды должны оторваться четыре протона и четыре электрона, что приводит к образованию неустойчивой струк-

В заключение хочу поблагодарить своего научного руководителя Кукушкина А.К. за постановку задачи и помощь в работе, а также Полтева С.В. за полезные советы и Белоусова Р.В. за консультации.

Литература

1. Рубин А.Б. Биофизика. М., 1999, Т.2, с. 330-336
2. Robblee J.H., Cinko R.M., Yachandra V.K. "X-ray spectroscopy-based structure of the Mn cluster and mechanism of photosynthetic oxygen evolution"// Biochimica et Biophysica Acta 1503 (2001) 7-23
3. Renger G. "Photosynthetic water oxidation to molecular oxygen: apparatus and mechanism"// Biochimica et Biophysica Acta 1503 (2001) 210-228
4. Tommos C., Babcock G.T. "Proton and hydrogen currents in photosynthetic water oxidation"// Biochimica et Biophysica Acta 1458 (2000) 199-219

УДК 577.346

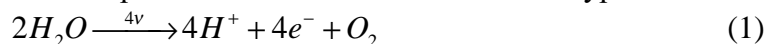
СХЕМА СОПРЯЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО И ПРОТОННОГО ТРАНСПОРТА В КОМПЛЕКСЕ РАЗЛОЖЕНИЯ ВОДЫ У ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ

*Белоусов Р.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Процесс фотосинтеза у сине-зеленых водорослей и высших растений осуществляется путем расщепления воды под действием солнечного света с выделением кислорода, передачи электронов от воды в электрон-транспортную цепь и образования молекул NADPH, которые затем участвуют в цикле Кальвина. При этом происходит фиксация CO₂ и синтез углеводов. Расщепление воды у этих организмов осуществляется специализированным ферментным комплексом окисления воды - ВОК-центром (водоокисляющий комплекс) - в составе фотосистемы II.

Для функционирования комплекса разложения воды в соответствии с уравнением



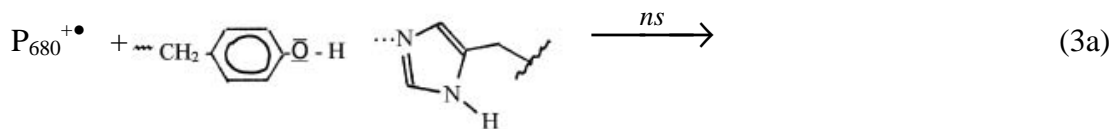
необходимо участие пяти кофакторов:

1. хлорофилла P₆₈₀;
2. тирозина Y_Z;
3. гистидина His D1-190;
4. 4-Mn ионного кластера;
5. иона Ca²⁺;
6. по крайней мере одного СГ.

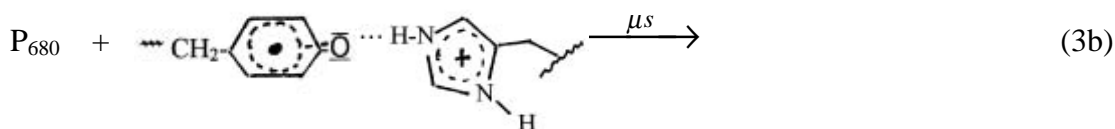
В работе Г. Ренджера [1] представлена структура, участвующая в сопряжении электронного и протонного транспорта в ВОК-центре. Из нее следует, что тирозин Y_Z расположен на расстоянии 8 – 12 Å от Mn-кластера и на расстоянии примерно 10 Å от хлорофилла реакционного центра P₆₈₀. Схема отрыва протона и электрона от Mn-кластера тирозином Y_Z описана следующей схемой:

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

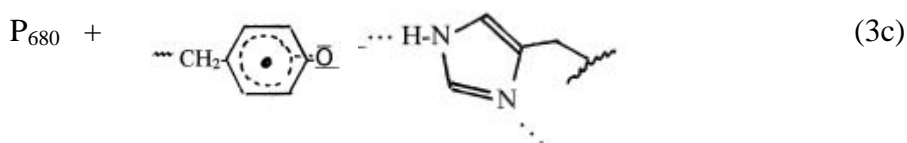
а) После поглощения кванта света хлорофиллом P_{680} , он теряет электрон, передавая его через несколько других переносчиков на первичный хинон Q_A , и окисляется до $P_{680}^{+\bullet}$



б) окисленный $P_{680}^{+\bullet}$ отнимает электрон у тирозина Y_Z , это вызывает перераспределение электронной плотности в ароматическом кольце тирозина, в результате чего появившийся частичный положительный заряд отталкивает протон фенольной группы тирозина Y_Z , который связывается с атомом азота δN соседней аминокислоты His D1-190



с) образовавшийся в результате положительный заряд на His D1-190 отталкивает протон от другого своего атома азота N, находящегося в ароматическом гетерокольце, передавая его одной из соседних аминокислот, и в конечном итоге, через систему протонного канала протон оказывается в люмене тилакоида.



После этого, тирозин в радикальной форме Y_Z^\bullet отнимает протон и электрон непосредственно у Mn-кластера, с которым связаны две молекулы воды. Конкретный атом Mn-кластера, от которого осуществляется отрыв электрона и протона, зависит от текущего S_i -состояния ВОК-центра, и на данный момент этот вопрос до конца еще не разрешен.

Система тирозин Y_Z – гистидин His D1-190. Показано, что протон H, расположенный между атомами N и O смещается после окисления тирозина Y_Z . В настоящей работе количественно исследовалась схема, представленная в статье Г. Ренджера [1], описанная реакциями 3а – 3с (рис. 1). Для выяснения вопроса о локализации протона фенольной группы тирозина Y_Z рассчитывались квадраты волновых функций протона в потенциале, создаваемом всей рассматриваемой системой как в нейтральном состоянии, так и положительно заряженной, после потери одного электрона хлорофиллом P_{680} . Таким образом, для решения в ходе работы ставились следующие задачи:

1. рассчитать зависимость полной энергии системы тирозин Y_Z – гистидин His D1-190 от положения протона между атомами O фенольной группы тирозина Y_Z и атом азота N гетерокольца гистидина His D1-190 для нейтрального и окисленного тирозина Y_Z ;
2. вычислить волновые функции и энергетические уровни протона в потенциалах полученных в пункте 1;
3. проанализировать различные численные методы решения задачи Штурма-Лиувилля на собственные функции и собственные значения и разработать программу для оптимального вычисления волновых функций и энергетических уровней для одномерного уравнения Шредингера в произвольном потенциале.

Полученные в настоящий работе результаты квантовомеханических расчетов положения протона в системе тирозин Y_Z – гистидин His D1-190 подтверждают следующие предположения:

1. в нейтральном состоянии системы протон находится на расстоянии примерно 1 А от атома кислорода О тирозина Y_Z , а после окисления тирозина Y_Z^+ смещается на 1.7 А, оказываясь на расстоянии примерно 1 А от атома азота N гистидина His D1-190 (рис. 1);

2. произведенный расчет показывает возможность применения методов квантовой химии для исследования системы разложения воды;

3. отток протонов от комплекса расщепления воды в люмен осуществляется через протонный канал. Роль первого звена, инициирующего перенос протона от тирозина Y_Z по каналу, по-видимому, играет остаток гистидина His D1-190;

Литература

1. G. Renger. Photosynthetic water oxidation to molecular oxygen: apparatus and mechanism. // Bioch. Bioph. Acta 1503 (2001) P. 210-228.

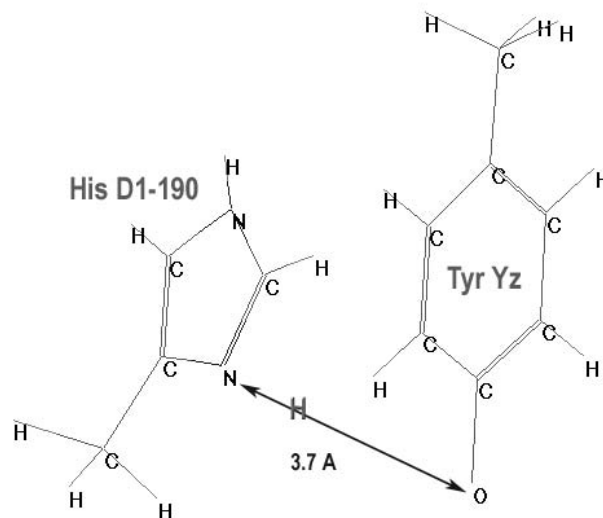


Рис. 1

УДК 539.22

ПЛЁНКИ ЛЕНГМЮРА–БЛОДЖЕТТ, СОДЕРЖАЩИЕ НУКЛЕОЛИПИДЫ, В КАЧЕСТВЕ РАСПОЗНАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА БИОСЕНСОРОВ

Старицын С.Н., Твердислов В.А., Яковенко С.А.

МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет

Нуклеолипиды – класс амфифильных веществ, представляющих собой производные нуклеотидных оснований и жирных кислот. В используемых нами веществах (олеилтимин и эруциладенин) синтез был проведен таким образом, что группы атомов, отвечающих за образование комплементарных связей в ДНК, остались свободными. Благодаря своему строению, нуклеолипиды способны к распознаванию и селективному связыванию с азотистыми основаниями, входящими в состав нуклеиновых кислот, путем образования комплементарных водородных связей, а также способны формировать стабильные ленгмюровские монослои на границе раздела вода-воздух. В предложенном нами подходе растворенные в водной субфазе полинуклеотиды играют роль матрицы (шаблона), на котором упорядочиваются молекулы нуклеолипидов, образующие монослой на поверхности раствора полинуклеотидов (что напоминает процессы, происходящие при репликации ДНК). Варьируя площадь, приходящуюся на одну молекулу мо-

нослоя, возможно изменять расстояние между ними, подбирая таким образом наилучшие условия для гибридизации.

Были установлены соотношения компонент, при которых формируются истинные двухмерные растворы нуклеолипидов и генайкосо-10,12-дииновой кислоты $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_7\text{C}\equiv\text{C}-\text{C}\equiv\text{C}(\text{CH}_2)_8\text{COOH}$ в монослое. Молекулы дииновой кислоты фотополимеризуются при облучении ультрафиолетом. При этом нуклеолипиды оказываются встроенными в полимерную матрицу дииновой кислоты, что позволяет зафиксировать их расположение, заданное полинуклеотидами. Полимеризованные монослои обладают большей механической прочностью и термической стабильностью (полимеризованные монослои, перенесенные на твердые подложки, не разрушаются при погружении в воду при температуре не менее 90°C).

Анализом изотерм сжатия монослоев, атомно-силовой микроскопией (АСМ) полученных пленок и изучением адсорбции методом кварцевого микровзвешивания показано, что полинуклеотиды комплементарно связываются с монослоями нуклеолипидов и их смесей с дииновой кислотой, как сформированных на границе раздела вода-воздух, так и перенесенных на твердые подложки. Методом АСМ было установлено различие в конформации полинуклеотидов связанных с монослоями индивидуальных нуклеолипидов (полинуклеотиды находятся в конформации “глобула”) или их смесей с дииновой кислотой (полинуклеотиды находятся в расправленном состоянии).

УДК 535.373: 577.352

ЛЮМИНЕСЦЕНТНО – КИНЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В БЕЛКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

Мельников А.Г.

*Саратовский Государственный Университет, факультет физики
нелинейных процессов*

Работа посвящена исследованию влияния перестройки структуры белка под действием поверхностно-активных веществ (ПАВ) на люминесцентно-кинетические характеристики процессов дезактивации энергии электронного возбуждения триплетных состояний молекул красителей, связанных с белками

Методом импульсной флуориметрии получены спектры замедленной флуоресценции и фосфоресценции, а также определены времена жизни триплетных состояний люминесцентных зондов, связанных с белками по затуханию их люминесценции во времени после импульсного фотовозбуждения. Люминесцентными зондами служили молекулы красителя ксантенового ряда - эозина. Из белков был выбран сывороточный альбумин человека. Обнаружено значительное увеличение интенсивности замедленной флуоресценции и фосфоресценции, а также времени жизни триплетных состояний эозина, связанного с белками по сравнению с водными растворами. Это свидетельствует о жестком закреплении молекул эозина на белках и как следствие перераспределении вероятности излучательных и безызлучательных процессов дезактивации энергии триплетных состояний молекул эозина.

Установлено, что при добавлении в водный раствор белка молекул поверхностно-активного вещества, в качестве которого был выбран додецилсульфата натрия, про-

исходит сокращение времени жизни триплетных состояний и уменьшение интенсивности фосфоресценции и замедленной флуоресценции эозина. Полученные результаты объясняются изменением структуры белков под действием молекул ПАВ. Обнаружено различие зависимостей времени жизни триплетных состояний молекул эозина, связанных с белками, от концентрации додецилсульфата натрия при изменении pH раствора.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что интенсивность, а также кинетика фосфоресценции и замедленной флуоресценции люминесцентных зондов чувствительны к структурным изменениям белка.

УДК 577.159.3

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БИФУНКЦИОНАЛЬНОГО МНОГОСУБСТРАТНОГО ФЕРМЕНТА В СТАЦИОНАРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Каратасо Ю.О. Филимонов И.С. Цаплина Л.С.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время известно большое число бифункциональных ферментов, имеющих как природное происхождение, так и полученных искусственным путем. Современные исследования показывают, что такие ферменты могут иметь два независимых активных центра, либо осуществляют катализ двух реакций на одном активном центре. Сложность реакций, катализируемых бифункциональными ферментами, диктует необходимость разработки общих методов установления кинетического механизма их действия и рассмотрения общих схем катализа бифункциональными ферментами. Нами проведен анализ кинетики для обобщенной модели бифункционального фермента, включая зависимые и независимые случаи протекания реакции. С помощью метода графов был проведен качественный анализ, который показал, что исследуя зависимость стационарной скорости от концентрации субстрата, мы можем различить несколько механизмов функционирования фермента. Полученные результаты были применены для объяснения механизма действия фермента простагландин – H – синтазы.

УДК 621.373.826

ИЗУЧЕНИЕ ХИРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ БИОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ МЕТОДОМ ГЕНЕРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

Назаров М.М., Шоджаи Багини М., Шкуринов А.П., Яковенко Л.В.
*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Международный
Лазерный Центр*

Хиральные (не обладающие зеркальной симметрией) молекулы существуют в виде двух энантиомеров, а в живых организмах мы встречаемся только с одним из них

– это одна из неразрешённых на сегодня задач биофизики. Изучение этой проблемы требует новых способов локального исследования этих молекул (на поверхности, в тонких слоях и в объёме) и рассмотрения вероятных естественных процессов, приводящих к дискриминации энантиомеров. В частности, загадка хиральной чистоты живой природы может быть связана с дискриминацией хиральных энантиомеров на поверхности мирового океана. В течение последних десяти лет, благодаря своим уникальным возможностям, методы нелинейной оптики часто используются для обнаружения хиральности в различных средах. Самым удобным нелинейным оптическим эффектом, используемым при изучении хиральности, является генерация поверхностной второй оптической гармоники (ПГВГ).

Известно, что наличие хиральных веществ на границе раздела двух сред влияет на поляризационные свойства генерируемой оптической гармоники. Это влияние используется в данной работе тремя разными способами. Первый метод (ГВГ-ОКД) – это измерение вращения плоскости поляризации второй гармоники. Суть второго метода (ГВГ-КД) заключается в сравнении интенсивности второй гармоники при основном излучении с лево- и право-циркулярной поляризацией. В третьем методе (ГВГ-ЛД), используются лучи линейно поляризованные, но поляризация направлена в противоположные стороны, под углом 45° относительно плоскости падения.

В данной экспериментальной работе мы с помощью фемтосекундного лазерного излучения изучали поляризационные свойства второй оптической гармоники, получаемые от свободной поверхности растворов двух энантиомеров и рацемата (L, D и L+D) арабинозы. С помощью метода ГВГ-ОКД было обнаружено, что поверхностная вторая гармоника чувствительна к хиральности, причем наблюдалось значительное вращение плоскости поляризации второй гармоники относительно P-поляризации падающего луча. Отсутствие вращения в случае рацемата (L+D) подтвердило этот результат. В работе также представлены результаты рассмотрения второй гармоники методом ГВГ-ЛД. Было обнаружено, что в данном случае энантиомеры можно различать, так как, интенсивность второй гармоники при состоянии поляризации SP падающего света и его интенсивность при состоянии поляризации PS, для различных энантиомеров, симметрично отличаются. Подобные результаты были получены и методом ГВГ-КД.

УДК:535.37

КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЕ И ФОТОПРОЦЕССЫ В ЗАМЕЩЁННЫХ НАФТАЛИНА И КУМАРИНЕ 1

Жаркова О.М., Морозова Ю.П., Артюхов В.Я.

Томский государственный университет

Влияние комплексообразования на спектрально-люминесцентные характеристики молекулярных систем – актуальная проблема молекулярной фотофизики. Комплексообразование может существенно изменять соотношение между излучательными и безызлучательными процессами.

В работе были рассмотрены фотофизические процессы и влияние межмолекулярных взаимодействий на примере замещённых нафталина (1-нафтол и продан (6-пропионил-2-диметиламин нафталин) и кумарина 1.

Проведён квантово-химический расчёт методом ЧПДП со спектроскопической параметризацией указанных молекул и их комплексов. Изучено тушение флуоресценции молекул 1-нафтола и кумарина 1 в изопропаноле нитрометаном, водой и тетрахлорметаном.

В основе тушения флуоресценции 1-нафтола нитрометаном лежит водородная связь, которая приводит к увеличению интеркомбинационной конверсии,

Для молекулы 1-нафтола существует возможность фотопротонирования по ароматическому ядру в состояниях S_1 и S_2 , которая значительно выше для анионной формы.

Спектры поглощения и излучения продана обладают высокой чувствительностью к природе растворителя, чем объясняется его использование в качестве зонда в биохимических исследованиях. В молекуле продана полоса поглощения в циклогексане соответствует двум электронным переходам различной орбитальной природы ($\pi\pi^*$ и $\pi\pi^*$ -типа), близко расположенным (350 см^{-1}). Моделирование комплексов продана в воде по карбонильной и диэтиламино- группам показало изменение в расположении уровней ($\pi\pi^*$ в область меньших частот, $\pi\pi^*$ - в область больших частот). С учётом изменения заселённости связей и эффективных зарядов атомов в возбуждённом состоянии продана, была изменена геометрия молекулы и получены характеристики флуоресцентного состояния.

Для кумарина 1 выяснена роль водородной связи и азот-азотного взаимодействия в тушении флуоресценции. При подведении иона гидроксония по кислороду карбонильной группы, с учётом изменённой геометрии, за счёт высокой константы скорости интеркомбинационной конверсии наблюдается слабая флуоресценция из нижнего синглетного состояния, что согласуется с экспериментальным квантовым выходом флуоресценции в воде.

Для исследованных молекул получены значения констант скоростей фотофизических процессов. Для 1-нафтола и кумарина 1 выяснен механизм тушения флуоресценции. Для продана объяснена чувствительность к растворителю.

УДК 502.622.2

ВОЗМОЖНОСТЬ ДИСТАНЦИОННОГО ОБНАРУЖЕНИЯ НЕФТИ УТЕЧЕК ПО ИЗМЕНЕНИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ХЛОРОФИЛЛА РАСТЕНИЙ

Шульгина Л.А. Фатеева Н.Л.

Томский государственный университет

В работе представлены результаты обнаружения нефти утечек по изменению флуоресценции хлорофилла у растений, растущих вблизи выбросов, полученные двумя разными методами, один из которых дистанционный и основан на изменении отношения двух максимумов флуоресценции хлорофилла, а другой использовался для контрольных измерений и представлял собой спектрофотометрический метод. Известно, что величина флуоресценции при фотосинтезе обратно пропорциональна эффективности и скорости фотосинтеза. Если реакция фотосинтеза затормаживается, то в тепло и флуоресценцию переходит большая часть энергии возбуждения. В этом случае выделе-

ние тепла и флуоресценция могут вырасти в 5-6 раз. Таким образом, интенсивность флуоресценции хлорофилла *a* в растении является функцией эффективности фотосинтеза в предположении, что концентрация молекул остается неизменной. Таким образом, стресс индуцирует изменения фотосинтетической квантовой конверсии, и как следствие повреждения фотосинтетического аппарата. В результате проделанных экспериментов установлено, что методом лазерно-индуцированной флуоресценции хлорофилла можно определить у кедра раннюю стадию стрессового фактора, связанного с наличием в почве «нефтяной грязи». Натурные измерения дали возможность наблюдать за динамикой состояния фотосинтетического аппарата древесных растений в естественных условиях.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобразования России: А03-2.9-713.

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

УДК 551.510.5

**СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ВКЛАДОВ РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ
В НАБЛЮДАЕМУЮ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА
НАД ЕВРОПОЙ**

**Захаров И.С., Кузнецов Г.И., Тарасова О.А.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Среди основных загрязнителей приземного слоя атмосферы значительную роль играет приземный озон. Зафиксированные с начала 70-х годов случаи повышения его концентрации выше предельно допустимых наносят ущерб здоровью человека, повреждают растения и материалы. Наибольшую обеспокоенность вызывает рост как аномально высоких, так и фоновых концентраций приземного озона по всему миру [3,4]. И хотя в последнее время наблюдается уменьшение числа случаев превышения ПДК [2], в то же время средние уровни концентраций продолжают расти.

Несмотря на огромный интерес к проблеме приземного озона, механизмы его изменчивости до конца не изучены. Остается непонятым вклад антропогенных и естественных процессов в наблюдаемую изменчивость приземного озона.

В данной работе оцениваются сезонные вариации вкладов некоторых выбранных процессов в наблюдаемую изменчивость приземного озона над Европой.

В работе использованы результаты наблюдений приземного озона на сети фоновых озонметрических станций проекта ЕМЕР в период 1990-2001 гг. (<http://www.nilu.no>). Для анализа использовались лишь те ряды, длина которых составляет 8 и более лет, что связано с необходимостью получения надежных спектральных оценок.

Интервал внутригодовой изменчивости приземного озона разбивался на несколько групп периодов, связанных с определенными процессами в атмосфере. Среди таких процессов могут быть выделены следующие: долгопериодные изменения концентрации (31-90 суток), волновые движения в атмосфере (19-30 суток), крупномасштабные синоптические процессы (8-18 суток) и локальные процессы (1-5 суток). Большинство из указанных периодов были обнаружены ранее как в вариациях общего содержания озона [5], так и на ряде Европейских озонметрических станций, работающих в рамках проекта TOR-2 [1].

Для анализа данных использовался метод фильтрации спектральным окном. Для всех станций, длительность измерений концентрации приземного озона на которых превышает 8 лет (70 станций), рассчитывался модельный средний год, по которому оценивались спектры вариаций концентрации приземного озона. Полученные спектры были свернуты с соответствующими окнами периодов в спектральной области и подвергнуты обратному Фурье преобразованию. Как показатель изменчивости рассчитывались утроенные стандартные отклонения модельных рядов для различных сезонов.

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Полученные пространственные распределения сезонной изменчивости вкладов различных процессов позволяют сделать ряд важных выводов.

Практически во все сезоны и для всех групп процессов изменчивость приземного озона в Альпийском регионе существенно ниже, чем на прилегающей территории.

Максимальные амплитуды мезо-масштабной изменчивости наблюдаются летом и зимой (до $10 \mu\text{г}/\text{м}^3$). Однако, если зимой зона максимума наблюдается над территорией Франции и Венгрии, то летом эта область смещается в регион Германии – Польши. Существенный градиентный рост амплитуд вариаций с севера на юг отмечается в оба сезона. Весной поле мезо-масштабной изменчивости более однородно, чем в остальные сезоны. Максимальная изменчивость не превышает $7.5 \mu\text{г}/\text{м}^3$. Осенью картина мезо-масштабной изменчивости повторяет летнюю, хотя и с меньшими амплитудами, с сохранением максимума в загрязненных районах. Этот факт позволяет заключить, что в мезо-масштабной изменчивости прослеживается влияние сезонных вариаций освещенности, и, следовательно, активности фотохимических процессов генерации приземного озона.

Существенно меньшая, по сравнению с мезо-масштабной, изменчивость приземного озона обусловлена волновыми движениями в атмосфере (до $6 \mu\text{г}/\text{м}^3$). Регион максимума наблюдается в Нидерландах зимой, весной он смещается чуть восточнее и южнее, летом - еще восточнее (в сумме на 8 градусов за 2 сезона) и осенью возвращается к зимнему режиму. Осенью зона максимальных вариаций менее изолирована по сравнению с остальными сезонами.

Наибольшая изменчивость приземного озона среди исследуемых групп внутригодовой изменчивости связана с крупномасштабными синоптическими процессами. Изменчивость, определяемая этой группой процессов, меняется в максимуме от $10 \mu\text{г}/\text{м}^3$ осенью до $17 \mu\text{г}/\text{м}^3$ летом. Важным фактором с этой группе является близость моря, поэтому в летний и зимний период максимальные вариации наблюдаются на прибрежных станциях Нидерландов и Великобритании, расположенных вдоль пролива Ла-Манш и Бискайского залива. Близость моря обеспечивает большие температурные градиенты и градиенты влажности, что обеспечивает благоприятные условия для определения путей прохождения крупномасштабных барических систем. В переходные сезоны эти градиенты менее выражены, что приводит к сдвигу максимума вариаций в более континентальные и загрязненные районы.

Интересным результатом является малость локальных вариаций приземного озона по сравнению с крупномасштабной синоптикой. В этой же группе процессов наиболее ярко выделяется Альпийский регион (вариации здесь во все сезоны сравнимы по малости с наблюдаемыми на самых северных станциях). Максимальная амплитуда вариаций для этой группы периодов составляет $9 \mu\text{г}/\text{м}^3$ и наблюдается летом над Нидерландами. Как и для крупномасштабных синоптических процессов, влияние моря в этой группе существенно.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №03-05-64712 и INTAS 01-0016.

Литература

1. Cvitas^ˆ, T., et al. Spectral analysis of boundary layer ozone data from the EUROTRAC TOR network, *J. Geophys. Res.*, 109, D02302, 2004, doi:10.1029/2003JD003727.
2. Solberg S., Bergstroem R., Langner J., Laurila T., Sjoeberg K. and Lindskog A. Changes in ozone episodes due to emission reductions: A Nordic study // Norwegian Institute for Air Research: Kjeller. EMEP/CCC-Report 10/2002. 74 p. (<http://www.nilu.no>).

3. TOR-2 (Tropospheric Ozone Research), Final Report. International Scientific Secretariat (ISS), GSF, Munich, Germany, 2003. 168p.

4. Звягинцев А.М., Крученицкий Г.М. О пространственно-временных связях приземной концентрации озона в Европе. - Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 1997, т. 33, № 1, с. 104-113.

5. Хргиан А.Х., Кузнецов Г.И. Проблема наблюдений и исследований атмосферного озона, М., Издательство Московского Университета, 1981, 216 с.

УДК 551.510.5

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НАБЛЮДАЕМЫХ И МОДЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ ИЗМЕНЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ ОЗОНА В ЗВЕНИГОРОДЕ

Калистратова Е.С., Кузнецов Г.И., Тарасова О.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В результате исторических процессов формирования земной атмосферы к настоящему моменту времени сформировался определенный качественный состав атмосферного воздуха. Равновесный состав малых газовых примесей регулируется различными химическими и фотохимическими реакциями. Наиболее химически активными из малых газовых примесей являются озон, азотные и сернистые оксиды, оксид углерода, различные радикалы и ряд органических соединений. Фотохимическое состояние атмосферы определяется взаимными превращениями именно этих соединений [1]. Кроме химических превращений, вариации газового состава могут определяться различными динамическими процессами, такими как горизонтальный и вертикальный транспорт, сток на подстилающую поверхность и вымывание осадками.

В работе проводится сравнительный анализ вариаций приземного озона, реально наблюдаемых в атмосфере и модельно оцененных. Для этой цели используются данные измерений озона, его предшественников и локальных метеоусловий во время экспедиции TROICA-6. Измерения проводились на Звенигородской научной станции в марте (17-24) и в июле (1-9) 2000 г.

Для оценки фотохимического потенциала генерации озона использована простейшая модель определения состояния фотохимического равновесия в системе $O_3 - NO_x$. Окислы азота (NO и NO_2) и озон являются основными реагентами фотохимических процессов как в загрязненных индустриальных, так и в незагрязненных удаленных районах и над океанами, которые могут рассматриваться как фоновые по загрязнению. При отсутствии прочих загрязнителей система малых газов $NO_x - O_3$ ($NO_x = NO + NO_2$) связана в тропосфере в единый фотохимический цикл в соответствии с набором реакций [2]



Изменение концентрации озона по времени, оцененное на основе фотохимической модели, рассчитывается по формуле:

$$dO_3/dt = [j NO_2] \times [NO_2] - (k_1 \times k) \times [O_3] \times [NO],$$

где скорость реакции (3) $k_1 = 1,1 \times 10^{-14} \times \exp(-500/(T + 273))$, коэффициент пересчета единиц $k = 2,69 \times 10^9$, $j(NO_2)$ -скорость фотодиссоциации двуокиси азота.

Теоретические оценки скорости генерации озона показывают, что в весенние месяцы (март) за счет его генерации рост концентрации озона к полудню от начального нулевого уровня может составлять 3-5 ppb и летом 2-4 ppb. Эти величины существенно меньше реально наблюдаемой изменчивости. Следует заметить, что поскольку станция Звенигород находится в фоновых условиях, потенциал фотохимической генерации озона на ней низок. 18 марта в 11 часов на станции наблюдается явный пик генерации озона до 14 ppb в максимуме, что соответствует выносу загрязнения из Москвы. Этот вынос сопровождается повышенным концентрациям окислов азота. Теоретические оценки показывают, что должна идти генерация озона, однако реально этого не наблюдается.

Реально наблюдаемые изменения скорости генерации концентрации озона составляют максимально от 20 ppb до -20 ppb в июле, а в среднем от 9 ppb до -15 ppb; в марте наибольшие колебания происходят в вечерние часы и составляют от 6 ppb до -9 ppb и в ночные часы от 15 ppb до -14 ppb. Причиной таких колебаний является неустойчивость атмосферы. В утренние часы причиной уменьшения озона является сток озона на подстилающую поверхность под температурными инверсиями.

Пример сравнения теоретической и реально наблюдаемой скорости генерации/разрушения озона приведен на рис.1.

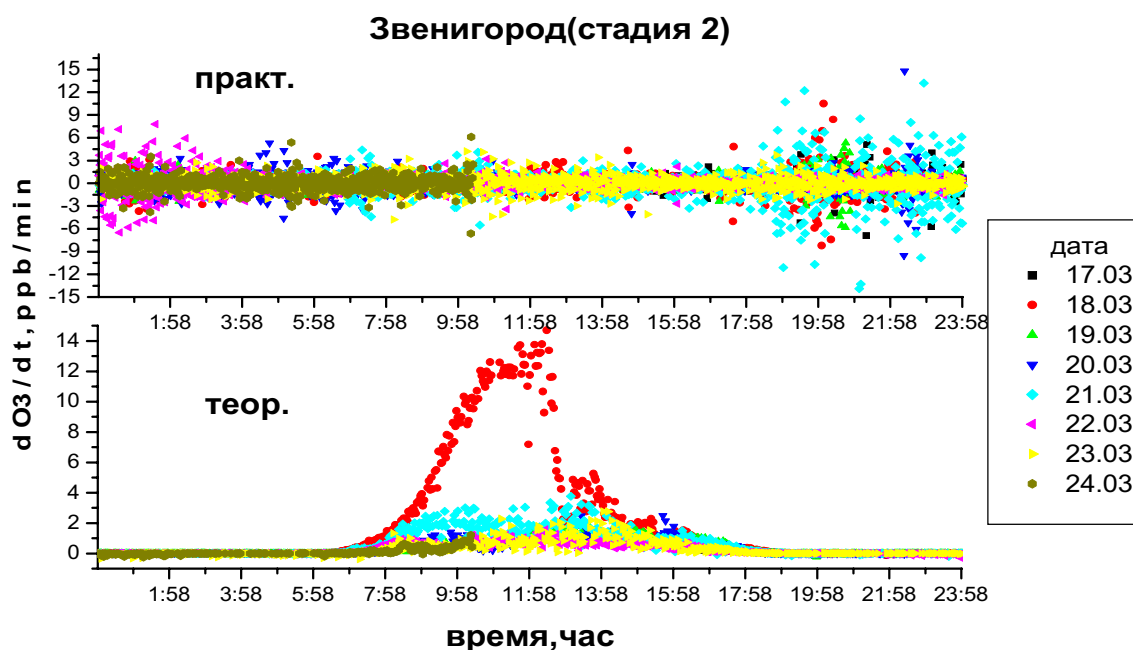


Рис.1 Сравнение теоретических и практически наблюдаемых скоростей изменения концентрации озона

В результате проведенных исследований можно сделать вывод, что в чистых условиях генерация озона из предшественников не наблюдается. Роль генерации при застоях городского воздуха в чистый район переоценивается, если использовать для расчета скоростей генерации озона простейшую схему фотохимического равновесия.

Можно отметить, что ключевую роль в фоновых регионах играет процесс стока озона на подстилающую поверхность.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №03-05-64712 и INTAS 01-0016.

Литература

1. Тарасова О.А. Характерные особенности загрязнения атмосферы и ее окислительных свойств над некоторыми районами России, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Москва, 1999.

2. Calvert J. G., Stockwell W.R. Deviations from the O₃-NO-NO₂ photostationary state in troposphere chemistry, Can. J. Chem., 61, p. 983-992, 1983.

УДК 551.510.5

АНАЛИЗ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПОЛЕЙ ПЕРЕНОСА ВОЗДУШНЫХ МАСС НАД ЕВРОПОЙ

Нам М.Ю., Кузнецов Г.И., Тарасова О.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее десятилетие все большее внимание ученые всего мира уделяют вопросам глобального изменения климата. Эти изменения неразрывно связаны с динамическими процессами в атмосфере, определяющими изменчивость газового состава атмосферы в частности за счет горизонтального и вертикального переноса. Крупномасштабные изменения атмосферной циркуляции отражаются в изменении полей переноса, которые в свою очередь могут определить изменчивость различного масштаба (от нескольких сток до многолетней) приземного озона.

Вопрос о влиянии переноса на концентрацию приземного озона исследуется достаточно давно, но оценки этого влияния получены только для отдельных точек наблюдения [1, 2]. В частности, для Кисловодской Высокогорной станции было показано, что изменение направлений переноса от года к году может быть ответственным за наблюдаемые на станции отрицательный тренд концентрации приземного озона [3].

В данной работе сделана попытка определить характер взаимосвязи между транспортом (переносом) воздушных масс (ВМ), приходящих в Центральную часть Европы и концентрацией приземного (тропосферного) озона в том же районе.

Для оценки переноса ВМ были использованы двумерные траектории. Траектории, построенные на 4 суток назад, имеют разрешение 6 часов и закрывают период 1988 - 1996 год. Они рассчитаны Норвежским Институтом Исследований Атмосферы (NILU) с использованием программы расчета двумерных траекторий системы EMEP и метеорологических данных, обеспеченных проектами EMEP/MSC-W Норвежского Метеорологического Института [www.nilu.no]. Траекторные данные были загружены с web-сайта для 60 озонометрических станций Европы, включенных в проект EMEP.

На основе обратных траекторий был проведен анализ повторяемости различных направлений переноса, оценена его межгодовая и внутригодовая изменчивость. Направления переноса разбивались на 8 секторов по 45 градусов, ориентированных соответственно сторонам света. Считалось, что траектория лежит в данном секторе, если больше 50% ее точек в различные моменты времени находилось в заданном секторе.

На основе повторяемости секторов переноса в течение для каждого месяца были рассчитаны зональный и меридиональный транспортные индексы для всех станций. Эти индексы представляют собой отношение западных/северных направлений переноса к общему числу траекторий в течение месяца, выраженные в процентах.

Были построены поля среднегодовых и среднемесячных индексов переноса, а также оценены межгодовые изменения транспортных индексов и их аномалии. Построенные поля аномалий и межгодовой изменчивости позволили выявить ряд интересных особенностей.

Амплитуда среднегодовых аномалий зонального индекса переноса составляет от -10% до $+10\%$. Следует отметить, что самые значительные положительные аномалии зонального транспортного индекса наблюдаются в 1996 году. Максимальные значения наблюдаются над центральными континентальными регионами Европы. Значительные положительные аномалии зонального индекса наблюдаются также в 1993 году (около 6%).

Интересной особенностью полей аномалий зонального индекса является наличие особой линии перехода через ноль или оси симметрии в ориентации полей. Ее положение совпадает с направлением СЗ-ЮВ или СВ-ЮЗ. Поворот оси симметрии происходит каждые 2-3 года. Можно предположить, что поле аномалий имеет квази-двухлетнюю повторяемость. Однако слишком короткий период анализа (7 лет) не позволяет сделать пока четких заключений.

Наиболее выраженные отрицательные аномалии зонального транспортного индекса (до -5 – -6% по всему полю) наблюдаются в 1995 году.

Следует отметить, что практически во все анализируемые годы поля зонального транспортного индекса существенно неоднородны. Характерные размеры выделенных изолированных аномалий составляют 1000-2000 км.

Распределение аномалий меридионального транспортного индекса находится практически в противофазе с зональным индексом. Исключение составляет 1996 год.

Максимальные амплитуды вариаций меридионального транспортного индекса составляют от -10% до 10% в год. В меридиональном индексе также выражена квази-двухлетняя цикличность. Наибольшие отрицательные аномалии меридионального транспортного индекса наблюдаются в 1992 году и составляют по всему полю около -5% .

Особое внимание нужно уделить полям аномалий 1996 года, когда рост меридионального и зонального индекса наблюдается одновременно. Причем рост и зонального и меридионального транспортных индексов составляет около 10% в максимуме. Можно предположить, что одновременный рост этих индексов связан с ростом повторяемости СЗ сектора переноса, который одновременно вносит вклад в оба индекса.

Как и для зонального транспортного индекса, области изолированных аномалий меридионального индекса имеют пространственные размеры 1000-2000 км.

Амплитуда колебаний показателей межгодовой изменчивости индексов меридионального транспорта за период 1988-1996 составляет промежуток от -15 до 22% . Также, как и в полях аномалий наблюдается квази-двухлетняя цикличность полей межгодовой изменчивости, т.е. в областях с ростом показателей на следующий год наблюдается их уменьшение, и наоборот, в местах где показатели уменьшались, на следующий год наблюдается повышение индексов зонального транспорта. Аналогично полям аномалий, области повышения и уменьшения разделены осью перехода через ноль. Отрицательная аномалия полей изменчивости меридионального транспорта наблюдается в 1996 году. На всем поле среднее уменьшение на 5% . Самая значительная положительная аномалия наблюдается в 1994 году, где в среднем изменения по полю

составляют 10%. Аналогичная структура полей наблюдаются и в межгодовой изменчивости зонального транспортного индекса.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №03-05-64712 и INTAS 01-0016.

Литература

1. Карпечко А.Ю., Н.Ф. Еланский, Г.И. Кузнецов, М.И. Белоглазов, С.А. Румянцов, О.А. Тарасова, Роль процессов переноса воздуха в формировании полей концентрации приземного озона на Кольском полуострове, Известия Академии Наук, Серия Физика Атмосферы и Океана, том 37, №5, 2001, с. 692-699.

2. Tarasova O.A., G.I. Kuznetsov, I.N. Kuznetsova, I.A. Senik, M.I. Beloglazov, A.Karpechko, The Impact of Air Transport and Meteorological Processes on the Surface Ozone Variations at Kislovodsk High Mountain Station and Lovozero Site, Proceedings from the EUROTRAC Symposium 2002, Eds. P.M. Midgley, and M.Reuther, Mergraf Verlag, Wickersheim, Germany, 2002, TOR27.1-5.

3. Tarasova O.A., N.F. Elansky, G.I. Kuznetsov, I.N. Kuznetsova, I.A. Senik, Impact of Air Transport on Seasonal Variations and Trends of Surface Ozone at Kislovodsk High Mountain Station, J. Atmos. Chem, **45** (3), July 2003, p. 245-259.

УДК 551.466

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕТРОВЫХ СОЛИТОНОВ

Мочулин П.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Изучение уединенных волн на поверхности воды представляет интерес не только в научном плане, но и в практическом. В частности, знание параметров ветровых уединенных волн необходимо при проектировании, эксплуатации и добычи нефти и газа с морских платформ. Работ в этом направлении явно недостаточно. Это объясняется тем, что в природных условиях измерения связаны с большими техническими трудностями и сложными гидрометеорологическими условиями, а теоретические исследования таких процессов осложнены необходимостью учета влияния ветра и решения уравнение Кортевега - Де Фриза с правой частью. И только в последнее время ветровые уединенные волны начали активно исследоваться в лабораторных условиях [1].

Нами была проведена серия экспериментов в кольцевом аэрогидроканале, в ходе которых исследовался процесс взаимодействия ветровых уединенных волн. При различных значениях глубины жидкости, высоты воздушного канала, а также скорости ветра были определены режимы работы установки, при которых образовывались два взаимодействующих солитона.

Механизм этого взаимодействия можно описать следующим образом: поскольку скорость солитона прямо пропорциональна его амплитуде, то возникала ситуация, когда больший, второй солитон догонял меньший, первый. По мере сближения второй солитон увеличивал экранирование первого от воздействия ветра, вследствие чего первый солитон уменьшался, а второй продолжал увеличиваться. Однако при малой разнице между энергиями солитонов, когда их амплитуды и скорости были близки, слияния солитонов не происходило. Вместо этого в процессе сближения часть энергии от второго солитона передавалась к первому, в результате чего энергия второй волны

уменьшалась, и солитоны удалялись друг от друга до некоторого расстояния. После этого второй солитон, уменьшившийся в результате потери энергии, начинал увеличивать свою скорость и амплитуду, поскольку поступающая от ветра энергия была больше энергии, теряемой на диссипацию и движение солитона. Первый же солитон сохранял свое состояние. В результате солитоны выходили на позицию повторного взаимодействия.

В случае если разница между амплитудами первого и второго солитонов оказывалась значительной, то ситуация изменялась: второй солитон (с большей амплитудой) проходил через первый солитон (с меньшей амплитудой). Меньший солитон терял энергию, замедлялся еще сильнее и через несколько таких циклов полностью затухал. Таким образом происходило формирование одного единственного солитона.

Детальное рассмотрение процессов взаимодействия ветровых уединенных волн показало, что в нашем случае имела место частицеподобность солитонов, что качественно совпадает с некоторыми выводами Забуски и Крускала [2]. Однако это было справедливо только для взаимодействующих волн с малым различием значений их параметров. При большой разнице значений амплитуд, а, следовательно, скоростей и энергий солитоны проходили друг через друга, то есть имел место волновой характер взаимодействия. В нашем случае явления рекуррентности не наблюдалось и сформировавшийся ветровой солитон сохранял свои параметры вплоть до выключения установки.

Литература

1. Шелковников Н.К. Ветровые уединенные волны в кольцевом аэрогидроканале. М., МГУ, 2002 – 9с., ил., Библ. 12. Деп в ВИНТИ 27.12.2002 № 2283-В2002 .
2. Zabusky N.J., Kruskal M.D. “Interaction of “solitons” in a collisionless plasma and the recurrence of initial states”, Phys. Rev. Lett. 1965. V.15, P.240—243.

УДК 551.466

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ОБМЕН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХСЛОЙНОЙ ЖИДКОСТИ

Дружинский А.П., Журавлёв П.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Известно, что при взаимодействии атмосферы и океана формируется верхний квазиоднородный слой (ВКС), параметры которого необходимо учитывать в прогнозных моделях погоды. Изучением этой проблемы занимались Калацкий [1], Пивоваров, Фёдоров [3] и др. В теоретических моделях, как правило, используют осреднённые характеристики ВКС, что затрудняет выявление механизмов, за счёт которых осуществляется обмен между слоями с разной плотностью. Поэтому является важным исследование изменения толщины ВКС, обусловленного процессами происходящими на границе.

Для выявления механизмов обмена между слоями в двухслойной жидкости и объяснения явления “протуберанцев” (выбросов более тяжёлой солёной жидкости из нижнего слоя в верхний), нами были проведены эксперименты в прямолинейном аэро-

гидроканале сечением $15 \times 15 \times 350 \text{ см}^3$. Стенки канала были изготовлены из прозрачного оргстекла, что позволяло наблюдать процесс распространения волн вдоль всего канала, проводить видео и фотосъемку. Для создания воздушного потока использовался вентилятор, который нагнетал воздух в пространство между поверхностью воды и крышкой канала через специальный короб. Вентилятор имел устройство, позволявшее регулировать поток воздуха, направляемый через рукава в канал. Благодаря этому устройству, скорость ветра в соединительных рукавах можно было изменять от 4 до 16 м/с. Измерение профилей солёности проводилось при помощи датчика электропроводности.

Процесс перемешивания на границе раздела двухслойной жидкости проходил следующие этапы:

1. Образование квази-синусоидальных колебаний над слоем скачка плотности;
2. Появление одиночных “протуберанцев” (т.н. взрывная неустойчивость);
3. Появление большого числа “протуберанцев”, покрывающих границу раздела двухслойной жидкости;
4. Стабилизация (выравнивание) нижней границы ВКС.

На втором и третьем этапах происходили значительные колебания толщины ВКС. При значениях скорости ветрового потока меньших 6 м/с наблюдались все 4 этапа. При этом имело место периодическое повторение 2-го и 3-го этапов до момента стационарирования процесса перемешивания, заключающегося в приостановке заглупления ВКС. На этом этапе нижняя граница ВКС становилась практически ровной, протуберанцы и вихри не наблюдались.

Измерение толщины ВКС проводилось в течении всего эксперимента. Оказалось, что толщина этого слоя пульсирует, до наступления этапа стабилизации.

В результате исследования процесса развития протуберанцев, как при включённом, так и выключенном ветре, было обнаружено качественное совпадение вышеописанных этапов со стадиями развития неустойчивости вихревого слоя описанными Скорером [2].

После выключения ветра и возникновения градиентных течений наблюдалось неожиданное появление колеблющегося слоя, захватывающего область больше половины длины канала. Этот слой, совершая волнообразные колебания, поднимался от дна до нижней границы ВКС. Для качественного объяснения механизма образования такого слоя рассмотрена физическая модель.

Для сопоставления процессов обмена на границе раздела двухслойной жидкости в прямолинейном и кольцевом аэрогидроканалах были проведены специальные эксперименты. Показано, что в кольцевом канале на всех этапах эксперимента, как и следовало ожидать, вертикальная циркуляция не наблюдалась. Кроме этого было обнаружено, что продолжительность начальных этапов процесса вовлечения, характеризуемого образованием квази-синусоидальных колебаний, в прямолинейном канале была меньше.

Литература

1. Калацкий В.И. “Моделирование вертикальной структуры деятельного слоя океана”, – Л., Гидрометеиздат, 1978, 215 с.
2. Скорер Р. “Аэрогидродинамика окружающей среды”. – М., Мир, 1980, с. 250-269.
3. Фёдоров К.Н. “Тонкая термохалинная структура вод океана”. – Л., Гидрометеиздат, 1976, с. 31-54.

УДК 551.510.42

ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА ОТ МЕТЕОПАРАМЕТРОВ

Бубнов А.И.

*Международный государственный экологический университет
им. А.Д. Сахарова, республика Беларусь*

Метеорологические процессы, наряду с фотохимическими процессами, являются важной составляющей формирования полей приземной концентрации озона (ПКО). В данной работе исследовалась зависимость концентрации приземного озона от таких метеопараметров, как температура воздуха, атмосферное давление, скорость ветра и влажность. Материалом для исследования послужили данные измерений ПКО в г. Минске в 2002-2003гг. Удалив из рядов наблюдений сезонные хода, были рассчитаны значения коэффициентов корреляции между рядами остатков ПКО и метеопараметрами. Глубина и характер связи для каждого параметра меняется в течении года. Из вышперечисленных факторов статистически значимыми являются связи ПКО с температурой воздуха и влажностью. Так корреляция между ПКО и температурой воздуха в зимние месяцы незначительна, а в весенний, летний и осенний периоды является положительной. Наибольшие значения корреляции были достигнуты летом, по уровню доверительной вероятности 0.93. Связь ПКО с влажностью является отрицательной, наиболее сильно это проявляется в осенний период.

Используя регрессионную модель, было оценено влияние метеорологических эффектов на формирование полей ПКО. Для оценки их влияния рассматривалось уменьшение дисперсии остатков ПКО [1,2]. В качестве регрессоров использовались ряды остатков температуры, влажности, давления и скорости ветра. Используя метод пошаговой регрессии, были выбраны лучшие предикторы для описания рядов остатков ПКО [3]. Из результатов моделирования следует, что давление – единственный фактор, не влияющий на приземный озон. Для остальных составляющих модели предложено учесть зависимость связей ПКО от сезонов года, то есть изменять соответствующие коэффициенты для температуры, влажности и скорости ветра для каждого сезона. При такой коррекции коэффициент корреляции между данными измерений и расчетами, полученными согласно модели, возрастает с 0.63 ± 0.04 до 0.75 ± 0.03 .

Литература

1. Тюрин Ю.Н., Макаров А.А. *Статистический анализ данных на компьютере*. М., 1998, 528с2. Пановский Г.А., Брайер Г.В. *Статистические методы в метеорологии*. Л., 1972, 214с3. Storch H., Zwiers F.W. *Statistical analysis in climate research*. Cambridge University Press, 1999, p.484.

УДК 551.510.42

ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА ОТ ОКСИДОВ АЗОТА И ГАЗОВ ПРЕДШЕСТВЕННИКОВ

Бубнов А.И.

*Международный государственный экологический университет
им. А.Д. Сахарова, республика Беларусь*

В данной работе на основе боксовой химической модели была исследована зависимость концентрации приземного озона от эмиссии оксидов азота и концентрации газов предшественников. Скорости осаждения газовых составляющих взяты из [1]. В модели принято, что загрязнение атмосферы оксидами азота происходит в течение рабочего дня (с 7.00 до 18.00 часов). В течение этого времени эмиссия NO в атмосферу считалась постоянной и изменялась в пределах от 0 до $30 \cdot 10^{11}$ мол/(см²· с). Суммарная интенсивность алкенов и алканов изменялась в пределах от 5 до $40 \cdot 10^{11}$ мол/(см²· с), при этом соотношение интенсивностей сохранялось постоянным. Скорости фотодиссоциации представлены в виде полусинусоид, начало которых совпадает с восходом, а окончание - с заходом солнца. Использовались значения скоростей, рассчитанные для среднеширотных условий [1].

В ходе расчетов были получены следующие результаты. Значение концентрации приземного озона сначала растет с ростом [NO_x], а затем начинает уменьшаться. Максимум ПКО соответствует значениям [NO_x] от 3 до 14 мкг/м³. Концентрация углеводородов влияет на положение максимума в большей степени, чем уровень фотодиссоциации, в то время как сами значения ПКО сильно зависят от обоих этих факторов. С уменьшением концентрации углеводородов максимум ПКО становится менее выраженным и сдвигается в область более низких значений [NO_x].

Полученные данные хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в результате регулярных измерений ПКО и [NO_x] в г.Минске. Зависимость ПКО от уровня фотодиссоциации можно оценить, используя данные наблюдений за ультрафиолетовой радиацией, которые проводились в период 2002-2003гг., между этими величинами прослеживается четкая положительная связь. Регрессионный анализ показывает, что эта зависимость является статистически значимой, и это экспериментально подтверждается наблюдениями других авторов в средних широтах [2].

Литература

1. Sander R., Crutzen P.J. «Model study indicating halogen activation and ozone destruction in polluted air masses transported to the sea» // *J. Geophys. Res.*, 1996, V.101, P. 9121-9138.
2. Kleinmann L., Lee Y.-N., Springston S.R., Lee J. H., Nunnermacker L., Weinstein- Lloyd J., Zhou X. «Peroxy radical concentration and ozone formation rate at rural site in the south-eastern United States» // *J. Geophys. Res.*, 1995, V.100, №D4, P. 7263-7273.

УДК 551.466.6:532.527

ИЗУЧЕНИЕ ФОРМЫ ВИХРЕВОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ

Степанова Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В цилиндрическом контейнере жидкость со свободной поверхностью приводится в движение с помощью дисков различного диаметра, вращающихся вблизи дна контейнера. Использовались диски-активаторы двух различных типов: с гладкой поверхностью и с прямоугольными выступами различной высоты. Ставится задача - пронаблюдать за изменением формы свободной поверхности жидкости в зависимости от частоты вращения диска-активатора, его диаметра, отсутствия или наличия на нем выступов и их высоты.



Рис. 1. Вихревое возмущение в лабораторном эксперименте

В связи с тем, что теоретические исследования формы свободной поверхности проводились только для идеальной безграничной жидкости, при рассмотрении данной задачи такие уравнения можно применять только для качественного сравнения. Для количественного сопоставления с экспериментальными данными нужно решить другую теоретическую задачу. В ходе экспериментов обнаружилось, что при закручивании жидкости таким способом возникают не только два вихревых движения (тороидальное вихревое движение и движение с вертикальной осью) и возмущение свободной поверхности жидкости в виде воронки, но также отмечено присутствие на свободной поверхности жидкости спиральных волн и более крупномасштабных возмущений (см. рис. 1). Для этих структур, усложняющих форму свободной поверхности, пока еще не создано теоретического описания.

Теоретическая модель [1] описывает форму свободной поверхности идеальной полубесконечной жидкости при наличии завихренности, величина которой полагается конечной, и спиральности равной нулю:

$$p = p_0 + gz - \frac{\omega^2 a^2}{2} \left(\left(\frac{4 + \delta}{3 + \delta} - \frac{\rho^2}{a^2} \right) \theta(a - \rho) + \frac{1}{3 + \delta} \left(\frac{a^2}{\rho^2} \right)^{6 + 2\delta} \theta(\rho - a) \right)$$

где p – давление, ω – угловая частота вращения вихря, a – радиус твердотельного вращения, ρ – расстояние от оси вращения, δ – параметр задачи, по которому она имеет вырождение. В частности при, $\delta = -2$ это решение переходит в известное решение в виде потенциального вихря Рэнкина.

Проведено качественное сравнение формы воронок, полученных в ходе экспериментов, с теоретически рассчитанной формой свободной поверхности идеальной жидкости. Для удобства сравнения все кривые, как теоретические, так и эксперимен-

тальные, были пронормированы на единицу. Это также позволило производить сравнение без учета частоты вращения вихря, т.к. этот параметр утрачивает значимость при нормировке. Каждая экспериментальная кривая, отражающая форму воронки, сравнивалась с теоретическими кривыми для различных радиусов (теоретический расчет) твердотельной зоны вращения вихря и различных значений параметра δ . Что интересно, в большинстве случаев одним из самых близких по форме к экспериментальным данным был классический вихрь Рэнкина. На рис. 2 показаны формы воронок, зафиксированные в экспериментах (синим), и форма поверхности жидкости для классического вихря Рэнкина (красным).

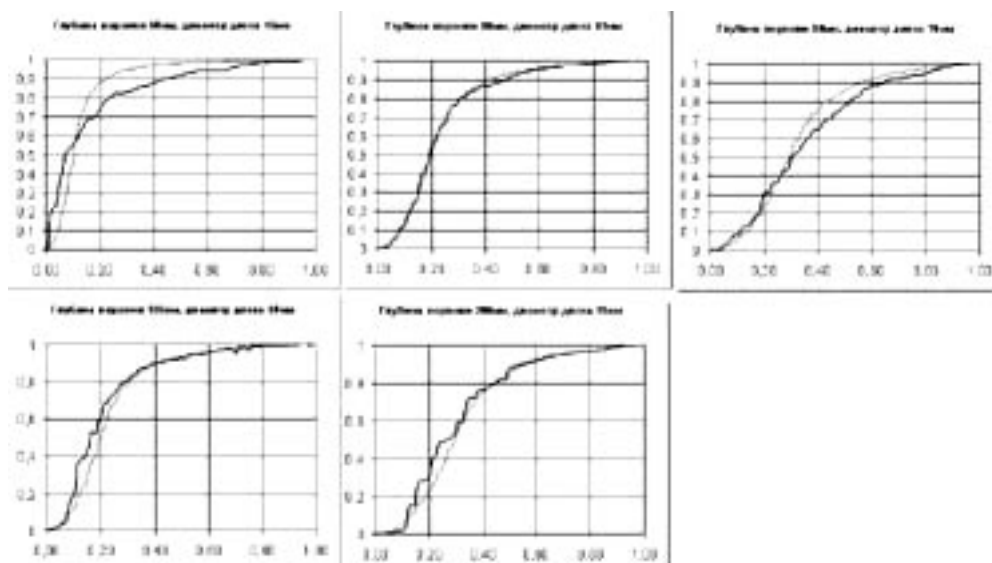


Рис. 2. Формы воронок, полученные в экспериментах. Сравнение с теоретическими расчетами.

Постановка данной задачи не случайна и имеет перспективу в части применения полученных результатов в различных областях науки и техники. Вихревое движение изучается многими научными группами и ученые активно разрабатывают данную область гидромеханики. В нашем случае результаты изысканий могут найти применение в геофизике, при описании вихревых движений различного масштаба в океане и, возможно, атмосфере. Другим применением результатов исследований могут стать практические рекомендации для повышения эффективности работы различных гидравлических механизмов, имеющих вращающиеся части. Возможности данной установки позволяют проводить эксперименты с различными типами активаторов на разном удалении от дна, что позволит моделировать различные физические процессы. Возможно проведение экспериментов со стратифицированной жидкостью, изучение внутренних пограничных слоев. Данное исследование может стать основой для постановки и аналитического решения гидродинамической задачи, которая будет учитывать все значительные параметры неидеальной жидкости и опишет все типы движений, возникающих на поверхности и в толще жидкости.

Литература

1. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д.. Вихревые и спиральные структуры в однородной идеальной жидкости, ИПМ РАН, препринт № 627, М. 1998

УДК 551.510.5

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДВУХ МЕТОДИК ОЦЕНКИ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЕРОКСИРАДИКАЛОВ

Колотников А.М., Кузнецов Г.И., Тарасова О.А.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Изменения газового состава приземного слоя атмосферы как определяющего качество среды обитания вызывают обеспокоенность всего научного сообщества. Особое внимание уделяется изменению окислительных свойств атмосферы, поскольку они определяют, насколько хорошо атмосфера может самоочиститься от антропогенного загрязнения. Среди малых газовых составляющих, являющихся индикаторами окислительной способности атмосферы, можно выделить группу соединений с общей формулой RO_2 – органические пероксирадикалы. Как было показано рядом исследователей [2,3,5], высокие концентрации пероксирадикалов наблюдаются в чистых условиях, в то время как в условиях загрязнения их концентрация уменьшается в десятки раз. Это связано с тем, что RO_2 являются альтернативным путем в окислительных цепочках основных загрязнителей атмосферы (например, NO_x).

В работе было проведено сравнение двух методов оценки концентрации пероксирадикалов. Первый метод основан на оценке отклонения системы NO_x - O_3 от состояния фотохимического равновесия (Photo Stationary State – PSS метод)[1]:

$$[HO_2] + [RO_2] \approx (\varphi - 1)[O_3](k_3/k_5),$$

где $\varphi = \frac{J_{NO_2}[NO_2]}{k_3[NO][O_3]}$.

Здесь $[NO_2]$, $[NO]$, $[O_3]$ – концентрации соответствующих соединений, $J(NO_2)$ – скорость фотолиза NO_2 , k_3 – скорость реакции $NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2$.

Второй метод основан на экспериментально выявленном соотношении между концентрацией пероксирадикалов и скоростью фотолиза озона [3]. В зависимости от значения концентрации NO в атмосфере различают чистые и загрязненные условия. В присутствии достаточного количества NO происходит каталитический цикл образования озона, а в условиях очень низких или очень больших концентраций NO_x происходит разрушение озона. В зависимости от уровня NO_x концентрация пероксирадикалов определяется по одной из двух эмпирических формул:

$$[RO_2] + [HO_2] = \frac{f \times j(O^1D) * [O_3]}{k_{14}[NO_2]} \left(\frac{k_5[CO] + k_{15}[CH_4]}{k_7[NO]} \right) \quad (\text{для } NO > 100 \text{ ppt})$$

$$[RO_2] + [HO_2] = \left(\frac{f \times j(O^1D) * [O_3]}{k'} \right)^{1/2} \quad (\text{для } NO \leq 100 \text{ ppt})$$

Коэффициент k' – это константа, описывающая внутренние и перекрестные реакции HO_2 и CH_3O_2 . Величина f показывает долю возбужденных атомов кислорода, которая приводит к образованию гидроксила OH . $J(O^1D)$ – скорость фотолиза озона, k_5 , k_7 , k_{14} , k_{15} – коэффициенты соответствующих реакций.

Эмпирический метод был разработан для условий высокогорной станции Юнгфрауйох (Швейцария). В данной работе была предпринята попытка применить его в России как для высокогорных, так и для равнинных условий. В работе использовались экспериментальные данные, полученные в экспедиции TROICA-6 на Кисловодской Высокогорной Научной Станции (КВНС), Ловозере и Звенигородской научной станции.

Сложность применения методик заключалась в том, что по различным причинам в течение экспедиции TROICA-6 не все необходимые входные параметры были измерены. Наиболее полный набор данных имелся только для Звенигородской станции. Чтобы оценить концентрацию пероксирадикалов PSS-методом необходимо знать концентрацию NO_2 , которая на КВНС и Ловозера не измерялась. Для ее оценки в указанных регионах использовался пересчетный коэффициент, полученный по усредненному ряду временного отношения NO_2/NO на Звенигородской станции. Скорость фотолиза озона также не измерялась в экспедиции. В работе она оценивалась на основе эмпирической зависимости по скорости фотолиза NO_2 . В качестве опорных точек для определения неизвестных коэффициентов эмпирического соотношения использовались два значения концентрации пероксирадикалов, оцененные методом PSS на КВНС.

Сравнение результатов данных методов, примененных на станциях КВНС, Ловозера и в Звенигороде показывает их относительно неплохую корреляцию и говорит о возможности применения метода, основанного на скорости фотолиза озона, для России. Наилучшее совпадение значений концентрации наблюдается в чистых условиях (КВНС и Ловозеро). Например, максимальные значения концентраций, оцененные с помощью двух методик, составляют 102 ppt по PSS-методу и 322 ppt по второму методу на станции КВНС. Максимальные значения, оцененные для Звенигородской станции составляют: PSS-метод - 141 ppt, а второй метод - 877 ppt. То есть, в загрязненных условиях Звенигородской станции расхождение результатов больше, чем в чистых условиях, примерно, в 2 раза. По сравнению с ранее полученными оценками такое расхождение вполне приемлемо

Различие результатов, получаемых двумя методами, может быть связано с отсутствием необходимых экспериментальных данных и, как следствие, с неточностью значений NO_2 и скорости фотолиза озона, использованных при расчете.

Работа выполнена при поддержке грандов РФФИ 03-05-64712 и INTAS 01-0016.

Литература

1. Parish D.D. et al., Measurements of $\text{NO}_x\text{-O}_3$ photostationary state at Niwot Ridge Colorado, *Journ. Geoph. Research*, 91, 5361-5370, 1986.
2. Parish D.D. et al., The measurement of the photodissociation rate of NO_2 in the atmosphere, *Atm. Envir.*, 17, 7, 1365-1379, 1983.
3. Zanis P. et al., On the relationship of HO_2+RO_2 with $j(\text{O}^1\text{D})$ during the Free Tropospheric Experiment (FRETEX'96), *JGR*, v.104, n. D21, 26913-26925, 1999
4. Cantrell C.A. et al. Peroxy radicals from photostationary state deviation and steady state calculations during the tropospheric photochemistry experiment in Idaho Hill, Colorado, 1993., *Journal of Geoph. Res.*, 102 (D5), 6369-6378, 1997.
5. Еланский Н.Ф., Кузнецов Г.И., Терехова О.А. Суточные и межсуточные изменения концентрации пероксирадикалов в условиях переменной индустриальной нагрузки в г. Москве, *Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия*, №4, с.13-16, 1998.

УДК 551.466

ПРИБЛИЖЕННЫЕ СИММЕТРИИ И ПРИБЛИЖЕННО
ИНВАРИАНТНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ
СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ И ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Васильев М.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В динамике природных систем Земли большую роль играет Мировой океан, эволюцию течений которого описывают модели механики неоднородных жидкостей, к наиболее распространенным из них можно отнести модель несжимаемой вязкой стратифицированной жидкости [1] и предложенную в середине прошлого века Л. Прандтлем модель пограничного слоя [2].

Уравнения движения стратифицированной жидкости, как и многие другие уравнения сплошной среды, являются системами квазилинейных уравнений в частных производных. Учет диссипативных эффектов (вязкости, диффузии, температуропроводности и т.п.) приводит к появлению членов со старшими производными, причем кинетические коэффициенты, в значительной степени определяющие вклад этих факторов в общую картину течений, как правило, малы, величина стратификации обычно также невелика.

В данной работе изучались общие свойства и решения двух систем уравнений линейно стратифицированной жидкости – Буссинеска

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla P + \nu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{g} / \Lambda \\ \frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) S &= \kappa \Delta S + u_z / \Lambda \\ \operatorname{div} \mathbf{u} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и пограничного слоя

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - g S \sin \alpha \\ \frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} &= \kappa \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} + (u \sin \alpha + v \cos \alpha) / \Lambda \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

где x и y - локальные тангенциальная и нормальная координаты, α – локальный угол наклона обтекаемой поверхности к горизонтали, Λ – масштаб стратификации, ν – ко-

эффицент кинематической вязкости, κ – коэффициент диффузии соли, для воды $\nu = 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$, $\nu / \kappa \approx 700$.

К общим методам, позволяющим строить решения систем вида (1), (2) относятся методы теории возмущений. Однако обычно в качестве начального приближения рассматривается линеаризованная задача, что не позволяет в достаточной степени описывать нелинейные свойства систем (1, 2), которые являются их отличительной чертой. К другим недостаткам можно отнести сложности определения радиуса сходимости ряда теории возмущений, появление “вековых” членов, асимптотический характер строящихся рядов. В последнее время было предпринято ряд попыток усовершенствовать методы теории возмущений, используя группы непрерывных преобразований. Прежде всего, к ним следует отнести метод ренормгруппы предложенный Н.Н. Боголюбовым [5].

Использование групп Ли в уравнениях математической физики позволило получить ряд замечательных результатов [3], в частности находить точные решения краевых задач нелинейных систем уравнений механики сплошной среды, с использованием группы растяжений (частного вида группы непрерывных преобразований) было построены решения уравнений Навье-Стокса (диффузия вихревой нити, течение около критической точки на плоскости) – так называемые автомодельные решения. Особенно эффективным оказалось применение групповых методов в теории пограничного слоя, например течение плоской и осесимметричной струи, течения в клине, канале и т.д. [2]. Однако, построение инвариантных решений, как правило, оказывается применимым к задачам с граничными условиями достаточно простого вида. Чтобы преодолеть последнее препятствие была предложена теория приближенных групп симметрии, которая с одной стороны может рассматриваться как теория возмущений в теории групп, а с другой как применение групповых методов в теории возмущений.

Основываясь на классической теории групп Ли суть методов приближенных групп преобразований можно пояснить следующим образом. Пусть дано уравнение, содержащее малый параметр, тогда правая часть уравнения может быть представлена в виде ряда Тейлора

$$F(z, \varepsilon) \equiv F_0(z) + \varepsilon F_1(z) + \dots + \varepsilon^q F_q(z) \approx 0 \quad (3)$$

с точностью порядка $o(\varepsilon^q)$ ($q \geq 0$).

При этом уравнение (3) может допускать существование двух видов инфинитезимальных операторов (генераторов), таких как операторы нулевого порядка

$$X = X_0 + \varepsilon X_1 + \dots + \varepsilon^p X_p + o(\varepsilon^p),$$

который получены на основе некоторых (не обязательно всех) симметрий X_0 невозмущенного уравнения ($\varepsilon = 0$)

$$F_0(z) = 0, \quad (3')$$

и операторов k -го порядка

$$X = \varepsilon^k (X_0 + \varepsilon X_1 + \dots + \varepsilon^{p-k} X_{p-k}), \quad k = 1, \dots, p.$$

Оба вида операторов образуют приближенную однопараметрическую группу, а суперпозиция этих однопараметрических преобразований создают приближенную многопараметрическую группу преобразований.

Также как классическая теория непрерывных групп, теория приближенных групп преобразований позволяет строить уже приближенно инвариантные решения систем дифференциальных уравнений.

В данной работе с использованием методов компьютерной алгебры найдены приближенные группы преобразований уравнений линейно стратифицированной жидкости в приближении Буссинеска и уравнений стратифицированного пограничного слоя, причем в качестве малого параметра рассматривалась вязкость. Построены примеры приближенно инвариантных решений, дана их физическая интерпретация.

Литература

1. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977, 431 с.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного случая. М.: Иностранная литература, 1956, 528 с.
3. Овсянников Л.В. Групповой анализ дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1978, 400 с.
4. Baikov V. A., Gazizov R. K., and Ibragimov N. K., Approximate groups of transformations. Differential equations, Vol. 29, No. 10, 1993.
5. Ковалев В.Ф., Ширков Д.В. Функциональная автомодельность и ренормгруппа симметрия в математической физике // Теоретическая и математическая физика, 1999, Т. 121, № 1, с. 66 – 89.

УДК 551.465.552

РАЗВИТИЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ В ВОДОХРАНИЛИЩАХ И ОЗЕРАХ

Гребнева Н.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

При выполнении настоящей работы проводились натурные и теоретические исследования закономерностей развития струйных стратифицированных течений [1]. Решались следующие задачи: 1) выявление механизмов развития струйных течений по результатам измерений водохранилищах и озерах; 2) разработка методов теоретического описания течений и переноса примесей этими потоками.

При анализе результатов экспериментальных исследований предложены механизмы а) развития струи, отделяющейся от придонного плотностного потока и сливающейся с ним при заглублинии термоклина и при усилениях турбулентного вовлечения (рис.1), б) появления и затухания стратифицированной струи за счет расслоения придонного плотностного потока, сформированного генетически различными водными массами и в) формирования струи над куполообразным термоклином и ее последующего распространения по наклонной изопикнической поверхности (рис.2)

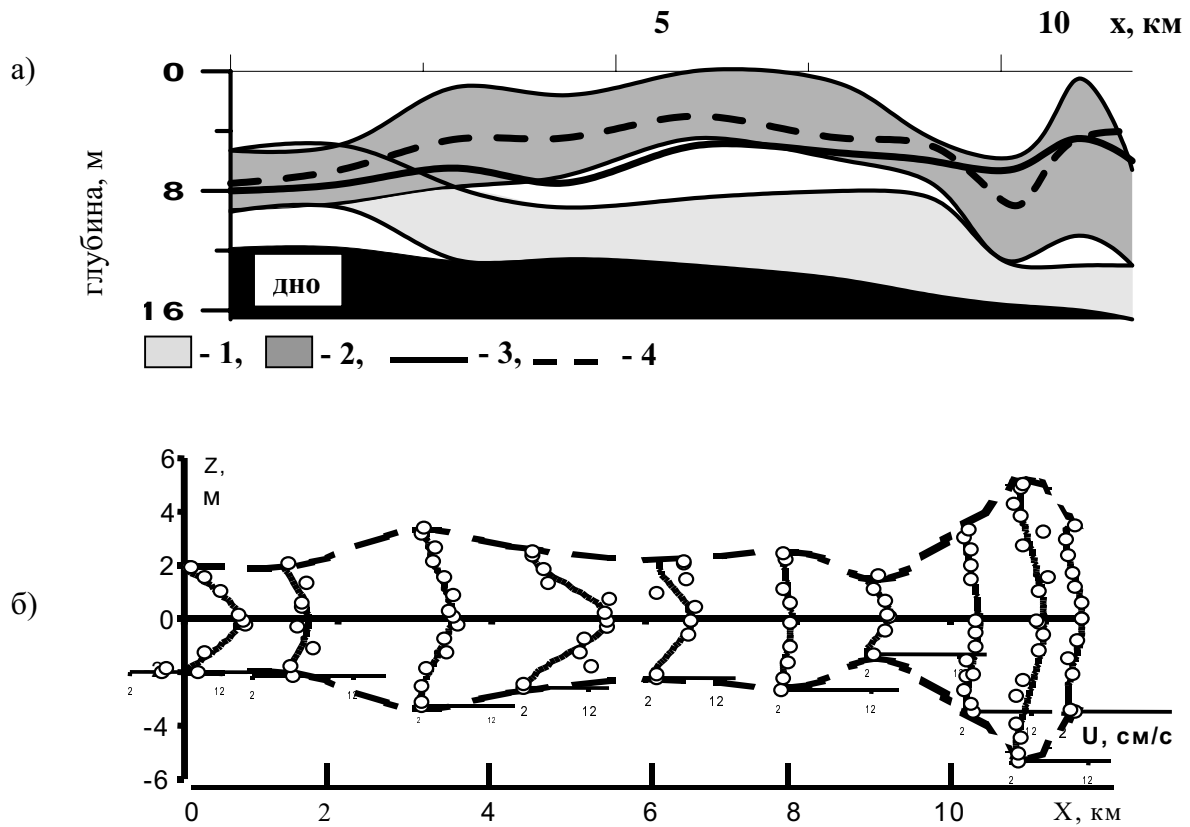


Рис.1. Структура стратифицированных течений в Истринском водохранилище (июль 2001), а) – контуры придонного течения (1) и промежуточной струи (2) на продольно-осевом разрезе ((3) – нижняя граница термоклина, (4) – уровень максимума концентрации взвеси); б) – профили скорости вдоль оси распространения струи. Сплошные кривые – теоретические, пунктир – границы струи, точки – измеренные значения

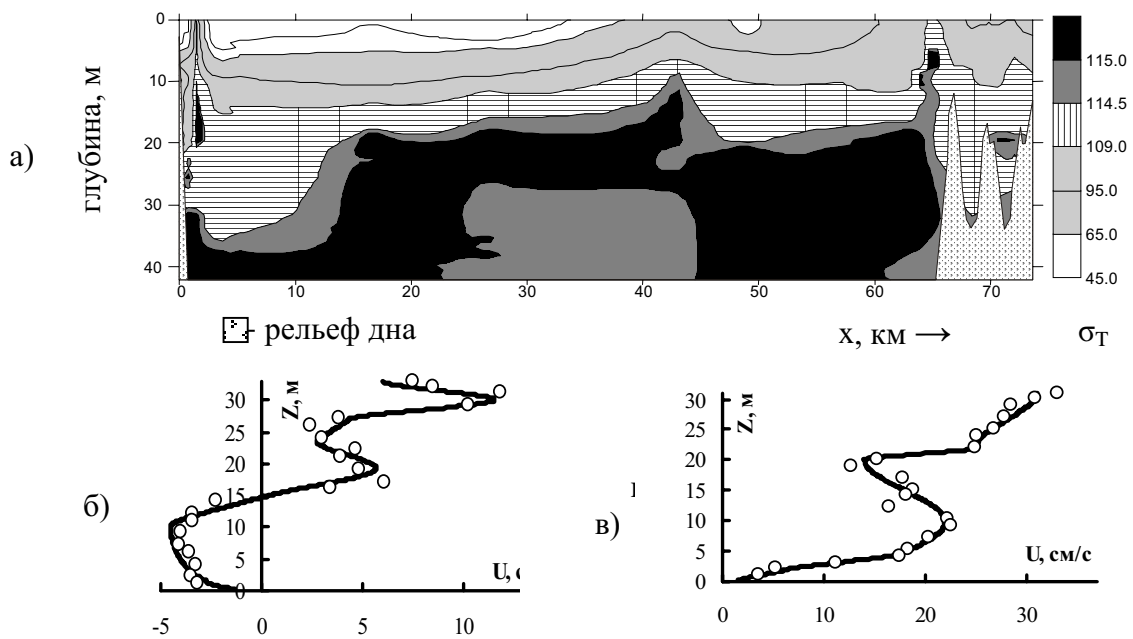


Рис.2 Распределения а) - условной плотности σ_T по глубине и длине Телецкого озера по результатам экспедиции МГУ (июль 2003); б) и в) - скорости течения U по высоте Z над уровнем дна в зоне залива промежуточной струи, переходящей в придонную, в устье р.Чулышман ($x=1.1$ км) и в районе перехода из глубокой в мелководную часть озера перед стоком в р. Бию ($x=66$ км)

Установлено, что распространение промежуточного течения определяется гидродинамической устойчивостью струи, уклоном по ее траектории, а также толщиной струйного течения, взаимодействующего с дрейфовым и придонным плотностным потоками. Получено и апробировано в шести течениях полуэмпирическое выражение распределения скорости струи, позволяющее учесть перечисленные выше факторы.

Найдено полуэмпирическое выражение, связывающее утолщение струи с подвижностью окружающей жидкости, гидродинамической устойчивостью потока и показателем адвективных изменений скорости. Получено теоретическое вертикальное распределение концентрации примеси в приближении подобия для профиля скорости. Установлено, что в стратифицированном течении это распределение аналогично следующему из теории струй. Существенные отклонения наблюдаются лишь в тонком слое вблизи границы струи. Согласно решению, распределения концентрации в верхнем и нижнем слоях смешения могут быть антисимметричными при разных значениях показателей адвективных изменений скорости, концентрации примеси и утолщения струи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-05-64494).

Литература

1. Kuznetsov I. S., Grebneva N. V., Samolyubov B. I. Structural spatial transformations of near-bottom and intermediate stratified currents // Int. conf. "Fluxes and structures in fluids" St. Petersburg.2003. Abstracts of the Reports. . P.70-72.

УДК 551.465.552

НАТУРНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛОТНОСТНОГО ПОТОКА С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ТЕЧЕНИЙ ОКРУЖАЮЩИХ ВОД

*Афанасьев Е.С.

МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет

Плотностные потоки играют важную роль в динамических процессах в озерах и водохранилищах. Развитие этих потоков в значительной мере определяется взаимодействием придонных течений с дрейфовыми и стоковыми. Для расшифровки механизмов подобных процессов необходимо сочетание детальных натуральных и теоретических исследований. Такой подход предпринят в данной работе, цели которой: 1) выявление закономерностей энергопередачи из вышележащих вод в придонный поток; 2) построение и апробация математической модели плотностного течения, взаимодействующего с дрейфовым и стоковым.

В ходе исследований проводились комплексные регистрации распределений скорости, температуры воды, концентраций взвеси, растворенных солей и кислорода на разрезах в водохранилищах и озерах (рис. 1, 2). При анализе данных измерений прослежены преобразования течений и распределений примесей. Выделены эффекты, связанные с влиянием ветра:

- а) ускорения плотностных течений,
- б) смещения их ядер,
- в) усиления вовлечения вышележащих вод,
- г) прогибы изопикнических поверхностей.

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

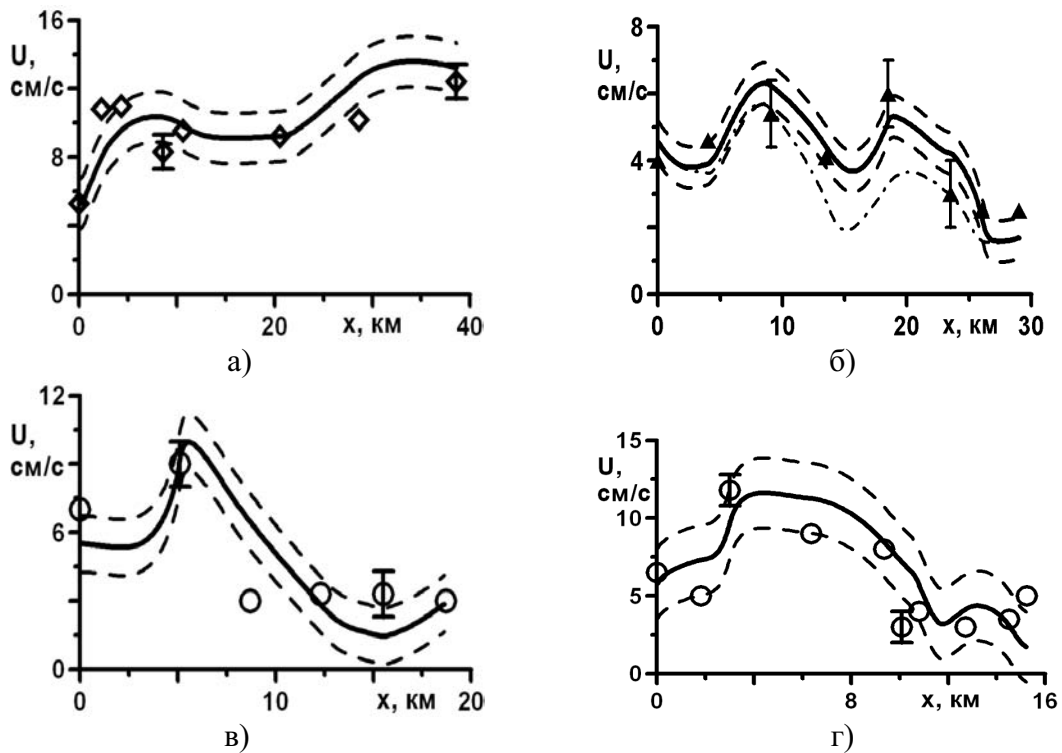


Рис. 1. Теоретические и измеренные продольные распределения максимальных скоростей течения на разрезах на: а) Ивановском (22.07.1999), б) Рузском (29.06.2000), в) Озернинском (02.07.2000), г) Истринском (18.07.2002) водохранилищах

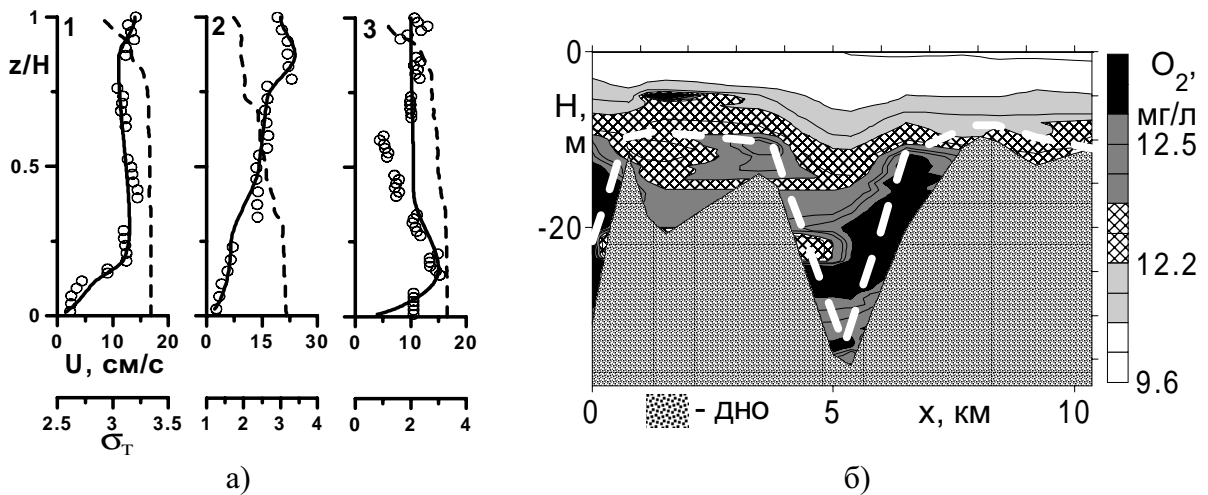


Рис. 2. Распределения а) условной плотности σ_T (пунктир) и скорости течения U (сплошная линия) по высоте z над дном на разрезе в широтной части Телецкого озера (июль 2003) в случаях: (1) – появления вторичного придонного потока на участке с мощным фоновым стоковым течением при ($x=1,3$ км, 1-е углубление по рис.2б), (2) – исчезновения вторичного потока после подъема течения на хребет ($x=3,7$ км), (3) – второй вспяшки гравитационного потока у дна при ослаблении стокового течения ($x=5,2$ км, 2-е углубление по рис. 2б); б) растворенного кислорода по глубине H и длине x на разрезе. Пунктир на рис 2б – верхняя граница придонного течения

При математическом моделировании течений приняты во внимание зависимости переноса импульса от дрейфового потока к придонному от а) скорости ветра, устойчивости и глубины залегания термоклина; б) площади области действия ветра на течение. Эта часть в модели базируется на «клапанном» механизме энергопередачи через термоклин [1]. Модель проверена по данным измерений в Рузском, Озернинском, Истринском, Ивановском водохранилищах (рис. 1) и на Телецком озере.

При анализе распространения стратифицированных потоков в Телецком озере были обнаружены вспыхивающие придонные гравитационно-бароклинные потоки в толще основного стокового течения (рис. 2). Найден критерий существования таких потоков по оценке суммарного влияния гравитационной силы и продольного градиента давления на течение. Этот критерий, включенный в модель, позволяет учесть эффекты появления и исчезновения максимума скорости в придонном слое (рис 2а). В обоих случаях плотностной поток сохраняется при изменениях знака вертикального градиента скорости в слое смешения с вышележащими водами. Положение верхней границы этого потока (пунктир на рис 2б) согласуется с контурами придонной аэробной зоны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-05-64494).

Литература

1. Озмидов Р.В. Вертикальный обмен через слои с большими вертикальными градиентами плотности в океане // *Океанология*, 1997, том 37, № 4, с.492-496.

УДК 551.466

КАРТИНА СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ТЕЧЕНИЯ ВОКРУГ ПЛОХООБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ

Савельев И.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Интерес к явлениям, происходящим в стратифицированных средах, таких как океан и атмосфера обусловлен многообразием явлений и практической значимостью исследований в области природных систем. Благодаря развитию методов наблюдения процессов в океане (буи, подводные аппараты, системы спутникового слежения, а так же акустические, магнитные и другие методы), за последнее время сильно изменилось представление об их динамике. Новые данные выявили неполноту традиционного описания движений в океане и необходимость разработки более полных физических и математических моделей.

В связи с этим наряду с измерениями в естественных условиях, математическим (аналитическим и численным) моделированием, для изучения природных систем широко привлекается лабораторное моделирование. Одним из основных достоинств лабораторного моделирования является возможность многократного воспроизведения изучаемого явления в заданном диапазоне параметров.

В систему уравнений гидродинамики несжимаемой стратифицированной жидкости входят уравнение Навье – Стокса, уравнение непрерывности, уравнение сохранения соли (с учетом диффузионного и конвективного переноса), функция распределения плотности:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \rho \nu \Delta \vec{V} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{V}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho s)}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho s \vec{V} - \rho k_s \vec{\nabla} s) = 0 \\ \rho = \rho(s) \end{array} \right.$$

В случае обтекания вязкой стратифицированной жидкостью трехмерного тела выполняются следующие граничные условия: условие прилипания для скорости на поверхности тела (в данном случае куба) $V|_b = 0$, условие не протекания соли через границу тела

$\left. \frac{ds}{dn} \right|_b = 0$ и затухание всех возмущений на бесконечности $V_\infty = 0$.

В данной задаче размерными параметрами являются размеры тела (в качестве трехмерного тела использовался куб с ребром 2 см), его скорость, ускорение свободного падения, кинематическая вязкость, коэффициент диффузии стратифицирующего вещества (NaCl), распределение соли по глубине (линейная стратификация) и период плавучести ($T = 8,1с$).

Экспериментальная установка представляет собой бассейн с иллюминаторами из оптического стекла, механизма для протяжки тела через бассейн в горизонтальном направлении с различными скоростями, интерференционно-теневого прибор ИАБ-458, фото и видеокамеры для съемки теневой картины. Для измерения периода плавучести и вариаций электропроводности (плотности) использовался контактный датчик, разработанный в лаборатории механики жидкости ИПМ РАН.

Эксперименты были проведены с кубом, длина ребра которого составляет 1,8 см. Куб двигался со скоростями от $\sim 0,5$ до ~ 4 см/с. Картина ламинарного течения представлена на рис. 1. В картине течения можно выделить опережающее возмущение, систему присоединенных внутренних волн, скоростной и плотностной спутные следы. Плотностной след оконтурен тонкой высокоградиентной оболочкой, являющейся продолжением пограничного слоя на теле. Скоростной след, как следует из деформации картины внутренних волн, является более широким, чем плотностной. Угол раскрытия плотностного следа составляет 30° к горизонтали. По линейной теории длина волны в центральном течении $\lambda = 2\pi U / N = UT_b$ и не зависит от вязкости. В данных опытах эта формула выполняется в диапазоне углов $30^\circ < \alpha < 90^\circ$ к горизонтали.

На рис.2 изображена теневая картина со скоростью обтекания куба $U=3,2$ см/с. Важной особенностью этой теневой картины является то, что вокруг тела на небольшом расстоянии виден слой с высоким градиентом плотности. Причем, образовавшийся купол в сечении заметно больше сечения самого тела. Стоит заметить, что при обтекании гладких тел, например сферы, при тех же параметрах, такого эффекта не наблюдается.

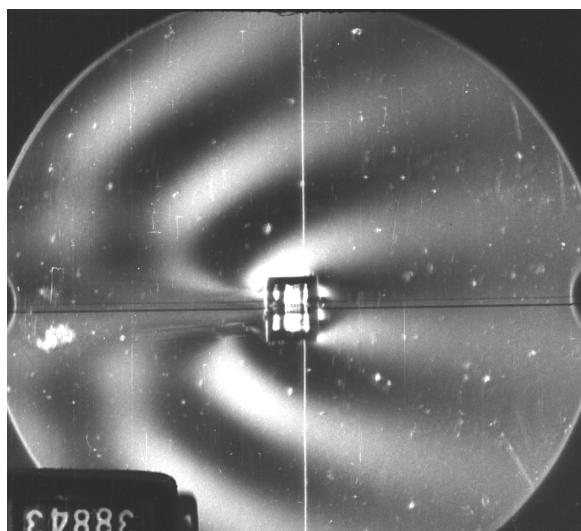
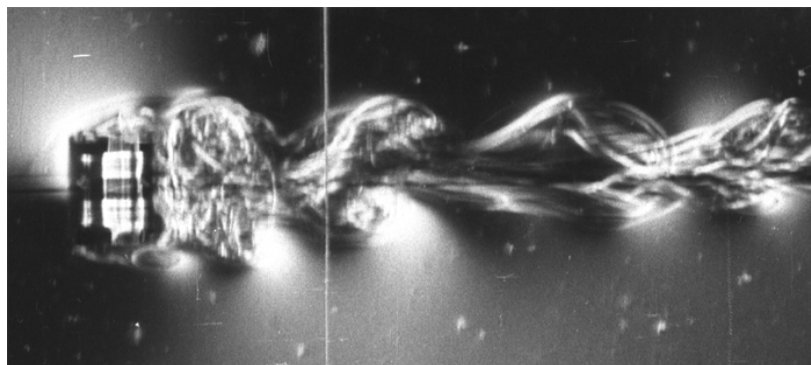


Рис 1. Картина ламинарного течения около куба движущегося слева направо со скоростью $U = 0,5$ см/с ($Re = 90$, $Fr = 0,00117$, $C = \Lambda/d = 939$), вид сбоку. Наклонные и скругленные полосы – внутренние волны прослойки, ограничивающие плотностной след – внутренние пограничные течения

Рис 2. Картина вихревого течения около куба, движущегося справа налево со скоростью $U = 3,2$ см/с ($Re = 578$, $Fr = 0,048$, $C = \Lambda/d = 939$). Видна оконтуривающая тело высокоградиентная оболочка, донный вихрь и система вихревых петель



УДК 523.74

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОРОТКОПЕРИОДИЧНОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА СОСТОЯНИЕ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ МЕТОДОМ ФЛИККЕР-ШУМА

Малиновская Е.А.

Ставропольский Государственный Университет

В настоящее время наблюдается значительное повышение интереса к проблеме воздействия проявлений солнечной активности на состояние нижней атмосферы. Накоплен обширный экспериментальный материал, свидетельствующий о реальности влияния солнечной активности на состояние нижней атмосферы (тропосферы и стратосферы), погоду и климат [1].

Случайные процессы со спектральной плотностью $|\omega|^{-\alpha}$, где α принимает значения от 0,8 до 1,4, называют фликкер-шумом. [2]. Метод спектроскопии фликкер-шума позволяет определить динамическую структуру системы [3]. На основании этого метода были обработаны значения температур в г. Москвы [4] и изменений К-индексов [5] за 2003 год, выявлены интервалы частот температурных колебаний, усредненных по нескольким выделенным интервалам времени, по ним получены коэффициенты корреляции для нескольких месяцев в случае смещения индексов температур на 1, 2, 3 и т.д. суток. Найден интервал смещения, при котором корреляции изменений К-индексов и температур максимальны. На основе этих исследований сделано предположение о длительности влияния изменения энергии электромагнитного поля Земли под действием излучений, исходящих от Солнца, на изменение температур.

Дальнейшие исследования в этом направлении могут выявить различные закономерности в процессах трансформации энергии электромагнитного поля во внутреннюю энергию тепловых процессов в атмосфере Земли.

Литература

1. Морозова А.Л. Модель возмущения в нижней атмосфере, обусловленного вариациями солнечной активности. – М.: Мир, 1969 г.
2. Найденов В.И., Кожевникова И.А.. Фрактальное броуновское движение // Природа. – 2000. – №1. – С. 15.
3. Ванярхо В.Г. Спектроскопия фликкер-шума – метод исследования динамической структуры «Собственное время самоорганизации – масса – энергия гравитационного поля» // Синергетика 6. – М.: 2003г, с 68.

МАТЕМАТИКА**Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Ягола Анатолий Григорьевич**

УДК 517.958:533.7

**ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ДОЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА
НА ОСНОВЕ КВАЗИГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ**

Соколова М.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе предложен и протестирован новый численный алгоритм расчета дозвуковых течений, основанный на системе квазигазодинамических (КГД) уравнений. Преимуществом алгоритма является простота постановки граничных условий. Алгоритм протестирован на задачах течения в каналах с внезапным расширением и внезапным сужением. Результаты расчетов демонстрируют эффективность изложенного метода.

В [1] была предложена система КГД уравнений для описания течений вязкого сжимаемого газа, отличающаяся от классической системы уравнений Навье-Стокса (НС) дополнительными диссипативными слагаемыми. В [2] на основе КГД модели был предложен новый алгоритм расчета сверхзвуковых течений вязкого газа.

При расчете дозвуковых течений в целях стабилизации численного алгоритма вводится искусственная диссипация, однако, в отличие от случая сверхзвуковых течений она присутствует только в КГД слагаемых. Ни тепловой поток, ни трение на стенках добавок не содержат, то есть дополнительная диссипация «работает» только в поле течения и исчезает на стенках.

Обычно при расчете дозвуковых течений возникает проблема постановки граничных условий на входной и выходной границах канала. Традиционно дозвуковые условия громоздки и сложны [3]. В данной работе нам удалось применить граничные условия, используемые при расчетах течений несжимаемой жидкости (на входе – профиль Пуазейля):

$$u_x(y) = -\frac{Re(h)}{2} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \cdot (H-y) \cdot (h-y), \quad p = \left(1 - \frac{x}{L}\right) \cdot p_1 + \frac{x}{L} \cdot p_2, \quad (1)$$

где p_1 - давление в точке с координатами $(h,0)$, p_2 - в точке (h,L) , h - высота уступа, H и L - высота и длина канала соответственно, Re - число Рейнольдса.

Для численного решения задачи в области расчета вводится разностная сетка по пространству и по времени. Компоненты скоростей, давление и плотность определяются в узлах сетки. Значения величин в полущелых узлах и в центрах ячеек определяются как среднее арифметическое их значений в прилегающих узлах. Пространственные производные аппроксимируются центральными разностями со вторым порядком точности. Производные по времени аппроксимируем разностями вперед с первым порядком. Для численного решения начально-краевой задачи используется явная по времени разностная схема. Стационарное решение находится методом установления.

Течение в канале с внезапным расширением

Рассматривается течение однородного дозвукового потока вязкого сжимаемого теплопроводного газа в канале с уступом. Газ втекает со стороны уступа – слева направо. Скорость и плотность входного потока положим равными единице (характерные величины, на которые проведено обезразмеривание), вертикальная компонента скорости равна нулю. $H = 2$, $h = 1$ (в безразмерных величинах).

Граничные условия на входной границе с учетом (1) принимают вид:

$$\rho = 1, \quad u_x(y) = -6 \cdot (2 - y) \cdot (1 - y), \quad u_y = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{12}{Re}.$$

На выходной границе задается равенство нулю производных от плотности и скорости, а давление поддерживается постоянным $p = 1/(\gamma \cdot Ma^2)$, где Ma - число Маха.

Расчеты проведены для разных чисел Маха и Рейнольда, также мы варьировали величину искусственной диссипации. В качестве «контрольной» величины использовали длину отрывной зоны, которая для всех вариантов расчетов хорошо соответствует результатам расчетов течений несжимаемой жидкости [4].

На рис. 1 приведено распределение плотности для случая $Re = 300$, $Ma = 0.1$, пространственный шаг $h_x = 0.5$. Длина отрывной зоны составляет $L_s = 10.1$, что в точности соответствует результату, полученному в случае несжимаемой жидкости.

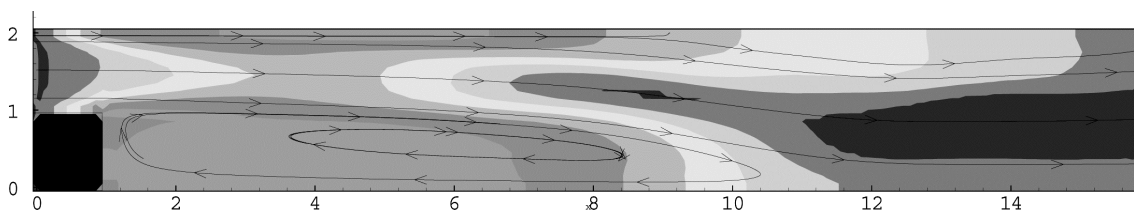


Рис. 1. Течение в канале с внезапным расширением

Течение в канале с внезапным сужением

В данном случае на входной (теперь правой границе) условия принимают вид:

$$\rho = 1, \quad u_x(y) = -3 \cdot (2 - y) \cdot y, \quad u_y = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{6}{Re}.$$

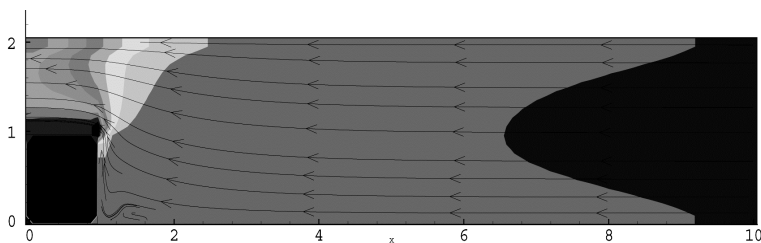


Рис. 2.

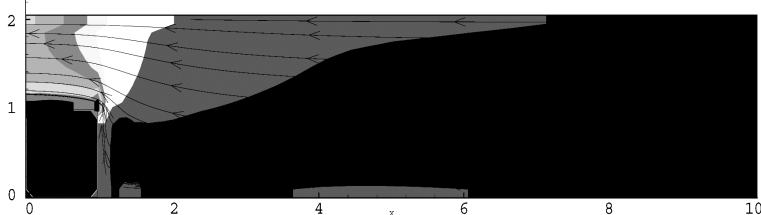


Рис. 3.

Условия на выходной границе аналогичны случаю канала с внезапным расширением.

Проведены расчеты для чисел Рейнольда $Re = 100$ и $Re = 400$, $Ma = 0.1$.

На рис. 2 и 3 приведено распределение плотности для случаев $Re = 100$ и 400 ($\alpha = 0.5$).

Выводы

1. Построен эффективный численный метод расчета дозвуковых течений, основными особенностями которого являются:
2. способ введения искусственной диссипации только в КГД добавки, что позволяет рассчитывать тепловые потоки и коэффициент трения без искажений.
3. способ задания граничных условий на свободных границах позволяет избежать использования так называемых дозвуковых граничных условий, основанных на характеристиках для уравнений Эйлера.
4. Определен оптимальный выбор для параметра регуляризации α .
5. С уменьшением числа Маха скорость сходимости построенного метода замедляется, что является естественным при использовании полных уравнений газовой динамики.

Недостатком этого метода является медленная сходимость при маленьких числах Маха Ma . Для преодоления этого недостатка существуют специальные методы, например, приближение Буссинеска или LM-приближение [5] (Low-Mach-number equations –упрощенные уравнения Навье-Стокса, предполагающие малость числа Маха).

Литература

1. Елизарова Т.Г., Четверушкин Б.Н. //ЖВМ и МФ., 1985, т.25, N10, С.1526-1533.
2. Шеретов Ю.В. // Применение функционального анализа в теории приближений. Тверь: Тверской гос. ун-т, 2001. С. 191-207.
3. Woodward P., Collela P. The numerical simulation of two-dimensional fluid flow with strong shock // J. Comput. Phys. 1984. №54. P. 115-173 – 15
4. Елизарова Т.Г., Калачинская И.С., Шеретов Ю.В., Шильников Е.В. Численное моделирование отрывных течений за обратным уступом. Сб. Прикладная тематика и информатика, Труды факультета Вычислительной математики и кибернетики, Москва, Макс Пресс 2003, N 14, с. 85-118.
5. Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. Внутреннее течение газовых смесей, Наука, Москва, 1989.

УДК 533.7 : 519.63

**ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ
КВАЗИГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ
НА ТРЕУГОЛЬНЫХ СЕТКАХ**

Серёгин В.В.

МГУ им. Ломоносова, физический факультет

Проблема описания течений газа с помощью моделей, расширяющих возможности традиционных уравнений Навье-Стокса, уже долгое время интересует исследователей. Одной из таких моделей является система квазигазодинамических уравнений. Это система описывает поведение пространственно-временных средних - плотности, скорости и давления, а не мгновенных пространственных средних, как в теории Навье-Стокса.

В данной работе предлагается метод решения квазигазодинамических уравнений, описывающих течение вязкого сжимаемого газа в двумерном случае, в областях сложной формы с использованием неструктурированных пространственных сеток. Для построения разностной схемы используется интегро-интерполяционный метод (метод конечного объема). Аппроксимация системы квазигазодинамических уравнений производится явной по времени разностной схемой на треугольной сетке, удовлетворяющей принципу триангуляции Делоне, в соответствии с которым требуется, чтобы в круг, описанный около любого треугольника, не попадало ни одной узловой точки отличной от вершин указанного треугольника. Для каждого узла треугольной сетки строится контур, состоящий из точек пересечения медиан треугольников, содержащих данный узел. Область, ограниченная этим контуром представляет собой новую расчетную ячейку. Физические величины определяются в узлах сетки, а потоки – в серединах граничной ячейки.

В качестве примера расчета рассматривается задача о распаде сильного разрыва. Полученные численные результаты сравниваются с автоматическим решением.

Литература

1. Елизарова Т.Г., Шеретов Ю.В. "Теоретическое и численное исследование квазигазодинамических и квазигидродинамических уравнений" // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 2001, Т.41, N2, С. 239-255.

2. Поляков С.В., Попов И.В. "Разностные схемы для параболических уравнений на треугольных сетках" // Известия высших учебных заведений, 2003, N1, С. 53-59.

УДК 621.372.8

РАСЧЕТ КОАКСИАЛЬНОГО КИРАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Мосунова Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В связи с тем, что в киральных волноводах наблюдается ряд интересных эффектов [1], [2] таких, например, как бифуркация мод, в последнее время они привлекают к себе все большее внимание. Целью данной работы является применение метода конечных элементов для исследования коаксиальных волноводов, заполненных киральной средой.

Рассмотрим бесконечный коаксиальный волновод с идеально проводящими стенками. Введем цилиндрическую систему координат, ось z которой направим вдоль оси волновода. Поле в таком волноводе в отсутствие токов и зарядов описывается системой уравнений Максвелла с однородным граничным условием на стенке волновода $[\vec{E} \times \vec{n}]_{\Sigma} = 0$ (\vec{n} — нормаль к Σ). Будем рассматривать биизотропную модель киральной среды, материальные уравнения которой имеют вид $\vec{D} = a_{11}(\epsilon, \mu, \xi)\vec{E} + a_{12}(\epsilon, \mu, \xi)\vec{H}$, $\vec{B} = a_{21}(\epsilon, \mu, \xi)\vec{E} + a_{22}(\epsilon, \mu, \xi)\vec{H}$ ($a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} \neq 0$). Про-

дольные (E_z, H_z) компоненты векторов напряженности электрического и магнитного поля можно выразить через тангенциальные (\vec{E}_t, \vec{H}_t) . В силу регулярности рассматриваемой волноводной системы вдоль оси z можно положить $\frac{\partial}{\partial z} = i\Gamma$, где Γ – постоянная

распространения. Введем обозначение $\lambda = -i\Gamma$. Задача сведется к решению системы из $4N^2$ уравнений, где N – число конечных элементов на рассматриваемом интервале. Основная идея при нахождении решения заключается в разложении искомой функции по системе выбранных базисных функций $\{N_{ij}\}$. Базисную функцию N_{ij} для конечного элемента, соответствующего узлу (i, j) введенной нами сетки, выберем так, чтобы она была

равна единице в узле (i, j) и нулю во всех остальных узлах: $N_{ij}(r, \varphi) = \varphi \left(\frac{r}{h_r} - i, \frac{\varphi}{h_\varphi} - j \right)$

(функции Куранта). Разлагая поперечные составляющие электромагнитного поля по выбранным базисным функциям, сведем задачу к однородной линейной системе алгебраических уравнений (задача на собственные значения для алгебраической системы).

Для решения системы уравнений написана программа (FORTRAN), которая может быть использована в качестве автономного блока решения прямой задачи при математическом проектировании волноведущих систем с киральным заполнением, обладающих заданными эксплуатационными свойствами.

Рассмотрим конкретную модель киральной среды и приведем для нее несколько первых собственных значений. Пусть $\vec{D} = \epsilon \vec{E} - i0.5 \vec{H}$, $\vec{B} = \mu \vec{H} + i\mu 0.5 \vec{E}$ (параметр киральности равен 0.5). Для постоянной распространения первой моды ($a=1$, $b=0.1$, $\epsilon = 3.5$, $\mu = 2.3$) получены следующие результаты:

Таблица 1. Зависимость постоянной распространения первой моды от k .

К	Re(Γ)	Im(Γ)
1	1.72	9.23
2	2.45	5.76
3	2.97	2.83

Таким образом, проведенные исследования показали, что метод конечных элементов может быть эффективно использован при расчёте волноведущих систем с киральным заполнением при сложной геометрии поперечного сечения. Построенная на основе метода конечных элементов математическая модель достаточно полно и адекватно описывает физические процессы, происходящие в подобных системах.

Литература

1. Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д. – УФН, 1997, том 167, №11, с.1201-1212.
2. Моденов В.П., Ромашин А.В., Цветков И.В. – Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2002, том 5, №2, с.56-58.

УДК 517.958; 621.372.8.

О ПОЛНОЙ НЕПРЕРЫВНОСТИ ОПЕРАТОРА, ПОСТРОЕННОГО ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ЗАДАЧИ О КОЛЕБАНИЯХ В ЛОКАЛЬНО НЕРЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ

*Панин А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Объектом нашего исследования является локально нерегулярный цилиндрический волновод Ω , на границе которого заданы условия Дирихле. Была рассмотрена скалярная модель. Именно, исходной постановкой является задача

$$\begin{cases} \Delta u + \lambda * q(x, y)u = f \\ u|_{\partial\Omega} = 0 \end{cases}$$

Функции f и $q-1$ имеют компактный носитель Ω' . Из физических соображений накладываются так называемые главные условия излучения.

Поскольку заполнение q не обязательно обладает достаточной гладкостью, решение ищется в пространстве $W_{2,loc}^0(\Omega)$.

Переходя к обобщенной постановке, имеем задачу:

$$(\Delta w, u)_{L^2(\Omega)} + \lambda * (w, qu)_{L^2(\Omega)} = (w, f)_{L^2(\Omega)} \quad \forall w \in C_0^\infty(\Omega)$$

Если $q=1$ (регулярный волновод), решение дается формулой (см. [1])

$$R_0(\lambda)v = \sum_{n=1}^{N-1} \frac{i}{2\gamma_n(\lambda)} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi * e^{i\gamma_n(\lambda)|x-\xi|} (\psi_n, \cdot)_{L^2(S)} \psi_n(y) + R_0^N(\lambda)$$

Здесь f было обозначено через v по причинам, которые разъясняются ниже; функции ψ_n - это собственные функции задачи Дирихле для оператора Лапласа на сечении волновода. Числа α_n^2 - соответствующие собственные значения, $\gamma_n^2(\lambda) = \lambda - \alpha_n^2$. В [1] было доказано, что оператор $R_0^N(\lambda)$ является ограниченным при действии из $L^2(\Omega)$ в $W_{2,loc}^0(\Omega)$.

Далее, решение задачи о нерегулярном волноводе теперь можно получить так: строим оператор $U(\lambda) \stackrel{def}{=} -\lambda(q-1)R_0(\lambda)$, подчиняем v задаче $v - U(\lambda)v = f$ (и здесь ясно, почему мы от обозначения f в правой части в задаче о регулярном волноводе перешли к v), $v \in L^2(\Omega')$, и тогда u находится как $u = R_0(\lambda)v$. Мы видим, что для исследования свойств задачи нужно знать свойства оператора $U(\lambda)$. Именно, нами было показано, что при $\lambda \neq \alpha_n^2$ он является вполне непрерывным оператором. Для этого он был представлен в виде суммы конечного числа операторов

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

$$R^j(\lambda)v = -\lambda * (q-1)R_0^j(\lambda)v = \\ = -\lambda(q(x, y)-1) \frac{i}{2\gamma_n(\lambda)} \int_{\Omega} d\xi * d\eta * e^{i\gamma_n(\lambda)|x-\xi|} \overline{\psi_n(\eta)} v(\xi, \eta) \psi_n(y)$$

и оператора $u = -\lambda(q-1)R_0^N(\lambda)$. Далее нами было замечено, что слагаемые $R^j(\lambda)$ являются интегральными операторами, интегрирование в которых можно вести по ограниченной области, а интеграл от квадрата их ядра по всем переменным конечен, следовательно (см. [2]), они вполне непрерывны. Последнее слагаемое было представлено в виде произведения ограниченных операторов, один из которых является вполне непрерывным:

- оператор $A : W_{2,loc}^{0,1}(\Omega) \rightarrow W_2^1(\Omega'')$, где Ω'' - параллелепипед, содержащий Ω' ;
- оператор вложения $B : W_2^1(\Omega'') \rightarrow L^2(\Omega'')$ - он компактен (см. [3]);
- $Cv = \lambda(q(x, y)-1)v : L^2(\Omega'') \rightarrow L^2(\Omega'')$ - ограниченный оператор (следует из квадратичной интегрируемости $q-1$ и неравенства Коши--Буняковского);
- $D : L^2(\Omega'') \rightarrow L^2(\Omega')$ - оператор, "срезающий" все, что выходит за Ω' ; функции, интересные нам, он оставляет без изменения.

Как видим, произведение $DCBAR_0^N(\lambda)$ дает последнее слагаемое. Поэтому оно, а следовательно, и весь U вполне непрерывны.

Полученный результат, а также утверждение о голоморфной зависимости $U(\lambda)$ от параметра (см. [1]) позволяет использовать мероморфную теорему Фредгольма, например, в виде, взятом из [4]: если вполне непрерывный оператор аналитически зависит от параметра в некоторой области его изменения, а при некотором значении параметра резольвента существует, то она существует во всей области, кроме множества изолированных точек и является мероморфной функцией параметра. Поскольку при $\lambda = 0$ резольвента существует, то наш результат действительно содержателен и позволяет судить о свойствах решения задачи о колебаниях в волноводе и спектральных свойствах волновода.

Литература

1. Боголюбов А.Н., Малых М.Д., Свешников А.Г. Явление резонанса в волноводе с неоднородным заполнением. Ж. выч. мат. и мат. физики, **41**(2002), N12, с. 1816-1830.
2. Люстерник Л.А., Соболев В.И. Элементы функционального анализа. М.: Наука, 1965. С. 265.
3. Ладыженская О.А. Краевые задачи математической физики. М.:Наука, 1973. С. 68-69.
4. Келдыш М.В. О полноте собственных функций некоторых классов несамосопряженных линейных операторов. Гл. I. // Избранные труды. Математика. М.: Наука, 1965. С. 308.

УДК 621.372.2

О ПОВЕДЕНИИ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЛНОВОДА ПРИ ВОЗМУЩЕНИИ ЗАПОЛНЕНИЯ

Пономарева В.Л.

МГУ им. Ломоносова, физический факультет

В работе доказана неустойчивость собственных значений электромагнитного волновода с вещественным заполнением по отношению к малым возмущениям его параметров.

Рассмотрим цилиндрический волновод Ω с осью, параллельной оси Oz , и сечением S . Пусть волновод заполнен неоднородным веществом, характеризуемым $\varepsilon = \varepsilon(x, y, z)$ и $\mu \equiv 1$, и ограничен идеально проводящими стенками. Спектральная задача в таком волноводе будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \vec{B} = -ik\varepsilon \vec{E}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} = ik\vec{B}, \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0, \\ \operatorname{div} \varepsilon \vec{E} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

с условием $[\mathbf{E}, \mathbf{n}] = 0$ на границе $\partial\Omega$ и парциальными условиями излучения на бесконечности. Будем далее всюду предполагать, что $\varepsilon(x, y, z)$ – вещественнозначная кусочно-непрерывная функция, носители функций $\varepsilon(x, y, z) - 1$ и j ограничены, а $\rho \equiv 0$.

Теорема 1. Если заполнение волновода $\varepsilon = \varepsilon_0(z)$ и $\varepsilon - 1 \geq 0$, то все собственные функции спектральной задачи образуют две бесконечные серии вида:

$$\vec{E}^{(n)} = \operatorname{rot} \psi^{(n)} \vec{e}_z, \quad \text{где } \psi^{(n)} = Z^{(n)}(z) \phi^{(n)}(x, y), \quad \text{и } (E_z)_k = \tilde{Z}_k(z) \tilde{\phi}_k(x, y), \quad (2)$$

где $\phi^{(n)}(x, y)$, $Z^{(n)}(z)$, $\tilde{\phi}_k(x, y)$, $\tilde{Z}_k(z)$ являются собственными функциями задач, полученных после подстановки (2) в задачу (1) и разделения переменных. Соответствующие этим собственным функциям собственные значения k образуют точечный спектр задачи (1).

Было показано (см. [1]), что, если выполнено $(\vec{E}(x, y, z), \vec{e}_z) = 0$, то непрерывный спектр задачи (1) начинается с первого собственного значения задачи на сечении волновода для $\phi^{(n)}(x, y)$. Более того, начиная с некоторого номера собственные значения, будут погружены в непрерывный спектр. Покажем, что вещественное возмущение заполнения вида:

$$\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_0(z) + \delta \varepsilon_1(x, y, z),$$

где параметр δ характеризует малость возмущения, может привести к исчезновению собственного значения.

Теорема 2. Пусть k_0 – собственное значение задачи (1) с заполнением типа вставки

$$\varepsilon_0(z) = \begin{cases} \varepsilon_0, & -1 \leq z \leq 1, \\ 1, & z \notin [-1, 1], \end{cases}$$

о котором шла речь в теореме 1, и пусть k_0^2 больше первого собственного значения λ_1 задачи для оператора Лапласа на сечении. Тогда существует такое финитное вещественное возмущение ε_1 , что в окрестности k_0 не имеется собственного значения задачи (1) с заполнением $\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_0(z) + \delta\varepsilon_1(x, y, z)$.

Доказательство этой теоремы проведем от противного. Предположим, что в окрестности некоторого собственного значения k_0 невозмущенной задачи (1) имеется собственное значение $k(\delta)$ возмущенной задачи. Тогда, в рамках формальной теории возмущений, собственные функции $\vec{E}(x, y, z)$, $\vec{B}(x, y, z)$ возмущенной задачи (1) и собственное значение k могут быть разложены в ряды вида

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \delta\vec{E}_1 + \dots, \quad \vec{B} = \vec{B}_0 + \delta\vec{B}_1 + \dots, \quad k = k_0 + \delta k_1 + \dots$$

Будем считать, что для нулевой поправки $\vec{E}_0(x, y, z)$ выполнено $(\vec{E}_0(x, y, z), \vec{e}_z) = 0$. Заметим, что первая поправка к компоненте E_z , обозначим ее E , удовлетворяет задаче

$$\begin{cases} \Delta E + \frac{\varepsilon_0'(z)}{\varepsilon_0(z)} \frac{\partial E}{\partial z} + \left[\left(\frac{\varepsilon_0'(z)}{\varepsilon_0(z)} \right)' + k_0^2 \varepsilon_0 \right] E = -(\nabla \left(\frac{\nabla \varepsilon_1}{\varepsilon_0}, \vec{E}_0 \right), \vec{e}_z), \\ E|_{\partial\Omega} = 0, \\ E \in L^2(\Omega), \end{cases} \quad (3)$$

Поскольку непрерывный спектр задачи (3) начинается с λ_1 , у этой задачи существует решение, принадлежащее L^2 , лишь при исключительных правых частях. Разложив решение E задачи (3) в ряд по собственным функциям задачи Дирихле для оператора Лапласа на сечении:

$$E = \sum_{k=1}^{\infty} \xi_k(z) \phi_k(x, y)$$

и подставив его в (3), получим уравнения для определения коэффициентов разложения

$$\xi_k'' + \beta \xi_k' + (\beta' + k_0^2 \varepsilon_0 - \lambda_k) \xi_k = - \int_s \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nabla \varepsilon_1}{\varepsilon_0}, \vec{E}_0 \right) \phi_k(x, y) ds, \quad (4)$$

Рассмотрим уравнение для ξ_1 . Подобно тому, как это было сделано в [2], получим, что:

$$\xi_1|_{z=\pm 1} = 0, \quad \frac{\partial \xi_1}{\partial z} \Big|_{z=\pm 1} = 0. \quad (5)$$

Для доказательства утверждения теоремы, достаточно подобрать $\varepsilon_1(x, y, z)$ так, чтобы решения задачи (4-5) из L^2 не существовало. Рассмотрим функцию:

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon_0 \cos[\chi(z+1)]}{Z_n(z)} \frac{w(x, y)}{\alpha},$$

где $w(x, y)$ – произвольная достаточно гладкая функция, для которой число

$$\alpha = \int_S \left[\frac{\partial w(x, y)}{\partial x} \frac{\partial \phi_n}{\partial y} - \frac{\partial w(x, y)}{\partial y} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \right] \phi_1(x, y) ds,$$

не равно нулю. Следует отметить, что для того, что бы построенная функция была искомой, необходима ее ограниченность, но $\varepsilon_1(x, y, z)$ может обращаться в бесконечность на отрезке $z \in [-1, 1]$ в нулях функции $Z_n(z)$. Обозначим их как z_p , $p = 1 \dots N$. Эту особенность можно устранить: окружим эти точки малыми кругами радиуса r_p и положим ε_1 равным нулю в этих кругах. Такая функция будет ограниченной кусочно-непрерывной, и при достаточно малых радиусах условия на производную (5) все еще не будет выполняться.

Таким образом, показано, что вложенные в непрерывный спектр собственные значения неустойчивы к малым возмущениям заполнения волновода. Это свойство является довольно неожиданным, поскольку обычно собственное значение исчезает лишь при возмущении заполнения комплексной добавкой, то есть при введении затухания.

Литература

1. Локиштанова А.Е. Ловушечные моды в электромагнитном волноводе с локально-неоднородным заполнением. Конф. «Ломоносов- 2002». Секция физика. Сборник тезисов. М., 2002.

2. Боголюбов А.Н., Малых М.Д., Свешиников А.Г. Явление резонанса в волноводе с неоднородным заполнением. // ЖВМ и МФ Том 42 (2002), № 12, с. 1816-1830.

УДК 517.958;621.372.8.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ИМПЕДАНСНОГО ВОЛНОВОДА

Мухартова Ю.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Рассмотрена спектральная задача для цилиндрического волновода Ω , на границе которого заданы условия Щукина-Леонтовича.

Постановка задачи о возбуждении колебаний.

Задача о возбуждении электромагнитных колебаний током вида $je^{-i\omega t}$ в полом цилиндрическом волноводе Ω :

$$\Omega = \{(x, y) \in S; z \in R\},$$

на границе которого заданы условия Щукина-Леонтовича, имеет вид

$$\begin{cases} \operatorname{rot} H = -i\omega E + j, \\ \operatorname{rot} E = i\omega H, \\ [n, E]_{\partial\Omega} = \zeta [n, [n, H]] \end{cases} \quad (1)$$

где ζ - комплексная постоянная.

Спектральная задача.

Для постановки задачи о возбуждении колебаний в волноводе с граничными условиями Шукина-Леонтовича следует сначала рассмотреть спектральную задачу

$$\begin{cases} \operatorname{rot} H = -i\omega E, \\ \operatorname{rot} E = i\omega H, \\ [n, E]_{\partial\Omega} = \zeta [n, [n, H]] \end{cases} \quad (2)$$

допускающую бесконечное число решений вида $(E_n, H_n) \cdot e^{i\gamma_n(\omega, \zeta)z}$. Решение задачи (2) будем искать в виде

$$\begin{aligned} E &= \operatorname{grad}(\operatorname{div} \Pi^e) + \omega^2 \Pi^e - i\omega \cdot \operatorname{rot} \Pi^m, \\ H &= i\omega \cdot \operatorname{rot} \Pi^e + \operatorname{grad}(\operatorname{div} \Pi^m) + \omega^2 \Pi^m, \end{aligned} \quad (3)$$

где электрический и магнитный векторы Герца направлены по оси волновода Oz и зависят от z гармонически:

$$\Pi^e = \varphi(x, y) \cdot e^{i\gamma z} \cdot e_z, \quad \Pi^m = \psi(x, y) \cdot e^{i\gamma z} \cdot e_z. \quad (4)$$

Уравнения Максвелла при этом сведутся к системе

$$\Delta_2 \varphi + (\omega^2 - \gamma^2) \varphi = 0, \quad \Delta_2 \psi + (\omega^2 - \gamma^2) \psi = 0 \quad [1] \quad (5)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} i\gamma \varphi_\tau + i\omega \psi_n + \zeta \cdot (\omega^2 - \gamma^2) \cdot \psi &= 0 \\ -(\omega^2 - \gamma^2) \varphi + \zeta \cdot (i\gamma \psi_\tau - i\omega \varphi_n) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\tau = [e_z, n]$ - касательный вектор к границе волновода.

Будем рассматривать случай цилиндрического волновода, сечение которого S представляет собой круг радиуса R. Перейдем в цилиндрическую систему координат и с учетом условий периодичности по θ получим задачу для u - вектор-функции, компоненты которой являются коэффициентами разложения в ряд Фурье по θ функций $\varphi(\rho, \theta)$ и $\psi(\rho, \theta)$ соответственно. Будем рассматривать случай $\zeta \neq 0$. Умножая уравнение для u на произвольную функцию $v = (v_1 \ v_2)^T$, такую что $v_1 \in W_1^2(S)$ и $v_2 \in W_1^2(S)$, и интегрируя по сечению S, получим следующее тождество:

$$-\int_0^R \frac{dv^T}{d\rho} \cdot \frac{du}{d\rho} \rho d\rho + \int_0^R \left(\lambda^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) v^T u \rho d\rho + \frac{im\gamma}{\omega} (-\bar{v}_1 u_2 + \bar{v}_2 u_1) \Big|_R + \frac{i\lambda^2}{\omega} R \left(\frac{1}{\zeta} \bar{v}_1 u_1 + \bar{v}_2 u_2 \right) \Big|_R = 0, \quad (7)$$

где $\lambda^2 = \omega^2 - \gamma^2$. Вводя в пространстве $W_1^2(S)$ новое скалярное произведение

$$[u, v] = \int_0^R \left(\frac{dv^T}{d\rho} \cdot \frac{du}{d\rho} + \left(1 + \frac{m^2}{\rho^2} \right) v^T u \right) \rho d\rho, \quad (8)$$

можно показать, что как и в [2] задачу для функции u можно представить в операторном виде $u - (A + C_1(\gamma))u - \lambda^2(A + C_2)u = 0$, причем операторы A , C_1 и C_2 являются линейными ограниченными операторами в h -гильбертовом пространстве, норма в котором определяется как $\sqrt{[u, u]}$. Исследуя соответствующие операторам билинейные формы, используя результаты, полученные в [3], и компактное вложение пространства $W_1^2(D)$ в $L^2(D)$, можно показать, что операторы A , C_1 и C_2 являются вполне непрерывными.

Литература

1. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа, 1991
2. Ладыженская О.А. Краевые задачи математической физики. М.: Наука, 1973
3. Stummel F. Rand- und Eigenwertaufgaben in Sobolewschen Räumen. Berlin-Heidelberg-New York: Springer, 1969.

УДК 621.372.8

СИНТЕЗ ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ПРЯМОУГОЛЬНЫМ И КОПЛАНАРНЫМ ВОЛНОВОДАМИ

Буткарев И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Синтез волноводных переходов с заданными характеристиками является важной задачей математической физики [1]. В данной работе рассматривается проблема синтеза волноводного перехода между прямоугольным и копланарным волноводами [2] (рис. 1). Данный волноводный переход может применяться при подключении к прямоугольному волноводу, как интегральных схем, так и дискретных устройств, таких как транзистор. Наличие согласующего ребра позволяет эффективно отводить тепло при применении данного перехода в системах требующих передачи большой мощности, таких как системы питания радарных антенн.

В данной работе осуществляется синтез волноводного перехода имеющего заданный коэффициент отражения на фиксированной частоте при том, что из прямоугольного волновода на переход падает основная ТЕ-мода. Все границы рассматриваемого перехода и волноводов предполагаются идеально проводящими, а заполнение предполагается однородным изотропным. Задача синтеза является некорректно поставленной, т.к. решение не является единственным, кроме того, конечная точность вычисления характеристик перехода приводит к тому, что появляется множество практически эквивалентных решений. Для решения задачи синтеза используется метод регуляризации А.Н. Тихонова.

Для определения коэффициента отражения в ограниченной области включающей волноводный переход вычисляется распределение z -компоненты магнитного вектора Герца. Краевая задача для нее выглядит следующим образом:

$$\Delta u + k^2 u = 0, \quad P \in D, \tag{1}$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial \vec{n}} \right|_P = 0, \quad P \in \partial D \setminus (S_1 \cup S_2 \cup S_B), \tag{2}$$

$$u|_P = 0, \quad P \in S_B, \tag{3}$$

$$u|_{P \in S_1} = A_1 e^{i\gamma_1^{(1)}z} \varphi_1^{(1)}(x, y) + \sum_n R_n e^{-i\gamma_n^{(1)}z} \varphi_n^{(1)}(x, y), \tag{4}$$

$$u|_{P \in S_2} = \sum_n T_n e^{i\gamma_n^{(2)}z} \varphi_n^{(2)}(x, y), \tag{5}$$

где S_1 — входное сечение перехода, S_2 — выходное сечение, S_B — поверхность, имеющая отличную от 0 z -компоненту вектора нормали \vec{n} , $\gamma_n^{(1,2)}$ — постоянные распространения мод прямоугольного и копланарного волноводов, $\varphi_n^{(1,2)}$ — функции сечения. Уравнения (4), (5) в данной системе представляют собой парциальные условия излучения. Для решения задачи (1)-(5) применяется метод конечных элементов. Решение системы линейных алгебраических уравнений полученной в результате применения метода конечных элементов производится с помощью метода минимальной степени, заключающегося в минимизации заполнения на каждом шаге исключения по методу Гаусса.

Исследование данного волноводного перехода показало, что коэффициент отражения практически не зависит от длины перехода L и длины щели l , а фактически определяется профилем ребра. На рис. 2 приведены графики зависимости коэффициента отражения от частоты для волноводных переходов с синусоидальным ребром (непрерывная кривая) и с ребром в форме ступеньки (пунктир) и следующими параметрами: $L=0.5$, $l=0.1$, $w=0.1$, $h=0.15$, $w_R=0.00635$, $w_G=0.00635$, $h_C=0.01$.

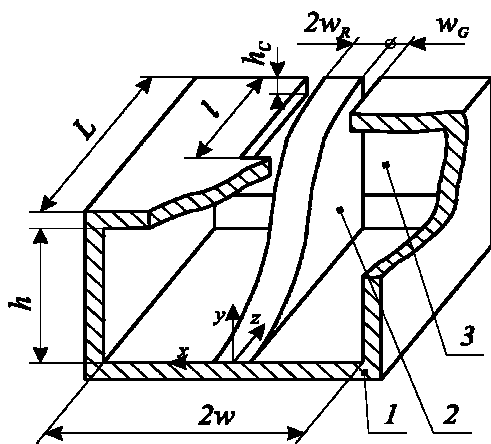


Рис. 1. Геометрия перехода: 1 — входное сечение, 2 — ребро, 3 — выходное сечение

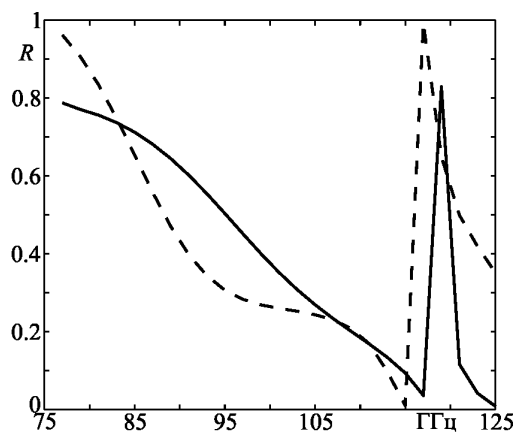


Рис. 2. Коэффициент отражения для двух волноводных переходов

Выбирая профиль в виде ломаной состоящей из трех отрезков, задачу синтеза можно свести к поиску координат ее вершин. В соответствии с методом регуляризации вводится сглаживающий функционал:

$$f^\alpha [q] = (R_0 - R[q])^2 + \alpha \Omega[q], \quad (1)$$

где q — набор синтезируемых параметров, R_0 — требуемый коэффициент отражения, R — коэффициент отражения волноводного перехода, α — параметр регуляризации, Ω — стабилизирующий функционал. Решением задачи синтеза считаем $q_\alpha = \arg \inf_Q f^\alpha [q]$.

Поиск минимума сглаживающего функционала осуществляется с помощью метода скользящего допуска.

В работе приведены примеры решения конкретных задач.

Литература

1. А.Н. Боголюбов, И.А. Буткарев. Синтез трехмерного волноводного перехода // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2002. № 2. С. 3.
2. G.C. Dalman. A simple mm-wave transition from waveguide to coplanar waveguide // Microwave J. 1992. No. 10. P. 109.

УДК 519.6

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Николаева Н.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

При облучении исследуемых ядер тормозными γ -квантами с верхней границей $T = E_0 - mc^2$, где E_0 — полная энергия электрона до взаимодействия с мишенью, а $mc^2 = 0.511$ МэВ — энергия покоя электрона, связь эффективного сечения $\sigma(E_\gamma)$ с экспериментально измеренными выходами $Y(T)$ определяется выражением [1,2]:

$$Y(T) = \mu \int_{E_{\min}}^T W(T, E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad T \in [E_{\min}, E_{\max}], \quad (2)$$

где μ — количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 см^2 мишени, E_{\min} — порог реакции, $W(T, E_\gamma)$ — спектр тормозных γ -квантов ($W(T, E_\gamma)$ — непрерывная функция при $E_{\min} \leq E_\gamma \leq T \leq E_{\max}$). Уравнение (1) — интегральное уравнение Вольтера первого рода относительно неизвестного эффективного сечения $\sigma(E_\gamma)$, которое принадлежит к классу некорректно поставленных задач. Уравнение (1) можно записать в операторном виде:

$$A\sigma = Y, \quad \sigma \in Z, Y \in U, \quad (3)$$

где Z, U — линейные нормированные пространства, а $A: Z \rightarrow U$ — линейный непрерывный взаимнооднозначный оператор Вольтера. Так как $Y(T)$ определяется из эксперимента, то в результате погрешности измерений известна не точная функция $Y(T)$, а не-

которая приближенная функция $Y_\delta(T)$. Не зная $Y(T)$, по известной точности наблюдений можно оценить отклонение $Y_\delta(T)$ от $Y(T)$ в норме пространства L_2 : $\|Y(T) - Y_\delta(T)\|_{L_2} \leq \delta$, $\delta > 0$, т.о. $U = L_2[E_{\min}, E_{\max}]$. Пусть $Z = W_2^1[E_{\min}, E_{\max}]$. В результате эксперимента невозможно получить точный спектр $W(T, E_\gamma)$, поэтому используют приближенный спектр $W_h(T, E_\gamma)$ (например спектр Шиффа [1,2]). В качестве приближенного решения некорректно поставленной задачи (2) выбирается такое решение $\tilde{\sigma}$, для которого функционал Тихонова

$$M^\alpha[\sigma] = \|A_h \sigma - Y_\delta\|_{L_2}^2 + \alpha \|\sigma\|_{W_2^1}^2 \quad (4)$$

имеет минимальное значение. Здесь A_h – интегральный оператор, соответствующий ядру $W_h(T, E_\gamma)$ такой, что $\|A - A_h\|_{W_2^1 \rightarrow L_2} \leq h$, где h – погрешность оператора. Параметр регуляризации α выбирается по принципу обобщенной невязки [3]. Применяемый алгоритм устойчив, а полученное с его помощью приближенное решение $\tilde{\sigma}$ имеет сходимость к точному решению σ в норме пространства W_2^1 , если погрешности $\delta, h \rightarrow 0$ [3]. Метод регуляризации дает возможность выявить лишь ту структуру в эффективном сечении, существование которой гарантируется точностью эксперимента. К сожалению, при решении некорректных задач невозможно оценить погрешность получаемого решения (т.е. указать такое число $\varepsilon > 0$, для которого $\|\sigma_{\delta,h} - \sigma\| \leq \varepsilon$, где $\sigma_{\delta,h}$ – приближенное решение задачи) без знания некоторой дополнительной априорной информации о структуре решения [3].

В данной работе рассматривается подход для оценки погрешности получаемого сечения. Отметим сразу, что данной подход лучше использовать для сечений, имеющих, так называемую, грубую структуру (сечения с такой структурой получаются при обработке данных эксперимента, имеющих низкое энергетическое разрешение) [1]. В качестве априорной информации используется информация о предполагаемом поведении искомой функции на промежутках сегмента $[E_{\min}, E_{\max}]$. Для получения такого рода информации используется структура решения $\tilde{\sigma}$, а так же естественное ограничение на сечение реакции, $0 \leq \sigma \leq C$, где C известная константа. В данной работе сегмент $[E_{\min}, E_{\max}]$ разбивается на промежутки, на которых предполагается, что искомое решение либо монотонная, либо выпуклая, либо монотонно-выпуклая функция. Тогда рассматриваемое множество приближенных решений M является компактным множеством в L_2 , и в качестве множества приближенных решений задачи (2) можно принять множество:

$$Z_M^{\delta,h} \equiv \left\{ \sigma \in M : \|A_h \sigma - Y_\delta\|_{L_2} \leq \delta + h \|\sigma\|_{L_2} \right\} \quad (5)$$

Тогда $\forall \sigma_{\delta,h} \in Z_M^{\delta,h} : \sigma_{\delta,h} \rightarrow \sigma$ при $\delta, h \rightarrow 0$ [3]. И задача оценки погрешности сводится к построению множества $Z_M^{\delta,h}$ или множества его аппроксимирующего. Для этого в работе осуществляется переход к конечномерной задаче, и применяются алгоритмы, предложенные в [4] для построения области, которой принадлежат все приближенные решения задачи, имеющие сходную структуру.

Литература

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1979.
2. Богданкевич О.В., Николаев Ф.А. Работа с пучком тормозного излучения. М. Атомиздат, 1964.
3. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Численные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1990.
4. Дорофеев К.Ю., Титаренко В.Н., Ягола А.Г. Алгоритмы построения апостериорных погрешностей решения для некорректных задач. // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2003. Т. 43. № 1. С. 12-25.

УДК 621.372.8

МЕТОД ГАЛЁРКИНА В ЗАДАЧЕ НА СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ ВОЛНОВОДА С ЧАСТИЧНЫМ БИИЗОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Моденов В.П., Ромашин А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время большую популярность среди специалистов в области электродинамики завоевали так называемые биизотропные среды [1]. Понятие биизотропной среды является обобщением для широкого класса сред. Частным случаем такой среды является диэлектрик, изотропная киральная среда, среда Теллегона и др. Биизотропные среды характеризуются зависимостью векторов индукции электромагнитного поля как линейной комбинации его напряжённостей, коэффициенты которой зависят обычно от одного или двух скалярных параметров [2].

Моделирование процесса электромагнитных колебаний в такой среде, находящейся в волноводе, является актуальной задачей, т.к. позволит разработать СВЧ устройства, удовлетворяющие современным требованиям. С другой стороны, такое исследование имеет и чисто научный интерес.

В 60-х годах на физическом факультете МГУ был разработан математический аппарат, хорошо зарекомендовавший себя при исследовании волноводов, заполненных анизотропными средами. В данной работе этот аппарат обобщается на случай биизотропной среды.

Для исследования электромагнитных колебаний в волноводе с частичным биизотропным заполнением нами применяется метод Галёркина. Разложение векторов напряжённости электромагнитного поля производится по продольным компонентам напряжённостей электрического и магнитного полей пустого волновода [3]. Дополнительно на приближённое решение налагается требование удовлетворения энергетическому тождеству, которому удовлетворяет точное решение задачи.

В настоящей работе рассматривается алгоритм отыскания постоянных распространения бесконечного прямоугольного волновода с частичным заполнением биизотропной средой. Данная задача является задачей на собственные значения, то есть позволяет ответить на вопрос о том, какие типы волн могут существовать в таком волноводе. Эти результаты применяются для решения задач дифракции.

Алгоритм реализован в виде программы для системы математического моделирования Scilab (<http://www.scilab.org>).

Литература

1. Lindell I.V., Sihvola A.H., Tretyakov S.A., Viitanen A.J. "Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media". London: Artech House, 1994. – 291p.
2. Третьяков С.А. // РЭ, 1991. – Т. 36. – № 11. – С. 2090.
3. Свешиников А.Г., Моденов В.П. // РЭ, 1963. – Т. VIII. – № 12. – С. 1998 – 2005.

УДК 517.95

МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗАДАЧЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЛОВУШЕЧНЫХ МОД ВОЛНОВОДА

Тихонов А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Рассматривается задача о волноводе с локальной неоднородностью в двумерном случае. Волновод представляет собой область $\Omega = (z \in (-\infty, +\infty), y \in [0, 1])$. Поле в волноводе удовлетворяет спектральной задаче:

$$\begin{aligned} \Delta u &= -k^2 q(z, y)u \\ \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{\partial\Omega} &= 0, \quad u \in L_2(\Omega) \end{aligned} \quad (1)$$

$q(z, y) \equiv 1$ при $z < z_1, z > z_2$ и $q(z, y) > 1$ при $z_1 < z < z_2$, а также эта функция является симметричной относительно оси $y = 1/2$. На линиях разрыва выполняется условие со-

пряжения $[u]_{\sigma_i} = 0, \left[\frac{\partial u}{\partial n} \right]_{\sigma_i} = 0$, где σ_i - линии разрыва, а в угловых точках -

$$\|\nabla u\|_{L_2(\Omega_\varepsilon)}^2 + \|u\|_{L_2(\Omega_\varepsilon)}^2 < \infty.$$

Предположим, что решение задачи (1) существует. Тогда решение в области $z > z_2$ представимо в виде

$$u = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos(\pi n y) e^{-\gamma_n z}, \quad (2)$$

где $\gamma_n = \sqrt{\pi^2 n^2 - k^2}$, а c_n - числовые коэффициенты [1]. Для сведения исходной задачи в полосу к внутренней краевой задаче, продифференцируем равенство (2) по z и исключим числовые коэффициенты c_n . В результате получим

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -2 \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n \left[\int_0^1 u(z_2, y) \cos(\pi n y) dy \right] \cos(\pi n y) = -2 \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n (u, \cos(\pi n y)) \Big|_{L_2(S_2)} \cos(\pi n y),$$

где S_2 - сечение полосы прямой $z = z_2$. Аналогичное краевое условие получим при $z = z_1$. Обозначим через S_1 сечение полосы прямой $z = z_1$.

Будем рассматривать внутреннюю краевую задачу

$$\begin{aligned}
 -\Delta u &= k^2 q(z, y)u & (3) \\
 \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{y=0} &= 0, \quad \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{y=1} = 0 \\
 \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=z_1} &= 2 \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_1)} \cos(\pi n y) \\
 \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=z_2} &= -2 \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_2)} \cos(\pi n y) \\
 (u, 1) \Big|_{L_2(S_i)} &= 0
 \end{aligned}$$

При этом спектральный параметр входит нелинейным образом в краевые условия.

Справедливо известное утверждение: *Существует нетривиальное решение задачи (3), отвечающее собственному значению k^2 , лежащему в интервале $(0, \pi^2)$, в случае симметричной функции $q(z, y)$ относительно прямой $y=1/2$ [2].*

Введем функциональное пространство

$$W = \left\{ u \in H^1(\Omega_2), u|_{y=0} = 0, u|_{y=1} = 0, \sum_{i=1}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_i)}^2 < \infty \right\}$$

где $\Omega_2 = (z \in (z_1, z_2), y \in (0, 1))$. Введем в пространстве W скалярное произведение

$$(u, v)_W = (\nabla u, \nabla v)_{L_2(\Omega_2)} + 2 \sum \sum \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_i)} (v, \cos(\pi n y))_{L_2(S_i)} \quad (4)$$

Рассмотрим задачу поиска обобщенных решений задачи (3) в пространстве W , т.е. будем искать решение задачи

$$(u, v)_W = k^2 (qu, v)_{L_2(\Omega_2)} \quad (5)$$

Рассмотрим вспомогательную спектральную задачу

$$(u, v)_W = \lambda(k) (qu, v)_{L_2(\Omega_2)} \quad (6)$$

в качестве собственного значения которой выступает спектральный параметр $\lambda(k)$.

Согласно вышеприведенному утверждению, существует такое k , что $\lambda(k) = k^2$. На основе этого строится алгоритм численного вычисления собственных значений задачи (3). Для решения задачи (6) используется метод конечных элементов. Решение задачи ищется в виде разложения по системе базисных функций $u = \sum_{ij} u_{ij} N_{ij}$, а в качестве v используются функции N_{ij} . В данном сообщении используются линейные базисные функции, представимые в виде $N_{ij}(z, y) = N_i(z)N_j(y)$ [4]. Носителем базисных

функций являются прямоугольники. Подставив представления u , v и N_{ij} в (6) получим матричное уравнение

$$Au = \lambda Bu, \quad (7)$$

где элемент матрицы B есть $B_{ij} = (qN_i, N_j)$. Матрица A разбивается на две матрицы: A_1 и A_2 , элементы которых вычисляются следующим образом

$$A_{1ij} = (\nabla N_i, \nabla N_j), A_{2ij} = 2 \sum_{k=1}^2 \sum_{n=1}^N \gamma_n (N_i, \cos(\pi n y))_{L_2(S_k)} (N_j, \cos(\pi n y))_{L_2(S_k)}$$

Уравнение (7) является обобщенной задачей на собственные значения. Матрицы A и B – симметричные и разреженные. Для перехода к обыкновенной задаче на собственные значения, к правой части уравнения (7) применяется разложение Холецкого. После этого получаем задачу $C(k)z = \lambda z$, где матрица C остается симметричной. Таким образом, для нахождения собственных значений задачи (3), будем изменять k от 0 до π , и для каждого k находим собственное значение $\lambda_1(k)$. Далее, находим точку пересечения функций k^2 и $\lambda_1(k)$, которая и будет решением задачи (3). Рассмотренный метод реализован в виде пакета программ, тестирование которого хорошо согласуется с точно решаемой задачей о волноводной вставке.

Литература

1. Свешников А.Г. Принцип предельного поглощения для волновода. Докл. АН СССР, 1951, Т.80, №3, с.345-347.
2. Делицын А.Л. О задаче рассеяния на неоднородности в волноводе. ЖВМ и мат.физ. №4, 2000.
3. Норри Д., Фриз Ж. Введение в метод конечных элементов. М.: Мир, 1981.

УДК 519.642:53.088

УЧЕТ ИНФОРМАЦИИ О СПЕКТРЕ ШУМА ПРИБЛИЖЕННО ЗАДАННОЙ ПРАВОЙ ЧАСТИ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРВОГО РОДА ПРИ ВЫБОРЕ РЕГУЛЯРИЗИРУЮЩЕГО ФУНКЦИОНАЛА

Хохлов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Рассмотрим интегральное уравнение Фредгольма первого рода типа свертки $y(t) = Ax = \int_0^1 K(t-t')x(t')dt'$, где $t \in [0,1]$, $x(t')$, $y(t)$, $K(t-t')$ – непрерывные функции своих аргументов. Будем считать, что решение этого уравнения существует, единственно для заданной правой части, имеет непрерывную первую производную и удовлетворяет граничному условию $x(0) = x(1) = 0$. Используем методику регуляризации А.Н.Тихонова для решения выпященного уравнения. Для этого введем стабилизирую-

щий функционал $\Omega[x] = \left\| x \right\|_{w_1^2}^2 = \int_0^1 \left(x^2 + \left| \frac{dx}{dt} \right|^2 \right) dt$, невязку $\delta y^2[x] = \int_0^1 |Ax - y(t)|^2 dt$ и

рассмотрим вариационную задачу $\begin{cases} x = \arg \min \Omega[x] \\ \delta y^2[x] < \varepsilon^2 \end{cases}$ (ε^2 - априори заданная величина погрешности правой части $y(t)$). Введем базисные функции $\varphi_n(t) = \sin \pi n t$ и

рассмотрим конечномерную задачу $\begin{cases} x_N = \sum_{n=1}^N c_n \sin \pi n t = \arg \min \Omega \left[\sum_{n=1}^N c_n \sin \pi n t \right] \\ \delta y^2[x_N] < \varepsilon^2 \end{cases}$. Для

данного функционала $\Omega[x]$ задача эквивалентна следующей:

$\begin{cases} x_N = \sum_{n=1}^N c_n \sin \pi n t = \arg \min \Psi[c] = \arg \min \left(\sum_{n=1}^N c_n^2 (1+n^2) \right) \\ \delta y^2[x_N] < \varepsilon^2 \end{cases}$. Модифицируем стабилизиру-

ющий функционал, добавив в него набор весов

$\begin{cases} x_N = \arg \min \Psi_\rho[c] = \arg \min \left(\sum_{n=1}^N c_n^2 \rho_n (1+n^2) \right) \\ \delta y^2[x_N] < \varepsilon^2 \end{cases}$. Верна следующая теорема.

Теорема

Пусть веса ρ_n таковы, что $\forall n \in [1, \infty)$ выполнено неравенство $0 < \rho_{\min} < \rho_n < \rho_{\max} < +\infty$. Тогда для произвольной последовательности погрешностей правых частей $\varepsilon_k^2 \rightarrow 0$ существует последовательность N_k такая, что последовательность x_{N_k} решений выписанных конечномерных задач с весами ρ_n равномерно сходится к точному решению исходного интегрального уравнения.

Как видно из теоремы, выбор весов ρ_n не влияет на сходимость последовательности конечномерных приближений. Тем не менее в прикладных задачах выбор той или иной зависимости весов от n позволяет улучшить получаемых приближенных решений задачи в случае, если заранее известен спектр шума. Для этого веса, соответствующие наиболее «шумным» частотам $\omega_n = \pi n$ выбираются большими, а соответствующие наименее зашумленным частотам – меньшими.

На рисунке представлен результат решения модельной задачи для $K(t) = \begin{cases} e^{-2t} \sin 5t, & t > 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases}$. Кривая 1 получена без использования информации о спектре

шума ($\rho_n = \text{const} \quad \forall n$), кривая 2 получена после модификации стабилизирующего функционала с учетом спектра шума ($\rho_n = 1, \forall n \neq 5; \rho_5 = 5$), точное решение (априори заданное при моделировании) изображено пунктирной линией.

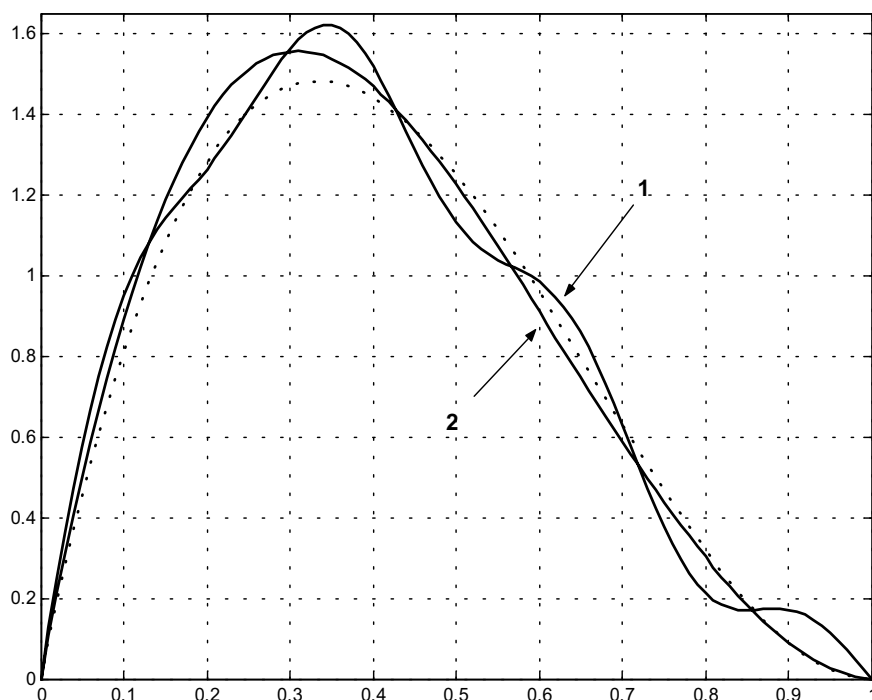


Рис. 1. Результат решения модельной задачи

УДК 517.946

**АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ
СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОЙ СИСТЕМЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ
УРАВНЕНИЙ ПЕРВОГО ПОРЯДКА В ЧАСТНЫХ ПРОИЗВОДНЫХ
С МАЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ В КРИТИЧЕСКОМ СЛУЧАЕ**

*Нестеров А.В., Шулико О.В.

*Обнинский государственный технический университет атомной
энергетики*

Строится формальное асимптотическое представление решения начально-краевой задачи для сингулярно возмущенной системы дифференциальных уравнений первого порядка в частных производных с малой нелинейностью

$$\varepsilon^2 (U_t + DU_x) = AU + \varepsilon F(U), \quad x > 0, \quad t > 0,$$

$$U(0, x) = U_0(x), \quad U(t, 0) = \Phi(t)$$

где $U(t, x)$ - n -мерный вектор решений, D - диагональная матрица, $D = \text{diag } d_i$, $1 \leq i \leq n$, $d_i \geq 0$, A - вырожденная матрица, $F(U)$ - n -мерный вектор-функция, определенный для всех U_i , $1 \leq i \leq n$. Считается, что матрицы A, D - постоянные.

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Асимптотическое представление по малому параметру решения задачи строится вне малой окрестности начала координат. На матрицу A наложено дополнительное условие $\text{rang } A = n - 1$.

Асимптотическое представление решения строится в виде суммы сглаженного вырожденного решения, пограничной функции в окрестности линии $t = 0$ и функции переходного слоя, которая описывается нелинейным параболическим уравнением.

Данная работа является продолжением серии работ [1], [2].

Литература

1. А. В. Нестеров “О внутренних переходных параболических слоях”. Тезисы докладов конференции “Математические идеи П. Л. Чебышева и их приложение к современным проблемам естествознания”. Обнинск, 2002 г.

2. А. В. Нестеров, О.В. Шулико “Асимптотика решения слабо нелинейной системы дифференциальных уравнений типа “реакция-диффузия”” // Мат. моделирование, 2004 г., т. 16.

УДК 533.6.011.8:535.375.5

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

Хинкина Е.П., Чермянинов И.В., Черняк В.Г.

Уральский Государственный Университет им. А.М. Горького

Рассматриваются процессы тепло- и массопереноса однокомпонентного газа в плоском канале в поле резонансного лазерного излучения. Задача решается на основе линеаризованных кинетических уравнений больцмановского типа при произвольных числах Кнудсена (Kn). Эти уравнения включают члены, описывающие селективное по скоростям молекул поглощение света и радиационный распад возбужденного уровня [1]. Столкновения частиц между собой и с граничной поверхностью предполагаются упругими. Газ моделируется как бинарная газовая смесь, состоящая из возбужденных и невозбужденных частиц одинаковой массы, но разных сечений столкновения. В кинетических уравнениях используются аппроксимирующие интегралы столкновений.

Показано, что возможны два механизма тепло- и массопереноса: столкновительный и поверхностный. Первый связан с различием транспортных сечений столкновений между возбужденными и невозбужденными частицами. Второй – с различием коэффициентов аккомодации этих частиц при взаимодействии с поверхностью канала.

В почти свободномолекулярном режиме ($Kn \gg 1$) и в режиме со скольжением ($Kn \ll 1$) для осредненных по сечению канала потоков тепла и массы получены аналитические выражения. При промежуточных числах Kn проведен численный расчет кинетических коэффициентов, характеризующих столкновительный и поверхностный механизмы в светоиндуцированных потоках массы и тепла.

Литература

1. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин В.М., «Светоиндуцированная диффузия газов»// Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, №12, С. 773-776.

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
И КОМПЬЮТЕРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

Председатель подсекции

проф. д.ф.-м.н. Чуличков Алексей Иванович

УДК 539.18

УЧЕБНЫЙ КОМПЛЕКС С «ВИРТУАЛЬНЫЙ МОНОХРОМАТОР»

Терешонок М.В.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Учебный комплекс «Виртуальный монохроматор» представляет собой компьютерную модель реального прибора и предназначен для обучения студентов работе с монохроматором. Эта модель позволяет студенту ознакомиться с устройством монохроматора, понять принципы его работы и определить влияние характеристик прибора на результат эксперимента.

Программное обеспечение позволяет управлять различными параметрами виртуальной экспериментальной установки и наглядно демонстрирует формирование сигнала на выходе прибора и его зависимость от этих параметров, как на примере абстрактной узкой спектральной линии, так и на примере экспериментального спектра, полученного с помощью реального прибора. Внешний вид реальных приборов и некоторых их деталей, а также взаимодействие различных частей установки между собой демонстрируют включённые в программный комплекс трёхмерная модель установки и её анимированная схема.

С комплексом «Виртуальный монохроматор» можно работать, как с обычным прибором - монохроматором, используя в виртуальном эксперименте спектральные данные, полученные ранее на реальном приборе. В программном обеспечении имеется ряд средств для графического представления и обработки спектральных данных.

С помощью такой модели можно выполнять целый ряд задач атомного практикума. Такой задачей является, например, задача "Изучение работы монохроматора", которая реализована в данной версии программы.

Содержание задачи "Изучение работы монохроматора" состоит в ознакомлении с конструктивными особенностями и принципами работы прибора и в выполнении следующих упражнений:

- Изучение зависимости характеристик прибора от ширины щелей;
- Калибровка прибора по длинам волн;
- Определение спектральной чувствительности прибора;
- Определение линейной дисперсии и разрешающей способности прибора.
- В дальнейшем планируется пополнение базы спектральных данных и постановка других задач атомного практикума на базе этого комплекса.

Литература

1. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М., 1972
2. Зайдель А.Н., Прокофьев В.К., Райский С.М., Шрейдер Е.Я. Таблицы спектральных линий. М., 1962

3. Квливидзе В. А., Белавин В. А., Петухов В. П., Радченко В. В. О новом подходе к созданию учебных лабораторных установок для физических практикумов. Физическое образование в ВУЗах, т. 4, № 4, 1998, стр. 93-106.

4. Квливидзе В. А., Белавин В. А., Костин И. К., Радченко В. В. Учебные лабораторные комплексы по атомной физике на основе экспериментальных баз данных. Научная конференция, Ломоносовские чтения, апрель 2002, стр. 40

УДК 531.383

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ КЕЛЬТСКОГО КАМНЯ

*Григорьев Д.А., Тихонов М.А.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Среди лекционных демонстраций по курсу динамики твердого тела особое место занимает кельтский камень. Он сочетает в себе простоту показа и сложность объяснения. Кельтский камень может иметь различные формы, обычно он изготавливается в виде вытянутой лодочки с двумя дополнительными грузами, помещенными таким образом, что центр масс располагается в центре симметрии лодочки, но главные оси тензора момента инерции не совпадают с ее осями симметрии. В таком исполнении камень, положенный на горизонтальную плоскость, может устойчиво вращаться в одном направлении, но при вращении в противоположную сторону его движение становится неустойчивым, переходит сначала в колебательное движение, а затем во вращение в обратную сторону – так, что это может показаться нарушением закона сохранения момента импульса.

Несмотря на кажущуюся простоту объекта, он представляет собой несимметричный гироскоп, описание вращения которого очень сложно, и подробное описание его движения очень громоздко [1, 2]. Целью настоящей работы было создание компьютерной программы, позволяющей сопровождать демонстрацию реального кельтского камня и, не прибегая к громоздким вычислениям, показать, что его поведение описывается стандартными уравнениями динамики вращательного движения. Для этого нами была написана программа на языке C++, рассчитывающая движение кельтского камня в определенных модельных предположениях. В работе приводится сравнение рассчитанного движения с лабораторным экспериментом.

В программу встроены две разные модели для расчета. Первая исходит из предположения, что вся масса лодочки сосредоточена в одной точке – в ее центре масс, и позволяет проследить возникновение эффекта кельтского камня на максимально простой системе, состоящей всего из трех грузов. Вторая считает массу лодочки равномерно распределенной по ее объему, что приближает эксперимент к реальному. В обоих случаях учитывается только сила тяжести и сила трения покоя, не позволяющая лодочке проскальзывать по столу. К особенностям программы можно отнести возможность

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

менять геометрические размеры, расположение в пространстве, начальную скорость и массу лодочки, а также положение и массу грузов. Кроме того, программа предоставляет пользователю возможность выбрать один из предлагаемых наборов параметров, соответствующих наиболее интересным случаям движения кельтского камня. Рассчитанные данные программа выдает в виде графиков и таблиц временных зависимостей компонент угловой скорости, положения центра масс и точки касания камня со столом. Набор графиков и таблиц для вывода задается пользователем.

В результате проведенных численных экспериментов удалось показать, что, в отличие от волчка Томсона [3, 4], особенности движения кельтского камня проявляются в отсутствие силы трения скольжения.

Результаты, полученные с помощью программы, соответствуют экспериментам, проведенным с настоящими кельтскими камнями [5].

Литература

1. Маркеев А. П. Динамика тела, соприкасающегося с твердой поверхностью. М.: Наука, 1992. 335 с.
2. Карапетян А.В., Румянцев В.В. Устойчивость консервативных и диссипативных систем. Итоги науки и техники. Общая механика. М.: ВИНТИ. 1983. Т. 6. 131 с.
3. Алешкевич В.А., Деденко Л.Г., Караваев В.А. Механика твердого тела. Лекции. М.: Изд. Физического факультета МГУ, 1997 г.
4. Сивухин Д. В. Общий курс физики. М.: Наука, 1989. Т. 1: Механика. 576 с.
5. Walker J. The Mysterious "Rattleback": A Stone That Spins in One Direction and Then Reverses. Sci. Amer. 1979. Vol. 241, № 4. P. 144-149.

УДК 535.391.4

КОМПЬЮТЕРНАЯ ДЕМОНСТРАЦИЯ МЕХАНИЗМА ВОЗНИКНОВЕНИЯ РАДУГИ

*Багров Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Написана программа, демонстрирующая механизм возникновения радуги. Программа позволяет проследить ход лучей в капле и рассчитать зависимость интенсивности от угла наблюдения радуги с учетом коэффициентов отражения и преломления света. Программа предназначена для сопровождения лекций по оптике.

В настоящее время в университетском курсе оптики не изучается такое яркое и красивое явление как радуга [1-3]. В литературе по общей физике этот вопрос часто освещается крайне сжато, а иногда и игнорируется вовсе. В то же время радугой любовался каждый, и наверняка не раз возникал вопрос о том, каким образом на небе появляются окрашенные полосы.

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

Целью работы является описание и демонстрация механизма возникновения радуги. Для этого была написана программа, позволяющая проследить ход лучей в капле и рассчитывающая угол наблюдения (угол между падающим на каплю лучом и лучом, вышедшим из нее после преломления и отражения). Демонстрируется, что лучи, для которых угол наблюдения близок к максимальному, имеют минимальную расходимость, а значит и максимальную интенсивность выходящего света [4]. Программа численно рассчитывает зависимость интенсивности света от угла наблюдения, имеющую явный максимум при углах наблюдения, близких к максимальному.

Программа позволяет задавать показатель преломления и демонстрирует порядок следования цветов в радуге. Для более точных расчетов предусмотрена возможность использования коэффициентов преломления и отражения по формулам Френеля. Результаты вычислений программа выводит на экран в виде графиков.

Таким образом, программа позволяет качественно и количественно описать процессы, связанные с возникновением радуги.

Литература

1. Лансберг Г.С. Оптика. М: Физматлит. 2003 г.
2. Матвеев А.Н. Оптика. М: Высшая школа. 1985 г.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Наука. Т. 3: Оптика 1985 г.
4. Тарасов Л. В., Тарасова А. Н. Беседы о преломлении света. М.: Наука. 1982 г.

УДК 577.3

МОДЕЛИ ЗАДАЧ БИОФИЗИКИ В КОМПЬЮТЕРНОМ ПРАКТИКУМЕ

Докукина И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Основными целями предлагаемого компьютерного практикума являются демонстрация и изучение физических явлений, процессов и работы с понятиями, которые с трудом воспринимаются и усваиваются студентами при прослушивании лекции без демонстраций и прочтении соответствующей литературы, а также знакомство студентов с современными исследованиями, проводящимися в различных областях физики.

В последнее время при решении современных задач физики все чаще начинают пользоваться аппаратом нелинейной динамики. К ключевым понятиям нелинейной динамики можно отнести такие понятия, как фазовая плоскость, фазовый портрет, отображение Пуанкаре, бифуркация, хаотическое движение, предельный цикл, ограниченный хаос, аттрактор и т.д. Опыт показывает, что большинство этих понятий в отсутствие практических занятий усваивается студентами на уровне определений.

Предметом исследования одной из относительно новых областей биофизики, получившей название «клеточная сигнализация» [1], являются молекулярные механизмы регуляции клеточного метаболизма внешними сигналами, несущими в клетку информацию.

Паракринная межклеточная связь посредством осцилляций кальция была открыта сравнительно недавно [2]. Модель, качественно описывающая этот механизм, была создана в 2003 году [3]. Для описания внутриклеточной динамики кальция была взята

модель, описанная в работе [4]. Исследование сигнализации кальция является актуальным вопросом современной биофизики, так как многие клеточные процессы, в которых активно участвует кальций, к настоящему времени исследованы недостаточно. Так как модель, описанная в работе [4], является основополагающей при изучении вопросов сигнализации кальция, было решено включить ее под названием «Внутриклеточные осцилляции Ca^{2+} » в состав практикума.

Также эта задача позволяет на конкретном биофизическом примере проиллюстрировать использование аппарата нелинейной динамики. Условия, при которых начальное увеличение внешней стимуляции приводит к возникновению периодических пиков концентрации Ca^{2+} в цитоплазме можно найти в результате анализа поведения системы на фазовой плоскости $Y_2(Y_1)$, где Y_2 – внутриклеточная концентрация Ca^{2+} , а Y_1 – концентрация Ca^{2+} в цитоплазме. Величина осцилляций Ca^{2+} зависит от параметра β , который описывает влияние изменения концентрации внешнего гормонального стимула и лежит в промежутке $\beta_{\min} < \beta < \beta_{\max}$. Таким образом, наблюдаются две бифуркации перехода из стационарного режима в колебательный при $\beta = \beta_{\min}$ и обратно при $\beta = \beta_{\max}$. Частота осцилляций зависит от значения параметра β .

Студентам предлагается исследовать наличие осцилляций Ca^{2+} в зависимости от функции насыщения, получить бифуркационные значения параметра функции насыщения, а также исследовать зависимость периода и амплитуды осцилляций свободного цитоплазматического Ca^{2+} и осцилляций Ca^{2+} в $InsP_3$ -нечувствительной цистерне от функции насыщения.

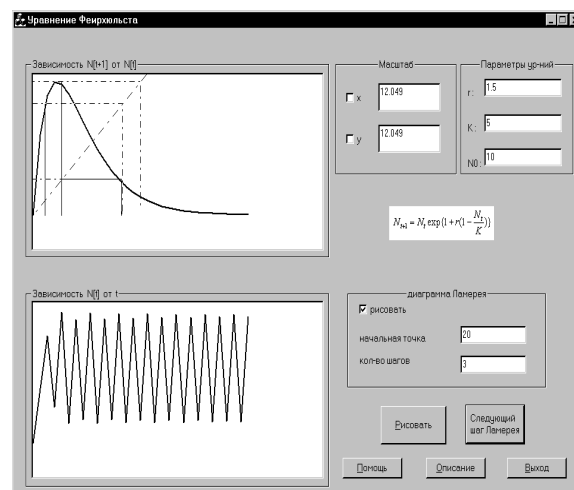
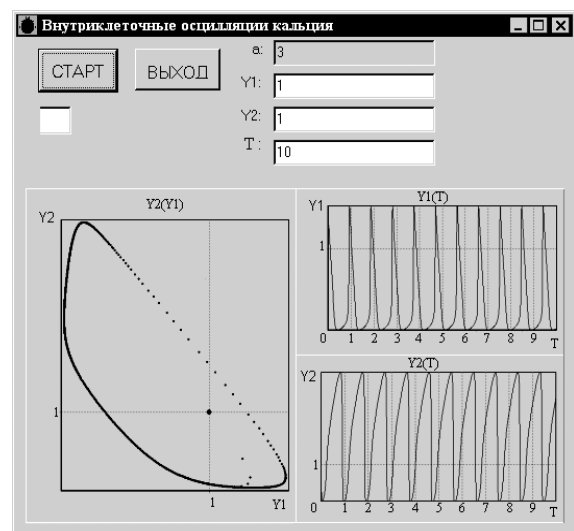
Для исследования устойчивости дифференциальных уравнений в разностной форме часто пользуются методом «лестницы Ламерея» [5]. Работу этого метода можно проиллюстрировать на одном из известных уравнений биофизики, описывающем динамику популяций – дискретном аналоге уравнения Ферхюльста:

$$N_{t+1} = N_t \exp\left\{r\left(1 - \frac{N_t}{K}\right)\right\}. \text{ При этом также}$$

демонстрируются основные понятия нелинейной динамики.

В связи с этим задача «Дискретное уравнение Ферхюльста» также была включена в состав практикума.

При исследовании динамики численности популяций наиболее важным является нахождение состояний устойчивого и неустойчивого равновесия, а также качественное исследование динамики численности популяции. Непосредственное реше-



ние дискретного нелинейного уравнения Ферхюльста представляет некоторую сложность и является, в данном случае, неоправданным. На фазовой плоскости точка пересечения биссектрисы первого координатного угла $N_{t+1} = N_t$ и функции $F(N_t) = N_t \exp\{r(1 - \frac{N_t}{K})\}$ определяет равновесное состояние системы. С помощью «лестницы Ламерея» можно получить характерные колебательные режимы динамики численности популяции.

Студентам предлагается исследовать динамику численности популяции при различных значениях скорости роста r . В каждом случае студенты определяют тип режима динамики (монотонный рост, колебания, циклы различной длины и т. д.).

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю с.н.с. Грачёву Е.А. за постановку задачи и консультации.

Литература

1. Филипов П.П. "Как внешние сигналы передаются внутрь клетки". Соросовский образовательный журнал, № 3, 1998.
2. Hofer A.M., Curci S., Doble M.A., Brown E.M., Soybel D.I. "Intercellular communication mediated by the extracellular calcium-sensing receptor". Nature Cell Biol. 2000. \textbf{7.} P. 392-398.
3. Gracheva M.E., Gunton J.D. "Intercellular communication via intracellular calcium oscillations". J. Theor. Biol. 2003.
4. Goldbeter A., Dupont G., Berridge M.J. "Minimal model for signal-induced Ca^{2+} oscillations and for their frequency encoding through protein phosphorylation". Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1990. **87.** P. 1461-1465.
5. Ризниченко Г.Ю. Лекции по математическим моделям в биологии. Часть 1. Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2002.

УДК 577

КЛЕТОЧНЫЕ АВТОМАТЫ – ОБРАБОТКА ДАННЫХ В КОМПЬЮТЕРНОМ ПРАКТИКУМЕ

Сержан Б.Л., Докукина И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Лабораторный практикум является неотъемлемой частью любого физического курса и преследует несколько целей. Среди них формирование умений наблюдать и объяснять физические явления, пользоваться физическими приборами и инструментами, обрабатывать результаты измерений и делать выводы на основе экспериментальных данных. Вместе с тем, возможности лабораторного практикума ограничены.

Компьютер позволяет моделировать процесс проведения эксперимента практически из любой области физики. При моделировании физических процессов на компьютере обучение физических понятий, явлений и процессов становится более наглядным.

В связи с этим целесообразным является использование лабораторного практикума, организованного с помощью компьютера и информационных технологий.

Отметим также, что студентов необходимо знакомить с современными исследованиями, проводящимися в различных областях физики.

В последние два десятилетия бурно развивается новая наука – синергетика [1], предметом которой является коллективное поведение больших систем взаимодействующих объектов, причем систем неравновесных и открытых, то есть обменивающихся со своим окружением и энергией, и веществом, и информацией. Ярким примером такой системы является живой организм [2].

Неотъемлемой составляющей частью жизнедеятельности тканей является электрическая активность тканей [3], как спонтанная, так и вызванная различными внешними причинами. Электрическая активность может служить запускающим фактором для других процессов, например мышечного сокращения. Ее нарушения или перестройка между ее различными нормальными режимами являются крайне интересным предметом для исследований, экспериментальных и теоретических, прикладных и фундаментальных.

Из этих соображений было решено включить в состав компьютерного практикума изучение клеточно-автоматной модели электрической активности гладкомышечной ткани [4], описывающей самые общие свойства ткани, составляющих ее клеток и их взаимодействия.

Студентам предлагается на основании простейшей реализации этой модели пронаблюдать за жизнедеятельностью небольшого участка гладкомышечной ткани и провести измерения электрической активности этого участка. В частности, с помощью предложенной программы студенты могут обнаружить несколько характерных устойчивых режимов динамики модели, а именно режим волновой активности, режим «блуждающих огней» и режим «ревербератор» (рис.1).

Кроме того, полезно исследовать зависимость некоторых статистических характеристик модельных сигналов от параметров модели. В качестве исследуемых характеристик можно выбрать, например, энтропию (рис.2), средние частоты спектра мощности, корреляционные функции, плотность вероятности распределения значений сигнала.

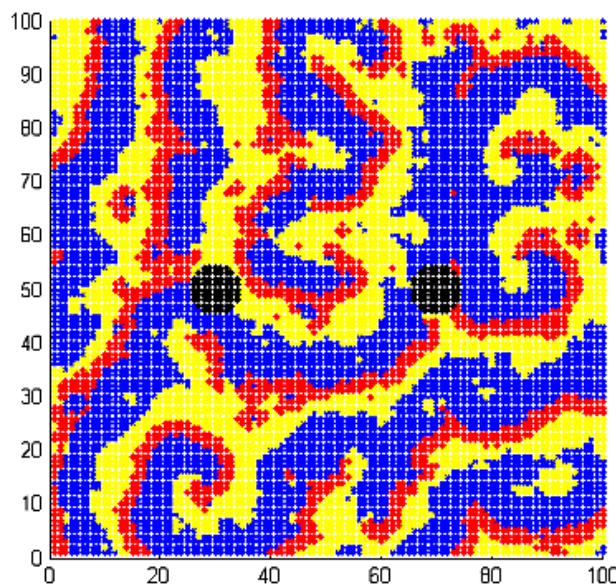


Рис. 1. Режим «ревербератор»

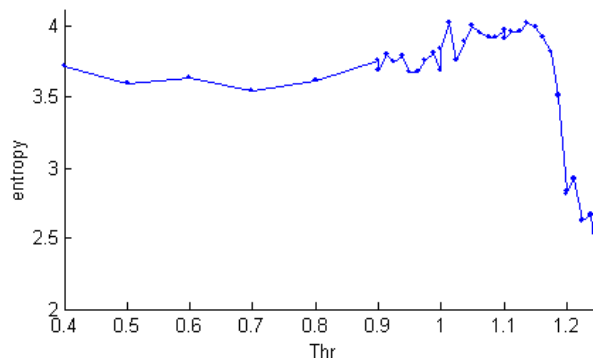


Рис.2. Смена режима динамики модели

Выбор данной модели обусловлен тем, что ее использование позволяет получить значительно более подробную картину жизнедеятельности ткани, чем имеющиеся на текущий момент экспериментальные методы.

Литература

1. Пригожин И., Стенгерс И. Порядок из хаоса. М, Эдиториал УРСС, 2000.
2. Климонтович Ю.Л. Статистическая теория открытых систем. т.1-3. М., Янус, 1995, 1999, 2001.
3. П.Г. Богач, Л.В. Решодько. Алгоритмические и автоматные модели деятельности гладких мышц. – Киев, Наукова думка, 1979.
4. Сержан Б.Л., Васильев В.А., Грачёв Е.А. Клеточно-автоматная модель электрической активности гладкомышечных тканей. Одиннадцатая международная конференция «Математика, компьютер, образование», сборник тезисов докладов. РХД Москва-Ижевск, 2004.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ГЛАДКОМЫШЕЧНОЙ ТКАНИ: МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ

Сержан Б.Л.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Электрическая возбудимость живых тканей составляет неотъемлемую часть их жизнедеятельности и является определяющей для многих других процессов, например, сократительной активности мышц или распространения нервных сигналов.

В гастроэнтерологии широко используются измерения электрической активности гладкомышечных тканей желудка и кишечника. В настоящее время практически все используемые методы обработки данных этих измерений чисто эмпирические и позволяют узнать только макроскопические свойства ткани. Сами измерения, кроме того, не дают пространственно-подробной картины электрической активности, так как число используемых электродов весьма мало (от 2 до 8).

Отсюда возникают сразу две задачи: прямая – с помощью моделирования исследовать характерные режимы динамики возбуждения в гладкомышечной ткани. Обратная – опираясь на знание этих режимов, разработать такой метод численной (цифровой) обработки сигналов, который позволил бы по данным измерений электрической активности восстановить некоторые микроскопические (относящиеся к одной клетке) параметры, прежде всего – порог возбудимости и характерные времена возбуждения и рефрактерности клеток, эффективность межклеточной передачи возбуждения.

Для гладкомышечной ткани как структуры, состоящей из отдельных связанных между собой клеток, наиболее естественной будет модель, построенная из клеточных автоматов. Сознавая невозможность отразить в одной модели все известные свойства этой ткани и составляющих ее клеток, автор предлагает модель, отражающую лишь наиболее общие свойства, некоторые «аксиомы» электрофизиологии, которые выполняются для любых тканей такого типа. Такими «аксиомами» являются наличие трех основных состояний клетки (возбужденного, рефрактерного, состояния покоя), порога

возбудимости, низкоомных контактов между клетками и т.д. В эту модель в качестве параметров входят все остальные, варьирующие для конкретных образцов гладкомышечной ткани характеристики. Таким образом, параметры модели – не только числа, но и функции, например, зависимость тока потенциала действия от времени.

Для первичного исследования модели был выбран крайне примитивный набор конкретизирующих ее функций и параметров. Компьютерное моделирование позволило выявить наличие как минимум трех устойчивых режимов динамики возбуждения в модели – режим волновой активности, режим «блуждающих огней» (рис.1) и режим «ревербератор» (рис.2).

Был промоделирован также процесс измерения электрической активности ткани при помощи вживленных электродов. Полученные сигналы обрабатывались различными способами, в т.ч. строились спектральные распределения мощности, корреляционные функции, вычислялась энтропия сигнала. Были построены зависимости этих характеристик сигнала от параметров модели. Пример – на рис.3.

Полученные к настоящему моменту зависимости статистических характеристик системы от ее параметров не позволяют однозначно определять микроскопические параметры клетки по наблюдаемой электрической активности модели. Однако, было отмечено главное достоинство данной модели – возможность наблюдать картину жизнедеятельности ткани сколь угодно подробно. Автор намерен продолжать исследование, используя для конкретизации модели точные экспериментальные данные.

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность своему научному руководителю Грачеву Е.А. за консультации и сотруднику НИИ

Литература

1. П.Г. Богач, Л.В. Решодько. Алгоритмические и автоматные модели деятельности гладких мышц. – Киев, Наукова думка, 1979.

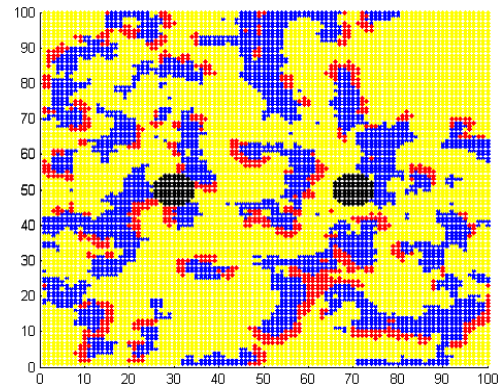


Рис.1. Режим «блуждающих огней»

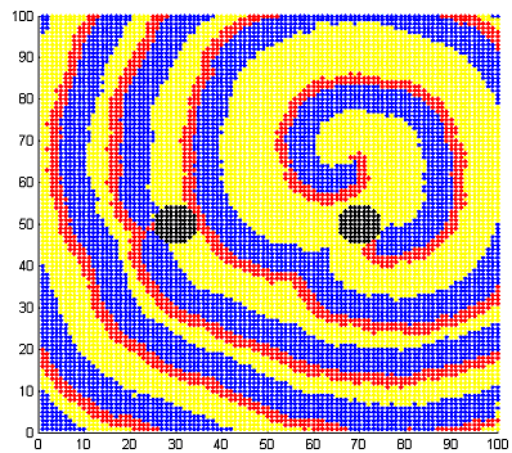


Рис.2. Режим «ревербератор»

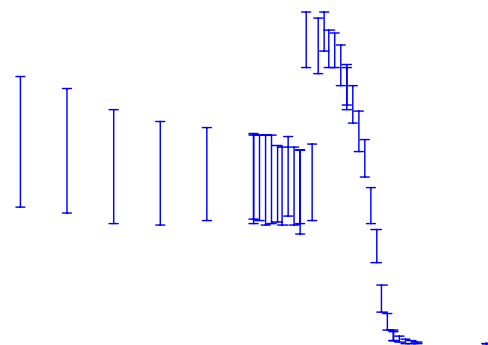


Рис.3. Зависимость доли возбужденных клеток от порога возбудимости

2. Рубин А.Б. Биофизика, т.2. Биофизика клеточных процессов- М., Высшая школа, 1987.
3. Климонтович Ю.Л. Статистическая теория открытых систем. тт.1-3. М., Янус, 1995, 1999, 2001.
4. Marvin M. Schuster. Schuster Atlas of GASTROINTESTINAL MOTILITY in Health and Disease. BC Decker Inc, London, 2002.
5. Marc A.M.T. Verhagen et al. Pitfalls in the analysis of electrogastrographic recordings. – Gastroenterology, August 1999, Volume 117, Number 2, p.453 to p.460.

УДК 517.958:533.7

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВХОДЕ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ В АТМОСФЕРУ МАРСА

Соколова М.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Работа посвящена расчетам течений, возникающих при входе возвращаемых летательных аппаратов в атмосферу Марса. Возможности таких полетов в настоящее время широко обсуждаются. Некоторые данные по типичным траекториям полета спускаемых аппаратов можно найти в книге [1].

Режим течения в окрестности спускаемого аппарата со временем изменяется от свободномолекулярного до режима сплошной среды, затем снова переходит в свободномолекулярный. Соответственно, изменяется скорость движения, плотность и температура среды, а также вязкость окружающего газа. Для всех точек траектории течение в окрестности аппарата характеризуется большими числами Маха (17-30), резким перепадом температуры вблизи лобовой поверхности (1500-30000 К) и широким диапазоном чисел Рейнольдса ($Re = 10^2 \div 2.5 \cdot 10^5$). Это делает расчет течения достаточно сложной вычислительной задачей.

В данном исследовании рассматривается только гидродинамический аспект проблемы, поэтому химические реакции и излучение, возникающее в пограничном слое перед аппаратом при температурах свыше 10000К, не учитываются.

Расчеты проведены на основе системы квазигазодинамических уравнений (КГД) с использованием численного алгоритма [2]. Ранее КГД уравнения успешно использовались, в частности, для расчета течений плотного и разреженного газа в окрестности диска, расположенного перпендикулярно набегающему сверхзвуковому потоку [3]. Сопоставление давления, коэффициента трения и теплового потока на передней поверхности диска с данными расчетов по методу Монте-Карло доказали возможность проведения расчетов по КГД модели в области течений с большими числами Маха (5 и 20) в широком диапазоне чисел Кнудсена.

Так как основной целью исследования был расчет тепловых потоков на лобовой поверхности аппарата, его реальная форма была заменена упрощенной – цилиндром,

поверхность которого поддерживается при постоянной температуре $T_w = 1500K$. В отличие от [2], для адекватного описания умеренно-разреженного газа на лобовой поверхности цилиндра задавалось условие скольжения для скорости и условие скачка температуры [4]:

$$u_s = \frac{\sqrt{\pi} \cdot \eta}{\rho \cdot \sqrt{2RT}} \cdot \frac{\partial u_\tau}{\partial \bar{n}}, \quad T_s - T_w = \frac{\sqrt{\pi}}{2 \cdot R} \cdot \frac{1}{\sqrt{2RT}} \cdot \frac{\kappa}{\rho} \cdot \frac{\partial T}{\partial \bar{n}}$$

Здесь ρ - плотность газа, T - температура, u_τ - тангенциальная составляющая скорости, R - газовая постоянная, $\partial/\partial \bar{n}$ - производная по нормали к границе области обтекания.

Коэффициенты динамической вязкости η и теплопроводности κ определяются по формулам:

$$\kappa = \frac{\gamma \cdot R}{Pr \cdot (\gamma - 1)} \cdot \eta, \quad \eta = \eta_\infty \cdot \left(\frac{T}{T_\infty} \right)^\omega,$$

где γ - показатель адиабаты, а зависимость вязкости от температуры носит экспоненциальный характер. Рассматривается течение вязкого газа CO_2 с параметрами: $\gamma = 1.4$, $Pr = 0.737$, $\omega = 0,634$ [4].

Были проведены расчеты для моментов времени $t=50, 150, 270, 300, 340$ секунд, соответствующих различным точкам траектории полета. Распределения плотности, температуры и линий тока в окрестности цилиндра сравнивались с результатами, полученными по двум вариантам метода Монте-Карло: DSMC1 и Disiraf, приведенным в [5].

Для одного из вариантов расчета ($t=50, Ma=29$) приведем распределение плотности (рис. 1) и температуры (рис. 2) вдоль оси z в сравнении с результатами, полученными по программе Disiraf.

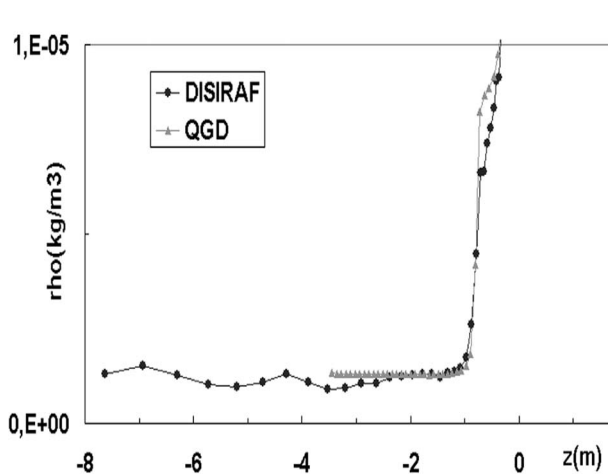


Рис. 1. Распределение плотности вдоль z

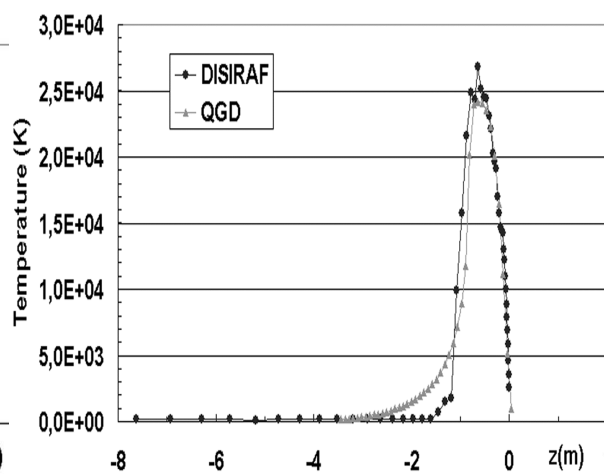


Рис. 2. Распределение температуры вдоль z

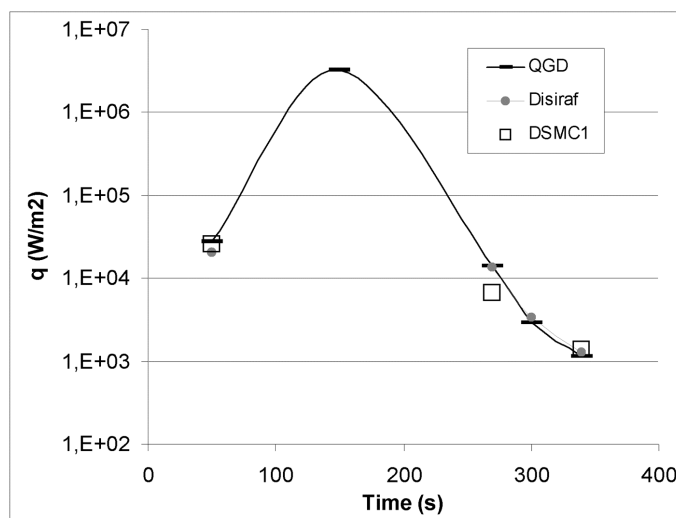


Рис. 3. Распределение теплового потока

Значения теплового потока на передней кромке аппарата, полученные при расчетах по КГД системе уравнений, сравниваются со значениями, полученными по кинетическому алгоритму – в программных реализациях Disiraf и DSMC1. Результаты приведены на рис. 3 в логарифмическом масштабе.

Выводы

КГД уравнения позволяют рассчитывать сверхзвуковые течения при больших числах Маха (до 30) и больших градиентах плотности и температуры вблизи стенки в широком диапазоне чисел Кнудсена:

В КГД алгоритме для получения точного решения при малых числах Kn используются достаточно подробные сетки. Это приводит к увеличению времени счета, но не вносит принципиальных трудностей в алгоритм.

При умеренных числах Кнудсена расчет по КГД модели устойчив и достаточно точен даже на сравнительно грубых сетках.

При числах Кнудсена, превосходящих $Kn = 0.2$, КГД алгоритм становится неустойчивым, что определяется пределом его применимости в данной задаче.

Литература

1. Ковалев В.Л. Гетерогенные каталитические процессы в аэродинамике. М.: Физматлит, 2002.
2. Елизарова Т.Г., Соколова М.Е. Численный алгоритм расчета сверхзвуковых течений, основанный на КГД уравнениях. Вестник Московского университета, серия 3. Физика. Астрономия, 2003, №6, с.19 – 22.
3. Elizarova T.G., Graur I.A., Chpoun A, Lengrand J.-C. Comparison of Continuum and Molecular Approaches for the Flow around a Perpendicular Disk, Proceedings of the 20th International Symposium on Shock Waves, Pasadena, USA, Ed. B. Sturtevard, J.E.Sheperd, H.G.Hornung. London: World Scientific: Singapore, 1996, p. 795 - 800.
4. Bird GA. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows, Clarendon Press, Oxford. 1994.
5. Chabut E., Lengrand J.C. Simulation of a hypersonic flow during a Mars entry. Proceedings of the 3th Intern. Symp. Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, 24-27 March, 2003, France. ([Arcachon])

УДК 621.391

ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ В ЗАДАЧЕ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА АЛМАЗНЫХ ПОРОШКОВ

Апальков И.В., Бухтояров С.С., Соколенко Е.А., Хрящев В.В.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

Для изготовления алмазно-абразивного инструмента используют порошки, полученные дроблением исходного сырья с последующей классификацией порошков по размеру и форме [1]. Зерновой состав и форму алмазных зерен сравнивают с ГОСТом 9206-80.

Изображение получаем с помощью цифрового фотоаппарата, подключенного к микроскопу. Для удаления, имеющихся на изображении мелких шумов целесообразно использовать медианный фильтр. При этом получается более гладкое, по сравнению с исходным, результирующее изображение. Последующая обработка проводится с помощью морфологических операций. Они включают: выделение контуров объектов, утолщение контуров, заполнение [2]. В результате приведенных операций получается бинарное изображение, которое содержит маску расположения кристаллов. Последовательное утоншение дает возможность оценить размеры и определить координаты зерен. Исходя из этих данных, каждый кристалл подвергается дальнейшей, более тонкой, обработке, которая включает ориентацию в соответствии с ГОСТом для измерения длин проекций.

В при экспертной оценке используется нейросистема, состоящая из двух подсетей. Первая из них обрабатывает информацию, полученную от каждого зерна. Выход сети суммируется с буфером накопления информации об образце, который явится входом для второй подсети, непосредственно выносящей решение. Вторая подсеть занимается принятием решения о том, удовлетворяет ли данный образец ГОСТу.

Внедрение данной системы позволит значительно сократить время оценки качества алмазных порошков, а также понизить вероятность ошибки при экспертной оценке, так как данный алгоритм свободен от человеческого фактора.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-17500)

Литература

1. Перерозин М.А., *Справочник по алмазной обработке стекла*. – М.: Машиностроение, 1987. – 224с.
2. R. Gonzalez, R. Woods, *Digital Image Processing*. Prentice-Hall, 2002. 793 p.

УДК 621.391

НЕЙРОСЕТЕВОЙ МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Соколенко Е.А., Апальков И.В., Хрящев В.В.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

В общем случае процесс искажения изображения можно представить следующим образом [1]:

$$g(x, y) = H[f(x, y)] + \eta(x, y) \quad (1)$$

Здесь $f(x, y)$ — входное изображение; $g(x, y)$ — искажённое изображение; H — функция искажения; $\eta(x, y)$ — аддитивный шум. Задача реконструкции состоит в восстановлении изображения $f(x, y)$ по искажённому изображению $g(x, y)$.

Если H представляет линейную, инвариантную к сдвигу систему, то процесс искажения можно представить в виде свёртки. При этом задача сводится к необходимости выполнить деконволюцию двух сигналов. В частном случае, когда об искажающем сигнале известно, что фаза его Фурье-образа равна нулю, спектральная фаза искомого сигнала не искажена. Такая ситуация встречается, по крайней мере приблизительно, при длительном экспонировании через турбулентную атмосферу или в случае, когда изображения размыты из-за сильной дефокусировки линзы с круглыми диафрагмами [2].

Предложенный для решения данной задачи итерационный метод, построенный на алгоритме Герхберга-Закстона, имеет ряд недостатков, главный из которых – высокая вычислительная сложность. Ниже в таблице сравнивается время получения решения тремя методами на сигнальном процессоре ADSP-21160M.

Алгоритм	Количество точек в изображении M		
	1024	4096	16384
Герхберга-Закстона	73,59 мс	669,7 мс	5,57 с
Нейросетевой	1,47 мс	10,53 мс	72,12 мс
Комбинированный	16,95 мс	102,7 мс	870,1 мс

Наименее требователен к вычислительным ресурсам нейросетевой метод. При отсутствии шума метод Герхберга-Закстона и комбинированный методы дают точное решение, не содержащее ошибок. Но последний обладает более высоким быстродействием.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-17500)

Литература

1. R. Gonzalez, R. Woods, Digital Image Processing. Prentice-Hall, 2002. 793 p.
2. Реконструкция изображений. Под редакцией Г. Старка. М. Мир 1992 г., 635 с.

УДК 621.391

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННОГО КРИСТАЛЛА МЕТОДОМ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ

Бульба А.В.

Петрозаводский Государственный Университет

В настоящее время ведётся интенсивное изучение пылевых структур в газовых разрядах, исследуются условия формирования “плазменных кристаллов” и их пространственные характеристики.

Диагностика среды с плазменным кристаллом, в основном, сводится к визуальному наблюдению структуры кристалла по рассеянию лазерного излучения частицами, оказавшимися в “лазерном ноже”. Эта картина не может быть достаточно информативной, особенно, если число частиц в облаке мало. Просмотр же по различным сечениям часто бесполезен из-за движения частиц. Получение несравненно более полной инфор-

мации о пространственном распределении частиц возможно посредством применения метода компьютерной томографии.

Целью данной работы было создание программного продукта и экспериментальной установки, которые позволили бы проводить диагностику кристалла методом компьютерной томографии. Применение этого метода позволит получать информацию о пространственном распределении частиц, составляющих кристалл, концентрации, соотносить результаты с типами кристаллических структур твердых тел.

В программе используется один из простейших, но в то же время наиболее подходящих методов томографии – “метод обратной проекции”.

Программа позволяет моделировать упорядоченные, частично упорядоченные и не упорядоченные структуры, вычислять проекции заданного сечения при любом угле поворота кристалла (повороты относительно оси кристалла), восстанавливать модели плазменного кристалла методом компьютерной томографии, обрабатывать реальные данные. Важным моментом является то, что в программе предусмотрена поправка на непараллельность лучей, формирующих проекцию. Эта поправка принципиальный момент в задаче томографии плазменного кристалла, т.к. в алгоритмах томографии не учитывается влияние оптической системы.

После определения координат частиц и их размеров предусмотрена возможность фильтрации ложных частиц. Фильтрация осуществляется путём сравнения обработанных проекций и проекций вычисленных с уже восстановленного объекта, что позволяет добиться практически полного исключения ложных частиц.

Результат обработки можно сразу оценить визуально, т.к. восстановленная структура выводится в 3-х мерном виде (это обеспечивается, благодаря использованию стандартной графической библиотеки OpenGL). Все результаты могут быть сохранены в формате BMP или “txt”.

Экспериментальная установка для проведения томографического эксперимента представляет собой систему из 4-х синхронизированных цифровых фотоаппаратов высокого разрешения с объективами для макросъемки. Система расположена вокруг газоразрядной трубки. Газоразрядная трубка установлена вертикально и имеет внутренний диаметр 2,6 см. Промежуток между электродами 45 см. Макрочастицы Al_2O_3 , формирующие кристалл, инжестируются с верхнего конца трубки. Типичные параметры эксперимента: размер облака частиц приблизительно 1 см; диаметр частицы не более чем 0.005 см (изображение частиц – пятна, возникающие из-за геометрического размытия, отдаленных от центра кристалла, частиц); среднее расстояние между частицами - 0.01-0.04 см.

В работе показана возможность реального эксперимента. Показано преимущество метода томографии перед наблюдением частиц кристалла в лазерном ноже. Получены первые реальные экспериментальные результаты. Для наблюдаемого плазменного кристалла определён тип кристаллической решетки.

УДК 621.391

КОМПЬЮТЕРНАЯ ОБУЧАЮЩАЯ ПРОГРАММА ПО ТОМОГРАФИИ

Бульба А.В.

Петрозаводский Государственный Университет

Одним из современных методов диагностики плазмы является метод реконструктивной компьютерной томографии. Томографический подход позволяет с достаточно высокой степенью точности определять локальные характеристики исследуемых не-

однородных плазменных объектов, что даёт широкие возможности в понимании физических процессов, протекающих в этих объектах. Качество реконструкции существенно зависит от таких факторов, как число направлений наблюдения (ракурсов), количество детектирующих устройств, устойчивость алгоритма к шумам.

Численное моделирование позволяет определить оптимальные условия постановки томографического эксперимента.

В связи с этим возникла задача в создании обучающего программного обеспечения, которое позволило бы путём моделирования, познакомить студента с некоторыми алгоритмами вычислительной томографии и условиями проведения томографического эксперимента.

Разработанная обучающая программа “Tomography”, позволяет вычислять проекции создаваемых математических моделей неоднородных плазменных объектов, наглядно демонстрировать восстановление осесимметричных и асимметричных объектов при выбранном числе проекций (ракурсов наблюдения), накладывать на проекции шумы, сглаживать накладываемые шумы, представлять результаты восстановления в трёхмерном виде, воспользовавшись нормировкой, определять точность восстановления, проводить общий анализ зависимости точности восстановления объекта от числа проекций. В программе большое внимание уделено визуализации изучаемого материала. В Help программы входит подробная методичка с выкладками основных формул.

Работа реализована на основе одного из самых мощных аналитических способов решения задачи восстановления - преобразования Фурье - и вытекающие из него вычислительные методы непосредственно использованы в этой программе: “метод обратной проекции” и “фильтрация сверткой”.

Несмотря на то, что метод обратной проекции восстанавливает изображение со значительными ложными сигналами и в настоящее время не применяется, он приводится потому, что очень прост, интуитивно понятен, нашел применение в первых экспериментах и, самое главное, входит в состав точных основных методов. Кроме того, представляется возможность наглядно сравнить оба способа восстановления.

Метод же обратного проецирования с фильтрацией используется во многих современных рентгенодиагностических томографов и, таким образом, с чисто утилитарной точки зрения играет особую роль.

Кроме того, представлен метод “wavelet фильтрация”.

Также в программе реализованы два итерационных метода томографии: алгебраический метод восстановления (ART – Algebraic Reconstruction Techniques) или лучевая коррекция и итерационный метод наименьших квадратов (ILST - Iterative Least-Squares Technique) или одновременная коррекция.

Демонстрация работы как аналитических, так и итерационных методов, дает более полное представление о вычислительной томографии, т.к. именно они получили наибольшее распространение в различных приложениях и сыграли важную роль в развитии томографии.

Программа реализована на Delphi7 с применением графической библиотеки OpenGL.

В настоящее время программа используется для обучения студентов в курсе “Оптические методы диагностики плазмы”.

Программа успешно представлена на конференции Education and Training in Optics and Photonics (ETOP), Tucson, Arizona October 5-9, 2003.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА**Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Осипов Алексей Иосифович**

УДК 535.34 : 353.37

**ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ КРАСИТЕЛЕЙ
РАЗЛИЧНОГО ТИПА В СПИРТОВЫХ РАСТВОРАХ
В ПОРИСТОМ СТЕКЛЕ**

*Гордеева Ю.А., Чугаров Д.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследованы процессы переноса энергии электронного возбуждения (ПЭЭВ) между молекулами красителей различного типа (донор и акцептор) в системах пористое стекло – адсорбированные молекулы красителей. В работе использовались красители родамин 6Ж (Р6Ж) и метиленовый голубой (МГ), применяемые в качестве активных сред в лазерах, и пористые натрийборосиликатные стекла с радиусом пор от 1,5 до 10 нм.

Были получены экспериментальные зависимости относительного квантового выхода люминесценции молекул донора (Р6Ж) от концентрации молекул акцептора (МГ) для различных размеров пор в стекле. Определены значения критического радиуса переноса энергии между молекулами донора и акцептора, характеризующего эффективность процессов ПЭЭВ, в системе пористое стекло – адсорбированные молекулы красителей для различных размеров пор. Установлено, что с увеличением размера пор происходит увеличение радиуса переноса и, следовательно, эффективности переноса энергии.

В ходе проведения эксперимента установлено, что распределение молекул донора и акцептора в водных растворах имеет фрактальный характер. Получена зависимость фрактальной размерности системы пористое стекло – адсорбированные молекулы красителей от размеров пор.

УДК 533.6.011.72

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
МАЛЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ
С ПОТОКОМ НЕОДНОРОДНОГО НЕРАВНОВЕСНОГО ГАЗА**

Мукин Р.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Проточные системы используются при создании мощных газоразрядных CO₂ лазеров. Исследование влияния малых гидродинамических возмущений на распространение возмущений в проточных системах играет важную роль. При этом необходимо учитывать влияние двух процессов. Во-первых, влияние обратной связи, которая образуется за счет отражения возмущений от профилей гидродинамических параметров в

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

релаксационной зоне и, во-вторых, обычного механизма усиления, связанного с изменением сброса энергии при прохождении возмущений.

Алгоритм анализа распространения возмущений строится следующим образом: рассчитывая профили гидродинамических параметров можно задать падающую на неравновесную область звуковую, тепловую или в двумерном случае еще и вихревую волну и вычислять соответствующие им коэффициенты прохождения и отражения. Таким образом, можно найти такие параметры проточной системы, при которых неравновесная область сама генерирует возмущения.

Рассмотрен как одномерный, так и двумерный случай. Двумерный случай позволяет учесть падение звуковых волн под углом и рассмотреть вихревые возмущения. Метод исследования, используемый в данной работе, достаточно универсален, поскольку позволяет рассмотреть различные способы накачки энергии. В данной работе рассмотрены два вида накачки лазерной системы: простейший вариант – локальной накачки энергии, в которой зона накачки гораздо меньше зоны релаксации и протяженная накачка энергии, т.е. учитывается конечная ширина зоны накачки. Также рассмотрен вопрос устойчивости проточной системы с измененными граничными условиями для звуковых мод. Это связано с тем, что в реальных системах присутствуют стенки и торцы лазерной системы, от которых возмущения могут отражаться и возвращаться в неравновесную область. Было показано, что это влияние значительно, поскольку появляются резонансные частоты, на которых существенно увеличиваются коэффициенты прохождения и отражения.

При экспериментальных исследованиях газодинамического потока было отмечено неоднозначное влияние дополнительной турбулизации на устойчивость разряда [1]-[3]. Создание турбулизации в рамках поставленной задачи будет эквивалентно созданию дополнительной вихревой моды, падающей на фронт. Используемая методика позволяет показать, что создание вихревой моды падающей на рабочую область, приводит к генерации всего набора гидродинамических мод, в том числе, тепловой моды, которая оказывает наибольшее влияние на дестабилизацию разряда.

Литература

1. Бондаренко А.В., Голубев В.С., Даньщиков Е.В., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В. О влиянии турбулентности на устойчивость самостоятельного разряда в потоке воздуха // Физика плазмы, 1979, 3, с. 687-692.
2. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Соловьев Н.Г. Исследование спектра пульсаций скорости вихревого течения колебательно-возбужденного молекулярного газа в тлеющем разряде. // МЖГ 2000, № 2, с. 83-90.
3. Galushkin M.G., Golubev V.S., Zavalova Yu.N., Panchenko V.Ya. Optical inhomogeneities of the active media of high-power industrial CO₂ lasers with axial flow. // Quantum Electronics 27(3), 1997, с. 217-220.

УДК.621.382.

СТАБИЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ВОДЫ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Плотникова А.В.

Московский государственный горный университет

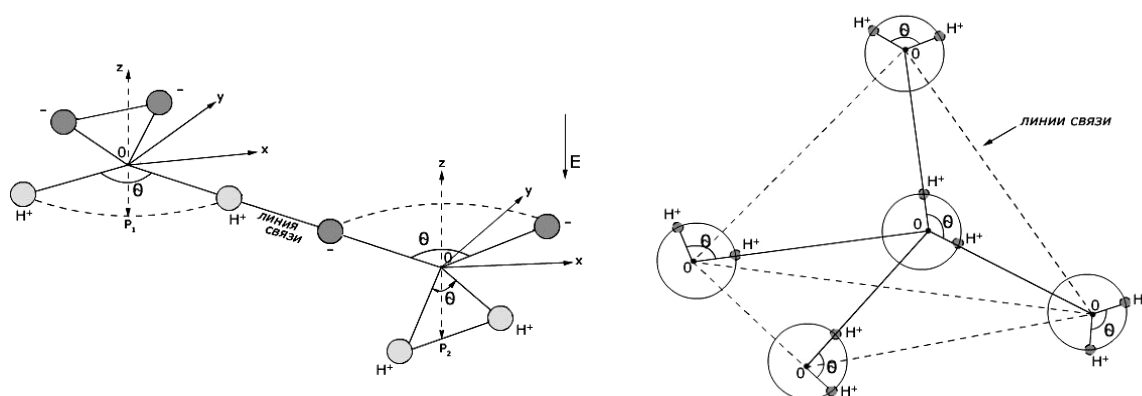
Современная наука активно занимается изучением аномальных свойств воды и её памяти. Аномальность воды пытаются объяснить её структурным строением. На сегодняшний день предложено несколько моделей структуры молекулы воды.

1. Вода – кристалл состоящий из 912 молекул H_2O , похожий на кристаллик льда ромбической формы, грани которого электронейтральны, если вода не содержит инициации, а при попадании в воду какого-либо вещества на кристалле отпечатывается его ионный рисунок.

2. Вода – правильный тетраэдр, в центре которого находится атом кислорода в двух вершинах (соответствующих атомам водорода) расположены положительные точечные заряды, а в двух других - отрицательные заряды, изображающие распределение электронной плотности на атоме кислорода.

3. Интерес в изучении эффекта «памяти» воды представляет исследование слабых взаимодействий. Под действием внешних макроскопических сил возможно отклонение частиц от выбранного положения равновесия.

Рассмотрена модель тетраэдрического строения воды (центры молекул воды расположенных в вершинах тетраэдра). В свободном состоянии молекулы воды ориентированы не случайным образом (за счет теплового вращения – колебания и вращения относительно линии связи). Показано, что при незначительном изменении внешнего поля, фазы частот векторов дипольных моментов и внешнего поля практически совпадают.



С повышением частоты переменного электрического поля, возникающие силы инерции и трения вызовут задержку времени поворота дипольных моментов (ориентации). Произойдет отставание времени поворота отдельных дипольных моментов от изменения внешнего поля и их стабилизации.

Была рассмотрена задача, в которой изменяется механическое структурное состояние модели воды, связанного с возникновением критического нормального диполя, за счет силы давления под импульсом в электромагнитном поле.

На поверхность воды падает плоская электромагнитная волна, с заданным значением напряженности электрического поля – E , $E=N$. Определить величину давления импульса электромагнитного поля на воду. ρ - коэффициент отражения, τ - коэффициент пропускания.

$$\rho = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 ;$$

$$\tau = n \left(\frac{2}{n+1}\right)^2 ;$$

$$P = P_{над} - (P_{отражения} + P_{преломления}) ;$$

$$P_{\text{над}} = \frac{1}{4\pi c} E H \quad ; \quad \rho_{\text{отр}} = \rho * P_{\text{над}} \quad ; \quad P_{\text{прил}} = \tau * P_{\text{над}} \quad ;$$

$$P = P_{\text{над}} - P_{\text{над}}(\tau - \rho);$$

Полученные результаты показывают, что воздействия электромагнитной волны вполне достаточно, чтобы создать дипольный момент, способный изменить структуру воды.

Целью дальнейшей работы является проверка данных полученного результата на практике.

Литература

1. Бинги В.Н. «Магнитобиология: эксперименты и методы». М., «Мильта», 2002. – 592с.
2. Шведов И.М. «Разработка способа прогнозирования выброса опасности карнолитовых пластов по их электромагнитным излучениям» автореферат КНТ диссертации. М., 1984.
3. Иродов И.Е. «Общая физика. Волновые процессы. Основные законы.» М., 2002. «Юнимедиастал».

УДК 532.527:537.525:621.373.8

ОБРАЗОВАНИЕ ДОРОЖКИ КАРМАНА ПРИ ОБТЕКАНИИ ЦИЛИНДРА КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННЫМ МОЛЕКУЛЯРНЫМ ГАЗОМ

*Винниченко Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Методом прямого численного моделирования решена задача об образовании дорожки кармана при обтекании цилиндра потоком колебательно-неравновесного газа. Данная постановка задачи связана с экспериментальными исследованиями [1], в которых было зафиксировано некоторое изменение для первой и второй гармоники спектров пульсаций скорости, причем, в зависимости от состава смеси, наблюдалось различное изменение спектрального сигнала.

В данной работе проанализированы два фактора, влияющие на спектральные характеристики в фиксированной точке потока, а именно, уменьшение амплитуды вихрей за счет процесса релаксации, а также деформация самих вихрей.

Хотя аналитическое решение для дорожки кармана хорошо известно [2], оно лишь приближенно описывает реальную картину течения. Точное решение для равновесного газа может быть построено на основе прямого численного моделирования с введением искусственных дополнительных членов в уравнения гидродинамики [3] и применением метода перемежающихся сеток. Учет релаксации может быть сделан в

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

первом приближении. Такая ситуация характерна для неравновесной среды в лазере и соответствует большому времени релаксации. Учет релаксационных процессов потребовал модернизации алгоритма [3] и введения дополнительных переменных и уравнений. Результат расчета представлен на рисунке. Расчет спектра выполнен для числа Рейнольдса около 55, для точек, лежащих в 28 радиусах цилиндра ниже его по течению и в 3 (случай **a**) или 6 (случай **b**) радиусах от оси дорожки. Рассматривались различные модели гетерогенной релаксации на поверхности цилиндра. Из рисунка видно, что этот фактор не меняет знака эффекта: релаксация приводит к нагреву газа в зоне дорожки, уменьшению плотности и дополнительной диссипации энергии (**a**). Однако релаксация приводит также к деформации вихрей. Общая амплитуда вихрей понижается, однако за счет деформации вихрей к точке наблюдения приближается максимум вихря, и суммарная амплитуда возрастает (**b**).

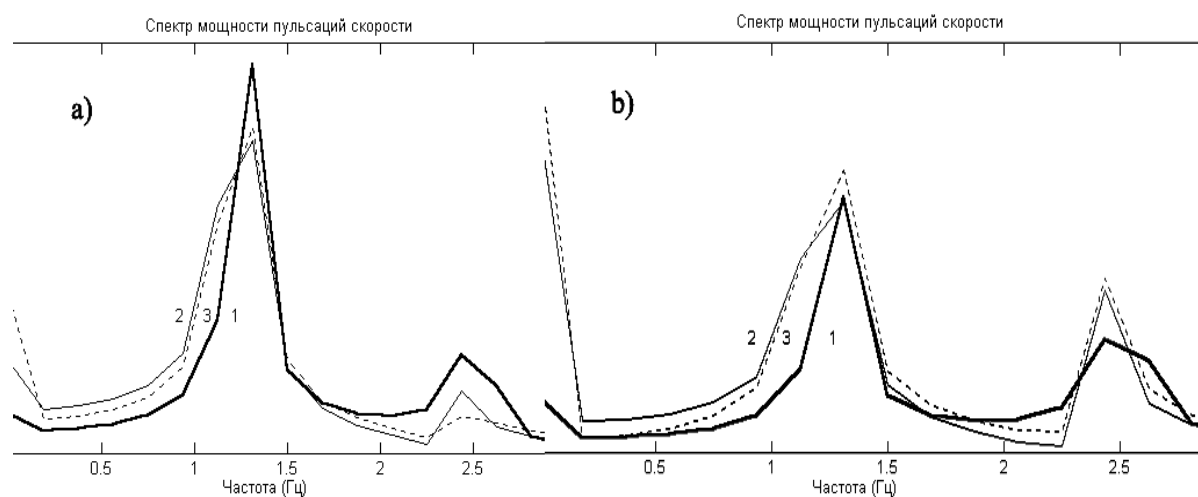


Рис.1. Изменение спектра пульсаций в колебательно-неравновесном газе. 1 — равновесный газ, 2 и 3 — колебательно-возбужденный азот с различными вариантами гетерогенной релаксации на цилиндре.

Следует отметить, что рассматриваемые при таком моделировании числа Рейнольдса невелики, однако удается выявить два механизма, влияющих на амплитуды пульсаций — это затухание вихрей за счет их нагрева и расширения, а также деформация вихрей под действием релаксации. Сочетание этих факторов в конкретной точке наблюдения для конкретной смеси и приводит к противоположным эффектам увеличения и уменьшения пульсаций.

Литература

1. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Соловьев Н.Г., "Исследование спектра пульсаций скорости вихревого течения колебательно-возбужденного молекулярного газа в тлеющем разряде" // известия РАН. Механика жидкости и газа, 2000, №2, с.81-91.
2. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В., Теоретическая гидромеханика, м.: физматгиз, 1963.
3. Kim J., Kim D., Choi H., "An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries" // journal of computational physics, 171, p.132-150 (2001).

УДК 536.253

СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ПОЛОСТИ МЕЖДУ КОАКСИАЛЬНЫМИ ГОРИЗОНТАЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ ПРИ ОБЪЕМНОМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИИ

Рощина Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Численно решена задача о свободной конвекции в пространстве между горизонтальными коаксиальными цилиндрами с учетом объемного энерговыделения.

Такая задача имеет важное значение при анализе возможности создания коаксиального лазера [1]. При использовании коаксиальной схемы уменьшается температура в центре лазера и максимальная температура в системе, однако влияние конвекции необходимо анализировать. Известно, что в классической задаче передачи тепла от цилиндра малого радиуса конвекция вдвое увеличивает тепловой поток [2,3].

Решается задача о конвекции в коаксиальной системе в приближении Буссинеска. Такая задача содержит три безразмерных параметра: отношение геометрических размеров σ , число Рэлея Ra и модифицированное число Рэлея Ra_T , характеризующее объемное энерговыделение. Конечно-разностная схема стандартна, уравнение Пуассона решалось методом переменных направлений, с использованием для каждого из направлений метода прогонки.

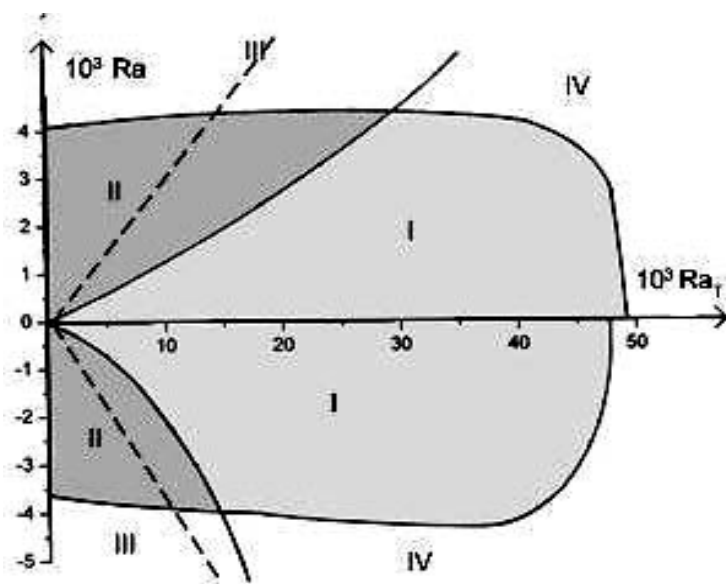


Рисунок 1. Зависимость $Ra(Ra_0)$, для $\sigma = 2$.

На рисунке 1, где изображена плоскость (Ra, Ra_T) при $\sigma = 2$, выделены четыре области. Области I и II соответствуют двумерной конвекции, области III и IV – трехмерной. В области I конвекция происходит с образованием двух вихрей, в области II образуется только один вихрь.

В области II градиент температуры по радиусу имеет только один знак, в области I – знак градиента меняется, однако внутри каждого из вихрей градиент не меняет знака. Для сравнения на рис.1 представлены пунктирные прямые, отделяющие диапазон значений Ra/Ra_T от -0,63 до 0,49, между которыми в случае отсутствия конвекции

наблюдается немонотонный профиль температуры. Как видно из рисунка, конвекция очень сильно перестраивает профиль температуры, хотя сохраняется существование немонотонного профиля при малых значениях параметра Ra / Ra_T .

Типичная картина изотерм и линий тока для области I изображена на рисунке 2а, а для области II – на рисунке 2б.

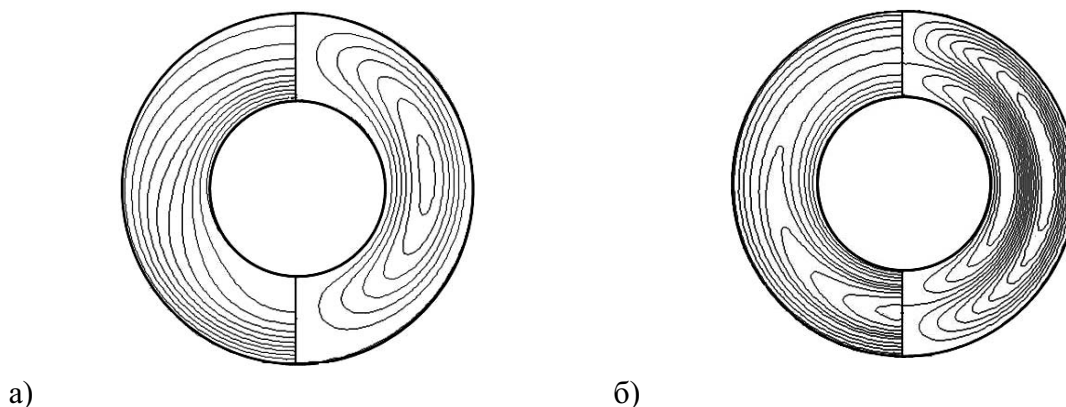


Рисунок 2. Изотермы и линии тока при $\sigma = 2$, а) $Ra = 3 \cdot 10^3$, $Ra_T = 5 \cdot 10^3$, б) $Ra = 1 \cdot 10^3$, $Ra_T = 4 \cdot 10^4$

Показано, что с увеличением энерговыделения растет неоднородность распределения температуры по углу. В нижней части коаксиальных цилиндров возникает сильно нагретая область, что может приводить к неустойчивости.

Основные результаты и выводы:

1. Построена математическая модель, описывающая двумерную конвекцию в системе двух горизонтальных коаксиальных цилиндров при объемном энерговыделении и реализована программа расчета гидродинамических параметров среды.

2. Найдена критическая поверхность $Ra_T(Ra, \sigma)$, отделяющая области двумерной и трехмерной конвекции, которая обобщает ранее известные результаты при $Ra_T = 0$.

3. Показано, что в зависимости от параметров задачи реализуется два варианта двумерных течений – одно- и двухвихревые.

4. Установлено, что появление конвекции уменьшает область максимально нагретого газа, существующую при ее отсутствии, однако не приводит к ее полному исчезновению, что приводит к существенной неоднородности в распределении температуры.

Литература

1. Habich U., Plum H-D. Diffusion-cooled CO₂ laser with coaxial high frequency excitation and internal axicon. J. Phys. D: Appl. Phys., 1993, **26**, p 183-191.
2. Kuehn, T.H. and Goldstein, R. J. An experimental and theoretical study of natural convection in the annulus between horizontal concentric cylinders. Journal of fluid Mechanics, 1976, **74**, p 695-719
3. Yoo J.-S. Prandtl number effect on bifurcation and dual solutions in natural convection in a horizontal annulus. Int. J. Heat Mass Transfer, 1999, **42**, p 3279-3290

УДК 621.373:532.73

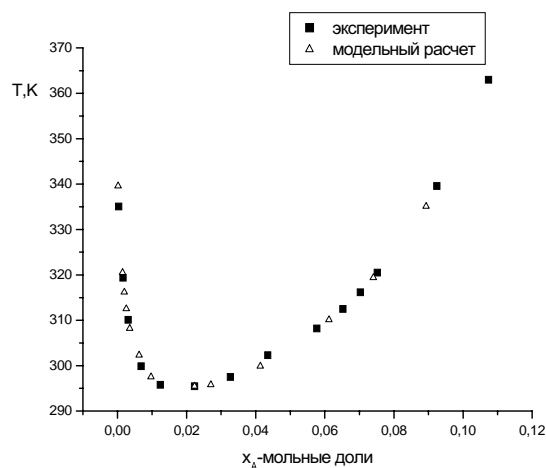
СЛЕДСТВИЯ, ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ ОДНОЙ МОДЕЛИ ПОСТРОЕНИЯ ПОГРАНИЧНОЙ КРИВОЙ РАССЛАИВАЮЩИХСЯ ЖИДКИХ СМЕСЕЙ

Букин Д.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе [1] на основе аналогии между расслаивающимися жидкими смесями и связанными автоколебательными системами получен способ отображения экспериментальных пограничных кривых в координатах концентрация x_A (в мольных долях) – температура T на пограничную кривую для автоколебательной модели в координатах $x_A - \nu_A/\nu_B$, где ν_A и ν_B характеристические частоты чистых компонентов A и B . Одним из основных допущений, принятых в модели, было предположение о существовании однозначной связи характеристической частоты ν_A с температурой T . Для получения функции $(\nu_A/\nu_B) = f_v(x_A)$, являющейся отображением пограничной кривой $T = f_T(x_A)$, требуется выполнить привязку в четырех точках. Одна пара точек соответствует температуре T_1 , при этом x_{A1} и x_{A1}' – концентрации компонента A на левой и правой ветвях, соответственно. Другая пара точек соответствует температуре T_2 . Привязка позволяет находить коэффициенты связи α_1 и α_2 , различие которых отражает асимметрию пограничных кривых. Предложенная в [1] модель позволяет точно определить критическую концентрацию и дает возможность с большой точностью восстанавливать ход одной из ветвей пограничной кривой по экспериментальным точкам другой. В работе [1] апробация модели проводилась с системами, имеющими верхнюю критическую точку расслаивания.

В настоящей работе развитый в [1] подход применен к системам с нижней критической точкой. На примере системы уранилсульфат – вода было установлено, что качество отображения пограничных кривых для этой системы не хуже, чем для систем с верхней критической точкой. На рисунке показана экспериментальная линия сосуществования (темные квадраты) и восстановленная с помощью отображения (треугольники). На основе полученных результатов можно сделать вывод о возможности применения данного подхода к системам с нижней критической точкой.



В модели [1] сделано важное предположение о существовании однозначной зависимости ν_A/ν_B от температуры T . Следствием из этого допущения является возможность получения отношения ν_A/ν_B при известных отношениях ν_A/ν_C и ν_C/ν_B . При этом если отношение частот ν_A/ν_B может быть получено также и из других систем, а именно: ν_A/ν_D и ν_D/ν_B , то оно должно совпадать с полученным из пер-

вой пары: v_A/v_C и v_C/v_B . Сложность проверки этого следствия заключается в том, что все отношения, фигурирующие выше, должны быть рассчитаны при одной и той же температуре. В литературе удалось найти системы, удовлетворяющие этим условиям [2]. В таблице представлены результаты расчетов для систем, включающих в себя фторзамещенные алканы и спирты при температуре $T=308,16$ К. A и B обозначают перфторгексан и перфторгептан, соответственно; через C, D, F и E обозначены различные спирты, начиная с пропилового.

$v_A/v_C = 0,651$	$v_B/v_C = 0,679$	$v_A/v_B = 0,959$	$(v_A/v_B)_{cp} = 0,958$
$v_A/v_D = 0,655$	$v_B/v_D = 0,694$	$v_A/v_B = 0,944$	
$v_A/v_F = 0,669$	$v_B/v_F = 0,700$	$v_A/v_B = 0,956$	
$v_A/v_E = 0,612$	$v_B/v_E = 0,629$	$v_A/v_B = 0,973$	

Из таблицы видно, что разброс значений отношения частот, найденных по описанной выше схеме, относительно среднего не превышает трех процентов. Постоянство отношений v_A/v_B , полученных из разных комбинаций, свидетельствует о возможности анализа растворимости жидкостей на основе данных о свойствах чистых компонентов.

Литература

1. Благоднаров Л. А.// Журн. физ. химии. 2002, Т. 76, № 1, с. 70-75.
2. Алексеева М. В., Смирнова Н. А., Соколовская Н. В.// Журн. прикл. химии, 1984, №7358-84 деп.

СТАТИСТИЧЕСКИ НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ШУМ ПРИ БРОУНОВСКОМ ДВИЖЕНИИ В РАЗРЕЖЕННОЙ СРЕДЕ

Белик В.В., Чичигина О.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Общепринято под шумом понимать случайные воздействия с нулевым математическим ожиданием и временем корреляции, малым по сравнению с характерными временами исследуемого процесса. При этом также предполагается изотропия случайных импульсов, то есть равные вероятности и амплитуды импульсов в положительном и отрицательном направлениях. Однако, существует класс задач, в которых случайные воздействия имеют более сложную структуру. Подобный процесс мы в дальнейшем будем называть процессом с статистически несимметричным или «неизотропным» шумом.

В докладе анализируется случайное блуждание крупной частицы, имеющую определенную скорость v , в разреженной быстрорелаксирующей среде. Это может быть, например, пылевая частица в газе или даже какая-нибудь биологическая макромолекула, движущаяся во внутриклеточной жидкости. Рассмотрим распределение условных вероятностей частиц среды, сталкивающихся с броуновской частицей, по скоростям:

$$w(v|удар) = \frac{w(v+удар)}{w(удар)} = \frac{w(удар|v)w(v)}{w(удар)} = \frac{|V-v|w(v)}{\int_{-\infty}^{+\infty} |V-v|w(v)dv} = \frac{|V-v|e^{v^2}}{[1+V\sqrt{\pi}\operatorname{erf}(V)e^{V^2}]},$$

где $w(v) = \exp(-v^2)$ - распределение Гаусса. Как видно из приведённой формулы, оно отличается от гауссовского (см. рис.1), при этом наблюдается неизотропность случайных воздействий на макромолекулу (броуновскую частицу) со стороны частиц среды. В качестве меры неизотропности может служить разность вероятностей отрицательных и положительных импульсов случайной компоненты шумового воздействия (компоненты с нулевым средним) со стороны частиц среды $\Delta p = p^- - p^+$, которая зависит от скорости движения броуновской частицы (см. рис.2). Отклонение условного распределения от гауссовой формы проявляется и в зависимости средней скорости частиц среды, сталкивающихся с макромолекулой, от скорости последней (см. рис.2). Из графиков видно, что можно оценить диапазон скоростей броуновской частицы, в котором наблюдается наибольшая неизотропность. Таким образом, при скоростях броуновской частицы, близкой к скоростям частиц среды характер шумового воздействия среды зависит от скорости броуновской частицы и гипотеза молекулярного хаоса не выполняется. При этом мы не можем использовать ланжевеновский источник белого шума, не зависящий от скорости броуновской частицы также как и в случае осциллирующего движения макромолекулы, рассмотренного в работе [1].

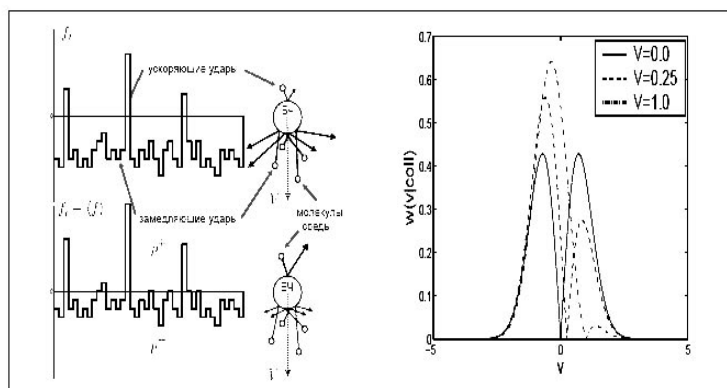


Рис.1. Слева: Структура случайных импульсов, воздействию которых подвергается броуновская частица при движении в разреженной среде. Временная картина импульсов представлена в левой верхней части рис. Можно исследовать вероятности положительных и отрицательных импульсов p^+ и p^- , рассматривая только случайную компоненту см. рис. слева внизу. При учёте условного распределения частиц среды, сталкивающихся с броуновской частицей, по скоростям, вероятности импульсов p^+ и p^- оказываются существенно разными в определённом диапазоне скоростей броуновской частицы. Справа: Распределение вероятностей $w(v|удар)$ скоростей молекул среды, сталкивающихся с броуновской частицей, при разных значениях скорости V

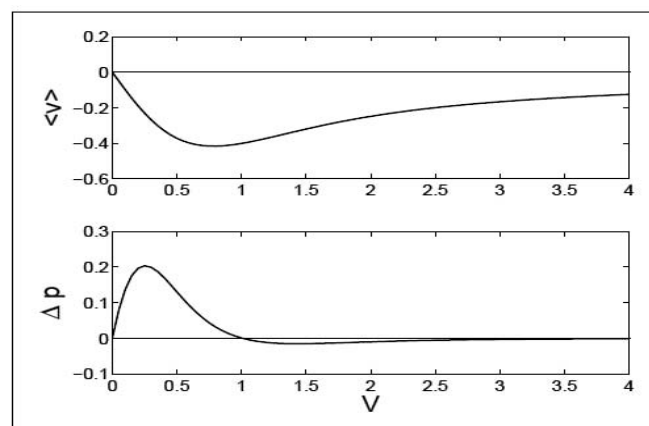


Рис.2. Вверху: Зависимость средней скорости молекул среды, сталкивающихся с броуновской частицей, от скорости броуновской частицы V . Внизу: Зависимость разности тормозящих и ускоряющих импульсов за вычетом средней силы $\Delta p = p^- - p^+$. Скорость измеряется в единицах $\sqrt{2kT/m}$

Было проведено численное исследование неізотропных процессов в редуцированном модели случайного блуждания на прямой с более выраженной неізотропностью. Показано, что неізотропность приводит к существованию некоторого характерного времени, после которого неізотропность перестаёт сказываться. Это указывает на роль неізотропности при неравновесных процессах, времена релаксации которых больше указанного характерного времени.

Следует отметить, что предложенное рассмотрение задачи может быть обобщено и на случаи другой размерности – двухмерный и трехмерный – при этом не предвидится принципиальных сложностей.

Литература

1. Chichigina O., Netrebko A., Romanovsky Yu, A model of Oscillations of Macromolecule with Anomalous Quality Factor, Fluctuation and Noise Lett. Vol 3, No 2, June 2003

УДК 06, 07;

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЗОТНОЙ КИСЛОТЫ С КЕРАСИНОВОЙ САЖЕЙ: ПРИМЕНЕНИЕ К АТМОСФЕРНЫМ ПРОЦЕССАМ

Луховицкая¹ Е.Е., Поповичева¹ О.Б., Персианцева¹ Н.М., Равишанкара² А.

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

²NOAA, Aeronomy Laboratory, Boulder CO, USA

На поверхности сажевых аэрозолей, эмитируемых реактивным двигателем самолета в атмосферу, могут протекать гетерогенные реакции с азотсодержащими газами. Характер и роль подобного взаимодействия не достаточно изучены.

В данной работе было изучено взаимодействие паров азотной кислоты HNO_3 с сажей TC1 с использованием проточного реактора, снабженного химическим масс-спектрометром. Образец готовился путем сгорания авиационного керосина TC-1 в горелке. Для детектирования использовали ион SF_6^- . Эксперименты по взаимодействию азотной кислоты с образцом проводились в диапазоне температур 358 К – 238 К и концентраций от $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Во всех экспериментах при экспозиции образца в пары азотной кислоты наблюдается адсорбция HNO_3 и возврат сигнала к фоновому значению в течение времени экспозиции, которое зависит от концентрации и температуры. При этом не наблюдалось никакого образования NO_2 и HONO . По окончании экспозиции молекулы азотной кислоты десорбировались. Из сравнения пиков адсорбции и десорбции оценивалось количество молекул, оставшихся на поверхности сажи. При температуре 358 К не происходило никакого изменения в сигнале HNO_3 , с понижением температуры адсорбировалось большее число молекул азотной кислоты, что характерно для физической адсорбции. При нагревании образца все молекулы азотной кислоты, оставшиеся на поверхности, возвращались в газовую фазу в неизменном виде. Таким образом, на поверхности сажевого образца TC1 происходит обратимое поглощение азотной кислоты.

При температуре верхней тропосферы и нижней стратосферы происходит накопление HNO_3 на поверхности сажевых частиц. Накопление азотной кислоты может привести к изменению гидрофобно/гидрофильных свойств сажи и увеличить скорость гетерогенной нуклеации воды.

УДК 532.137.3

ИЗМЕРЕНИЕ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТЕЙ ПО ЗАТУХАНИЮ КОЛЕБАНИЙ КАМЕРТОНА

Жданов А.Г., Агафонов И.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Вискозиметры широко применяются во многих отраслях науки и техники для измерения вязкости различных веществ (в основном жидкостей) [1-3]. В настоящей работе предлагается новая методика измерения вязкости, позволяющая работать в режиме реального времени с жидкостями широкого диапазона вязкостей. Принцип работы прибора основан на измерении затухания звуковых колебаний высокодобротного камертона.

Возможны два режима работы: исследуемая жидкость помещается на поверхность камертона в виде капель [4]; исследуемая жидкость помещается в емкость, куда погружаются зонды, прикрепленные к камертону. Первый режим предназначен для работы с маловязкими жидкостями (например, вода), а второй режим – с более вязкими (например, глицерин).

Отличительной чертой предлагаемой модели является возможность работы с малыми объёмами жидкостей (менее 0.1 мл для «капельного» режима и порядка 20 мл для зондового режима). Подобные свойства измерительной системы могут оказаться полезными для целого ряда практических приложений, где существенны ограничения, связанные с количеством исследуемой жидкости [4, 5].

Экспериментальная установка

Физическая идея, лежащая в основе камертонного метода измерения вязкости жидкостей, заключается в определении затухания, вносимого в колебания высокодобротного камертона силой вязкого трения, которая действует на поверхность камертона со стороны капли исследуемой жидкости или на прикрепленный к нему зонд, опущенный в исследуемую жидкость. Независимость показателей вязкости от внешних условий достигается сравнением экспериментально получаемых данных для декрементов затухания колебаний с жидкостью и без нее.

Результаты

В работе представлены зависимости скорости затухания колебаний камертона для капель жидкости различной площади и различной вязкости. Предлагается теоретическая модель поведения капли жидкости на поверхности камертона, хорошо объясняющая экспериментальные зависимости [4]. В ходе работы были собраны две установки, на которых была опробована описанная методика, в частности получены температурные зависимости вязкости жидкостей, а также определена энергия активации гли-

церина (рис. 1; полученное значение хорошо согласуется со справочным [7]), проведены измерения вязкости крови в процессе её свёртывания. Также начаты исследования по анизотропии вязкости жидких кристаллов и температурных зависимостей вязкости водных растворов глицерина [3, 4].

Всё это позволяет говорить о возможности применения данной методики в медицинской диагностике и лабораторном эксперименте (планируется использование данного вискозиметра в физпрактикуме по молекулярной физике физического факультета МГУ [6]).

Литература

1. Расулов С.М., Хамидов М.М., “Установка для одновременного измерения давления, температуры, объема и вязкости жидкостей и газов” // Приборы и техника эксперимента, 1999, N1, С. 148-150
2. Соловьёв А.Н., Каплун А.Б., “Вибрационный метод измерения вязкости жидкостей” // издательство «Наука», 1970
3. Панченков Г.М., «Теория вязкости жидкостей», государственное научно-техническое издательство нефтяной и горно-топливной литературы, 1947, С. 44-55, 77-106
4. Жданов А.Г., Пятаков А.П., “Измерение динамической вязкости жидкости по затуханию колебаний камертона” // Физическое образование в вузах, 2002, N4, С. 117-126
5. Агафонов И.Н., Жданов А.Г., “Исследование динамики свёртывания крови” // Международный молодёжный научный конгресс «Молодёжь Наука Общество», Сборник Материалов, 2003, С. 24
6. Булкин П.С., Попова И.И., Общий физический практикум молекулярная физика, издательство Московского Университета, 1988, С. 114-130
7. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З., Физические величины, Энергоатомиздат, 1991

УДК 532.52.(043.2)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Барыбин А.И.

Донецкий Национальный Университет, Украина

Создание экологически чистых технологических процессов требует новых знаний о физических процессах, в которых присутствуют одновременно несколько фаз вещества. Экспериментальные методы исследования имеют особое значение как для

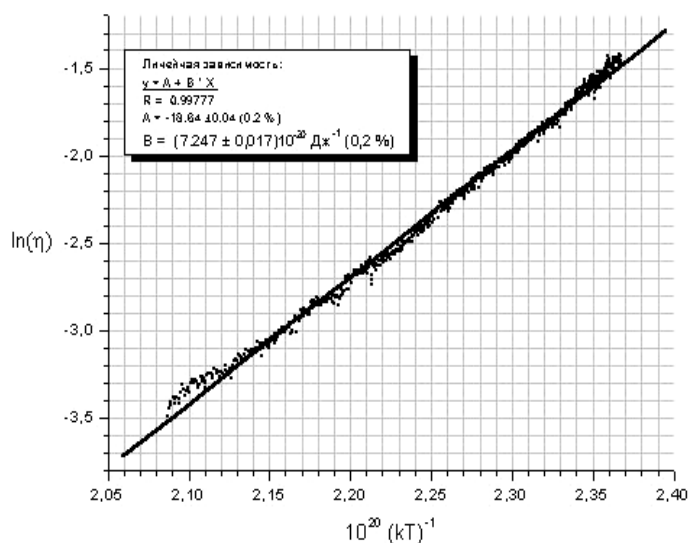


Рис. 1

развития представления турбулентного движения газожидкостного потока, так и для получения эмпирических соотношений, которые описывают механизм течения.

Целью данной работы является экспериментальное измерение характеристик затопленной турбулентной газожидкостной струи (поля газосодержания, поля скоростей, размеры пузырьков). Удельное газосодержание и количество пузырей измеряется волоконно-оптическим преобразователем. Полный расход жидкости измеряется объемным методом, а полный расход газа – ротаметром. Экспериментальная установка представляет собой камеру. На одной из боковых стенок камеры расположен генератор газовых пузырьков. На установке расположено координатное устройство, позволяющее перемещать датчик в заданную точку камеры. Одна из боковых стенок камеры выполнена из прозрачного оргстекла, что позволяет производить непосредственную визуализацию и фотосъемку процесса. После включения установки устанавливается нужный расход жидкости и газа. Эксперимент проводился в соответствии с разработанной методикой. При этом показания ротаметра равнялись 0.04 л/с, расход воды установлен в размере 0.4 л/с.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что ось струи смещается вверх по отношению к центру, то есть происходит всплытие пузырьков. Общее газосодержание (определяется как интеграл по всему срезу) на каждом срезе должно быть величиной монотонно убывающей. Однако посчитав ее по графикам для газосодержания как площадь ограниченную каждой из кривой можно сказать, что данное условие не выполняется. Это можно объяснить тем, что конструкция датчика такова, что на величину измеряемого газосодержания влияет скорость пузырька. Таким образом принимая во внимание первое условие можем оценить, как изменяется скорость в струе по срезам относительно начальной. Полученные предварительные результаты позволяют объяснить физическую картину развития газожидкостного потока. Дальнейшие исследования позволят получить количественные оценки.

**ПРИМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ
В МЕДИЦИНЕ****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Петрова Галина Петровна**

УДК 538.958; 577.3

**РЕГИСТРАЦИЯ ПОВРЕЖДАЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ИШЕМИИ
НА КОМПОНЕНТЫ СЫВОРОТКИ КРОВИ
МЕТОДАМИ СПЕКТРОСКОПИИ ДИНАМИЧЕСКОГО
И СТАТИЧЕСКОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ**Власова И.М., Микрин В.Е.*МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет*

В нашей работе методами лазерной спектроскопии (динамическое и статическое светорассеяние) рассеянного света было показано влияние ишемии на сыворотку крови. Исследования проводились на сыворотке крови крыс, перенесших глобальную ишемию (1,5 часа) головного мозга. В ходе исследований были зарегистрированы отличия в сыворотке крови животных, перенёвших ишемию, по сравнению с сывороткой здоровых животных. Метод динамического светорассеяния был использован нами для определения размеров компонентов сыворотки. Для определения молекулярного веса невзаимодействующих компонентов сыворотки в работе был использован метод статического рассеяния света.

При исследовании влияния ишемии на сыворотку крови были обнаружены изменения в зоне ингредиентов диаметром 20-70 нм. Частицы этого размера представляют собой липопротеиновые комплексы, а точнее липопротеины низкой плотности (ЛПНП), тонко реагирующие на ишемические и атеросклеротические заболевания. Методом статического рассеяния (на сыворотке здоровых крыс и крыс, перенёвших ишемию) была получена масса этих частиц, равная 2,5 млн Да, одинаковая для обеих групп животных, соответствующая массе ЛПНП по литературным данным.

С помощью метода динамического рассеяния света зарегистрированы отличия радиусов ЛПНП контрольной сыворотки крови и ишемической сыворотки. Размер ишемических ЛПНП больше размера ЛПНП здоровой сыворотки примерно на 20-30%. Известно, что здоровые ЛПНП представляют собой сферические частицы. Нами установлено, что после ишемии форма ЛПНП остается сферической, но при этом происходит значительное уменьшение плотности ЛПНП.

Зарегистрированные изменения ЛПНП, произошедшие вследствие ишемии головного мозга, объясняются в рамках теории окислительного стресса. Накопление при ишемии свободнорадикальных продуктов в ткани мозга приводит к их последующему попаданию в кровь и к повреждению компонентов крови. Радикальные окислительные реакции вызывают модификацию липопротеинов (особенно этому подвержены ЛПНП) плазмы крови. Полученные нами результаты говорят об эффективности использования лазерной спектроскопии в диагностике атеросклеротических сосудистых заболеваний и в оценке ишемических повреждений.

УДК. 535. 37; 532: 541.64

ИССЛЕДОВАНИЕ БЕЛКОВЫХ РАСТВОРОВ, СОДЕРЖАЩИХ ТЯЖЕЛЫЕ ИОНЫ, МЕТОДОМ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

*Сокол Н.В.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Для исследования свойств белка в растворах можно использовать метод поляризованной флуоресценции. Метод позволяет определять времена вращательной корреляции молекул, производить оценку размеров частиц в растворах и количества центров связывания на макромолекулах, которые в свою очередь зависят от расположения зарядов на белковых поверхностях и коэффициентов межмолекулярного взаимодействия. Таким образом, по параметрам флуоресценции белковых растворов можно судить о характере поведения молекул белка и структуре самих растворов.

Флуоресцентные зонды, прикрепляясь к белковой поверхности, смещают спектр люминесценции белка в видимую область, при этом полная интенсивность свечения зависит от количества связанного и свободного флуоресцирующего зонда.

В настоящей работе исследовались водные растворы бычьего сывороточного альбумина (*БСА*), содержащие соль кадмия (Cd_2SO_4) и флуоресцентный зонд (флуоресцеин). Были исследованы также водные растворы *БСА*, содержащие хелат европия (*ХЕ*), молекулы которого флуоресцируют в видимой части спектра.

Оказалось, что в растворах *БСА* с ионами *Cd* и флуоресцеином степень поляризации увеличивается, что с точки зрения теории Левшина-Перрена свидетельствует о росте эффективного объема частиц в растворах. Времена вращательной корреляции ($\tau_{вр.кор.}$) частиц в растворах с ионами кадмия возрастают больше чем в два раза по сравнению с $\tau_{вр.кор.}$ молекулы альбумина.

Интенсивность флуоресценции водных растворов *ХЕ* изменяется при изменении параметра рН и достигает максимальной величины в области рН 6. Полная интенсивность флуоресценции растворов белка с *ХЕ* существенным образом зависит от концентрации хелата и рН раствора и также достигает максимальной величины в области рН 6. Времена $\tau_{вр.кор.}$ частиц в растворах альбумина, содержащих *ХЕ*, возрастают примерно на порядок по сравнению с $\tau_{вр.кор.}$ молекул альбумина в воде, что вероятно связано с увеличением размера частиц, а следовательно с образованием белковых кластеров. Последнее было подтверждено методами статического и динамического рассеяния света.

УДК 535.36

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ОПТИЧЕСКОГО КОГЕРЕНТНОГО ТОМОГРАФА ОТ СЛОЕВ БИОТКАНИ АНАЛИЗ КРАТНОСТЕЙ РАССЕЙНИЯ

**Федосеева М.С., Кириллин М.Ю

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Оптическая когерентная томография (ОКТ) является одним из новых неинвазивных методов лазерной медицинской диагностики, которые разрабатываются для ис-

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

** Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

следования внутренней структуры светорассеивающих биотканей [1]. ОКТ основана на принципе низкокогерентной интерферометрии. Целью нашей работы было исследование распределения фотонов, дающих вклад в сигнал оптического когерентного томографа, по количеству испытанных ими актов рассеяния от слоев биоткани при различных концентрациях рассеивателей. Кратность рассеяния является важной характеристикой процессов распространения света [2] и формирования сигнала, и моделирование этих процессов позволяет установить область применимости исследуемого метода, а также оптимально реализовать экспериментальные методы оптической диагностики структуры биотканей.

Для моделирования распространения света в исследуемом объекте используется метод Монте-Карло. Сигнал ОКТ рассчитывался для слоев суспензии светорассеивающих частиц, моделирующих кровь и кожу (толщиной 0.5 мм и 2 мм соответственно). Длина волны источника низкокогерентного излучения считалась равной 820 нм. Параметры моделируемой установки соответствовали параметрам реального томографа [2]. Кожа моделировалась суспензией липидных везикул различных размеров и концентраций (т. н. «интралипидом»). Были получены модельные зависимости числа детектируемых фотонов от количества испытанных ими актов рассеяния при различных гематокритах крови ($Hct = 5\%$, 10% , 35%) и различных концентрациях интралипида (2% , 5% , 10%). При этом многократно рассеянными считались фотоны, для которых число актов рассеяния больше, чем отношение транспортной длины к средней длине свободного пробега в среде.

На кривых, представляющих эти зависимости в случае крови (рис.1а) для каждого гематокрита наблюдаются два максимума, первый из которых соответствует отражению фотонов, дающих сигнал, от ближней границы слоя (соответствует одному акту рассеяния), а второй – от дальней границы. Для $Hct=5\%$ и $Hct = 10\%$ наибольший вклад в общий детектируемый сигнал дает малократное рассеяние, тогда как при $Hct=35\%$ преобладает вклад многократного рассеяния. Для $Hct=5\%$ величина второго максимума больше, чем для остальных случаев, что связано с сильной анизотропией рассеяния (фактор $g = 0.99$). При $Hct=10\%$ аналогичный максимум меньше, что объясняется увеличением коэффициента рассеяния среды μ_s . Для $Hct=35\%$ рассматриваемый максимум выражен не столь явно, поскольку анизотропные свойства среды уменьшаются, а μ_s , напротив, имеет сравнительно большое значение. С увеличением гематокрита наблюдается смещение второго максимума вправо, что связано с увеличением соотношения толщины слоя и длины свободного пробега в среде.

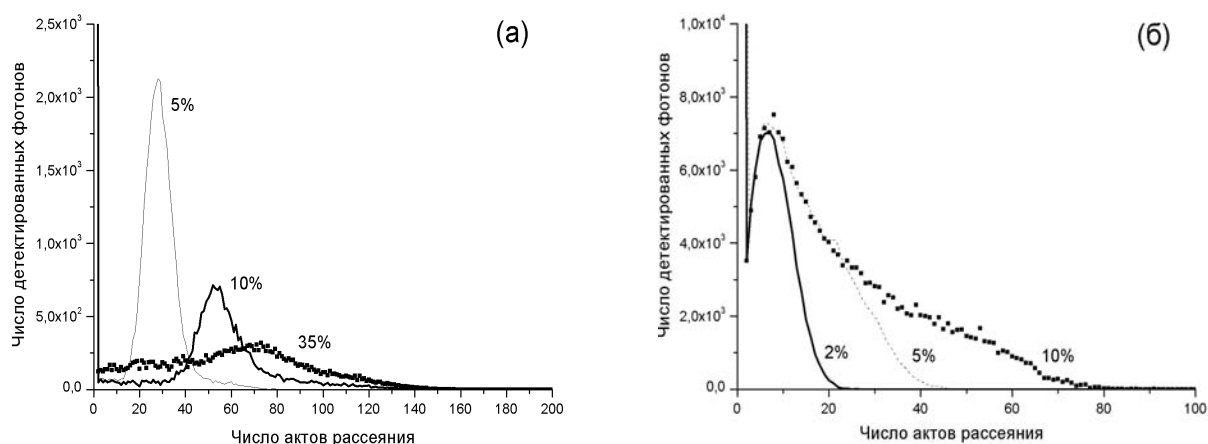


Рис.1. Зависимости числа детектированных фотонов от числа испытанных ими актов рассеяния для различных гематокритов крови (а) и концентраций интралипида (б).

В случае интралипида (рис. 1б) на соответствующих зависимостях также наблюдаются два ярко выраженных максимума, первый из которых, как и в случае крови, соответствует отражению фотонов от ближней границы слоя, а второй обусловлен многократным рассеянием фотонов. С увеличением концентрации «хвосты» сигналов удлиняются, т.е. на большее количество актов рассеяния приходится больше детектируемых фотонов. Это опять же связано с тем, что с увеличением концентрации увеличивается μ_s , и детектированный фотон испытывает большее число актов рассеяния. В отличие от аналогичной зависимости для крови смещение вторых максимумов относительно друг друга не наблюдается, так как фактор анизотропии для всех концентраций интралипида один и тот же ($g = 0.63$).

Литература

1. *Handbook of Optical Coherence Tomography*, В.Е. Bouma, G.J. Tearney - Editors, New York, 2002.
2. М.Ю. Кириллин, А.В. Приезжев, "Монте-Карло моделирование распространения лазерного пучка в плоском слое суспензии эритроцитов. Сравнение вкладов различных кратностей рассеяния в угловое распределение света"// Квантовая электроника, 2002, №10, с. 883-887 .
3. E. Alarousu, I. Gurov, J. Hast, R. Myllyla, A. Zakharov, " Optical coherence tomography of multiplayer tissue based on dynamical stochastic fringe processing"// Proc. SPIE, 2002, vol. 5149, pp. 13-20.

УДК 535.4

ВЛИЯНИЕ СЕМАКСА НА ДЕФОРМИРУЕМОСТЬ ЭРИТРОЦИТОВ У КРЫС С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ВЫЗВАННОЙ ИШЕМИЕЙ

Луговцов А.Е.¹, Тюрина А.Ю.¹, Мальютина Е.Н.²

*МГУ им. М.В. Ломоносова,¹ физический факультет,² факультет
фундаментальной медицины*

Экспериментально вызванная ишемия у крыс способствует усилению свободнорадикальных 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 влияния свободнорадикальных процессов является семакс [1]. В данной работе исследовано влияние семакса на параметр деформируемости (ПД) эритроцитов крыс при его введении *in vivo*.

Метод измерения основан на регистрации дифракционных изображений, получаемых при освещении разбавленной суспензии эритроцитов в ячейке Куэтта лазерным пучком, с последующей компьютерной обработкой этих изображений и расчетом ПД клеток как функции сдвигового напряжения [2]. В сдвиговом потоке деформация эритроцитов зависит от механических свойств двух компонентов: мембраны и внутреннего содержимого эритроцитов, являющегося вязкой жидкостью (раствор гемоглобина). Каждый из этих компонент дает свой вклад в кривую деформации. При движении в сдвиговом потоке мембрана эритроцита вращается вокруг жидкого содержимого со

скоростью, зависящей от его вязкости и скорости сдвига. Перестроенные в полулогарифмической шкале кривые зависимости ПД от сдвигового напряжения удовлетворительно спрямляются и характеристикой каждой из них можно выбрать точку пересечения с осью напряжений сдвига (предел текучести), что дает предельное напряжение сдвига, при котором начинается деформация. Вторая характеристика—тангенс угла наклона графика. Об изменении вязкости внутреннего содержимого эритроцитов можно судить по наклону зависимости ПД от логарифма скорости сдвига, а об изменении деформационных свойств мембраны эритроцитов можно судить по пределу текучести. Статистический разброс результатов измерения ПД на нормальных эритроцитах составляет 5%, что сравнимо с физиологическим разбросом по деформационным свойствам в пуле нормальных клеток.

У опытных животных под кетоминовым наркозом вызывали ишемию головного мозга путем одномоментной перевязки обеих общих сонных артерий. Контролем служили ложнооперированные животные, у которых проводили те же хирургические манипуляции под наркозом, но общие сонные артерии оставляли неперевязанными. Для изучения влияния семакса на ПД эритроцитов забор крови у крыс и измерения проводились непосредственно до и через 90 минут после операции. Всего было исследовано 32 крыс, из которых 16 составляли опытную группу (крысы с экспериментально вызванной ишемией), а 16 крыс составляли контрольную группу (ложнооперированные крысы). Каждая группа состояла из двух подгрупп по 8 крыс. В первой подгруппе были крысы, которым вводился семакс внутривенно по 1 мг/кг 2 раза через 15 минут и через 1 час после перевязки сонных артерий, а во второй крысам вместо семакса вводился физраствор в тех же количествах.

Для опытной группы крыс в случае введения физраствора параметр деформируемости, измеренный через 90 минут после операции, достоверно уменьшается на $10 \pm 1,5\%$ по сравнению со значениями до операции. В случае введения семакса параметр деформируемости достоверно уменьшался всего на $7 \pm 1\%$. Для ложнооперированных крыс достоверных различий в ПД при введении физраствора и семакса не наблюдалось.

Так как предел текучести во всех 4 группах достоверно не изменялся, то можно предположить, что изменения жесткости мембран эритроцитов крыс практически не происходило. По изменению тангенса угла наклона можно сказать, что в обеих подгруппах контрольной группы крыс внутренняя вязкость эритроцитов не изменялась. В случае же опытной группы, в подгруппе с введенным физраствором внутренняя вязкость красных клеток увеличивалась больше (на $7 \pm 2\%$), чем в случае с введенным семаксом (на $5 \pm 2\%$).

По результатам эксперимента получено, что введение семакса положительно сказывается на ПД эритроцитов ишемических крыс. Показано, что уменьшение ПД эритроцитов связано с увеличением внутренней вязкости красных клеток крови.

Литература

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., Rheological behavior of erythrocytes of hemorrhagic rats: examination by the method of laser diffractometry, Optical Technologies in Biophysics and Medicine V, V. Tuchin - Ed, SPIE Proc., vol. 5474, in print (2003).

УДК 577.3

ВЛИЯНИЕ ПОВЫШЕННОГО ПОТРЕБЛЕНИЯ КОЭНЗИМА Q₁₀ НА СОКРАТИТЕЛЬНУЮ И МИТОХОНДРИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ МИОКАРДА

Губкин А.А., Лакомкин В.Л.* , Тимошин А.А.*

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

**НИИ экспериментальной кардиологии ГУ «Российский кардиологический научно-производственный комплекс Минздрава РФ»*

Целью данной работы было исследование защитного действия убихинона на кардиомиоциты, находящиеся в условиях окислительного стресса. Было показано что коэнзим Q₁₀, благодаря его антиоксидантным свойствам, способен уменьшать негативные эффекты, вызванные периодом ишемии. Исследование проводилось на крысах линии Wistar, часть из которых в течение 6-11 недель получала убихинон (препарат в форме водной эмульсии убихинона, «Кудесан» фирмы АКВИОН) в качестве пищевой добавки (10 мг/кг). Далее полученные из этих животных сердца перфузировались по методу Лангендорфа раствором Кребса-Хензелейта. После этого следовали 25-минутная тотальная ишемия с последующей 40-минутной реперфузией. Во время опыта проводился мониторинг основных физиологических параметров, в том числе сократительной функции. Наибольшие различия наблюдались в период реперфузии: сердца крыс, получавших убихинон, быстрее и в большей степени восстанавливали сократительную функцию. Во время эксперимента брались образцы перфузата оттекающего от сердца, в которые добавлялась спиновая ловушка DMPD. Далее с помощью метода ЭПР-спектроскопии оценивали содержание в них активных форм кислорода (АФК). Было показано, что в результате потребления препаратов убихинона содержание АФК во время реперфузии снижалось, что свидетельствовало об уменьшении окислительной нагрузки на ткань сердца. После окончания реперфузии выделяли митохондрии и определяли дыхательный контроль. Нами было установлено, что для группы крыс, потреблявших убихинон, он был существенно выше.

В других опытах после окончания реперфузии проводилось быстрое замораживание ткани миокарда. Далее они исследовались на методом ЭПР при температуре –40 °С. В этих условиях свободнорадикальные спектры замороженной ткани миокарда представляли собой суперпозицию двух сигналов от таких полувосстановленных компонентов дыхательной цепи митохондрий, как убисемихинона и флавосемихинонов. Нами было показано увеличение вклада сигнала убисемихинона в интегральный спектр для группы крыс, потреблявших препарат убихинона.

Кроме того, были проведены другие серии экспериментов, где в качестве окислительной нагрузки использовались изопротеринол (искусственный катехоламин) и перекись водорода. Изопротеринол вводился крысам за сутки до эксперимента. H₂O₂ добавлялась в раствор Кребса-Хензелейта, используемый для перфузии сердец. Результаты опытов позволили говорить о хорошо выраженных кардиопротекторных свойствах убихинона.

Установлено, что потребление крысами повышенных доз Q₁₀ приводит к улучшению устойчивости миокарда к окислительным повреждениям, вызванным длительным периодом ишемии и реперфузии, или введением препаратов катехоламинов.

УДК 543.232

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО МЕДИЦИНСКОГО АКУСТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА

Смагин М.А., Морозов А.В.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Для проведения качественной ультразвуковой диагностики важно точно знать свойства применяемых источников и уметь предсказывать структуру их акустического поля. В силу сложности конструкции используемых в медицине акустических датчиков, особенно многоэлементных фазированных решеток, теоретически трудно предсказать структуру механических колебаний поверхности решетки и выявить свойства и конфигурацию излучаемого ею поля. Поэтому представляет большой интерес разработка альтернативных методов исследования акустических полей. Один из них основан на методе акустической голографии, позволяющем восстановить картину колебаний поверхности акустического излучателя на основе измеренных вдоль некоторой поверхности амплитуды и фазы волны [1].

В данной работе проведено исследование поля многоэлементного медицинского датчика Medelkom 3.5 С60 абдоминального типа, с рабочей частотой 3.5 МГц и 96-элементной излучающей поверхностью. Внешний вид датчика изображен на рис. 1. При использовании в медицинской диагностике к каждому элементу подводится отдельный провод, чтобы иметь возможность проводить фокусировку и сканирование поля в плоскости yz (см. рис. 1) путем введения соответствующих фазовых сдвигов между подаваемыми на элементы сигналами [2]. В плоскости xz производится слабая фокусировка за счет цилиндрической линзы, расположенной на поверхности излучателя (на рис. 1 не показана). При проведении данной работы все элементы решетки электрически соединялись, т.е. на них подавался один и тот же сигнал. Указанный синусоидальный сигнал подавался с генератора сигналов Agilent и имел вид радиоимпульсов с прямоугольной огибающей, частотой заполнения 3.5 МГц и амплитудой 10 В. Датчик помещался в кювету с водой. Сначала проводились измерения распределения акустиче-

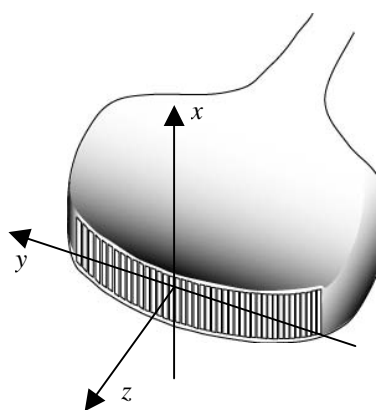


Рис.1. Расположение координатных осей при сканировании поля многоэлементного ультразвукового датчика

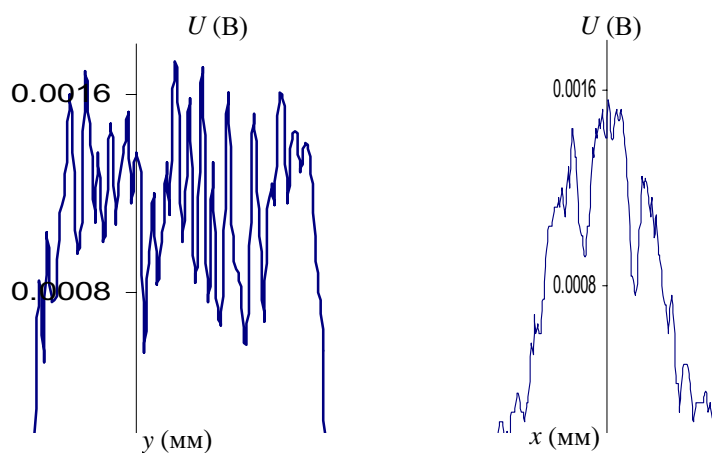


Рис. 2. Распределение амплитуды акустического давления (сигнала гидрофона U) вдоль горизонтальной (слева) и вертикальной (справа) осей на расстоянии $z = 20$ мм

ского давления в поперечной плоскости. Игольчатый пьезокерамический гидрофон диаметром 0.4 мм (SEA, USA) перемещался в нужной плоскости с помощью системы позиционирования. Сигнал гидрофона считывался цифровым осциллографом Tektronix. Были исследованы распределения акустического давления по двум направлениям в поперечной плоскости на различных расстояниях от датчика. На рис. 2 представлены графики этих распределений по горизонтальной и вертикальной осям соответственно. Отчетливо видна тонкая структура акустического поля, обусловленная как дифракционными эффектами ближнего поля, так и многоэлементной структурой источника. Как видно, поле локализовано в области размером 40x10 мм, что примерно соответствовало геометрическому размеру источника. С учетом полученного поперечного размера акустического пучка, далее проводилось двумерное сканирование гидрофона в соответствующей прямоугольной области на расстоянии $z=2$ см перед излучающей поверхностью. Данное расстояние было выбрано, как минимальное при проведении обследований реальными медицинскими приборами и позволяло четко разделять вклад каждого элемента в общую структуру поля. Результат измерения для амплитуды сигнала гидрофона приведен на рис. 3. Наряду с амплитудой, проводилось измерение фазы волны. Указанная информация использовалась для голографического восстановления распределения колебательной скорости на поверхности источника. Результат восстановления показан на рис. 4. Видно, что распределение скорости отражает многоэлементную структуру используемого излучателя. Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод о возможности исследования структуры колебаний и точного предсказания полей многоэлементных решеток, используемых в медицине.

Литература

1. Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В. Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе измерения акустического давления вдоль контрольной поверхности. - Акуст. ж., 2003, т.49, №3, с.416-424.

2. Осипов Л.В. Ультразвуковые диагностические приборы: Практическое руководство для пользователей. - М.: Видар, 1999.

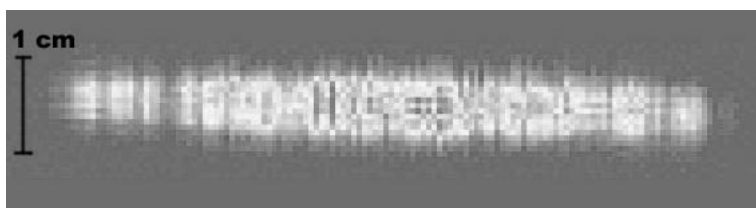


Рис. 3. Измеренное распределение амплитуды акустического давления на расстоянии $z=2$ см от излучающей поверхности

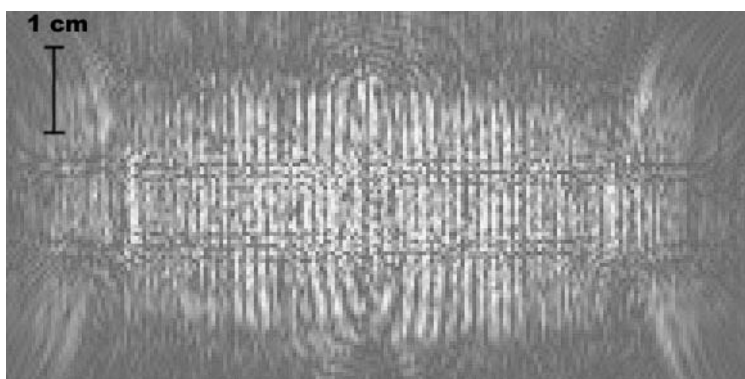


Рис. 4. Восстановленное распределение амплитуды колебательной скорости на поверхности излучателя

УДК 577.3

ГЕНЕРАЦИЯ СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ КИСЛОРОДА В МИТОХОНДРИЯХ СЕРДЦА: ЭФФЕКТ ГИПОКСИИ–РЕОКСИГЕНАЦИИ

*Свириева И.В.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Известно, что активные формы кислорода ($O_2^{\cdot-}$, H_2O_2 , OH^{\cdot}) играют значительную роль в нарушениях сократительной функции и энергетического метаболизма сердечной мышцы. В клетках миокарда активные формы кислорода генерируются главным образом в митохондриях. Кардиомиоциты подвержены постоянному воздействию небольшого количества свободных радикалов, образующихся в результате прямого взаимодействия электронных переносчиков митохондрий с молекулярным кислородом. При нормальном протекании реакций клеточного метаболизма появившиеся в кардиомиоцитах активные формы кислорода нейтрализуются эндогенными антиоксидантами клеток миокарда. Однако, в патофизиологических условиях скорость образования свободных радикалов, а также других токсичных метаболитов кислорода возрастает настолько, что антиоксидантные системы клеток не будут в состоянии их нейтрализовать и возникает состояние окислительного стресса. Митохондрии, являющиеся энерго-преобразующими органеллами клетки, в достаточной степени автономны. Они играют важную роль в процессах, связанных с развитием повреждений во время ишемии и реперфузии, таких как: гомеостаз кальция, индукция некроза и апоптоза, потеря АТФ при ишемии и генерация активных форм кислорода и азота.

В данной работе изучено влияние гипоксии и реоксигенации на скорость генерации свободных радикалов кислорода в изолированных митохондриях сердца крыс линии Wistar. Скорость потребления кислорода митохондриями в состояниях 3 и 4 измеряли при $25^{\circ}C$ с помощью электрода Кларка на полярографе *Oxygen Monitor Model 53* фирмы *YSL, Inc* (США). Спектры ЭПР регистрировали на спектрометре *E-109E* фирмы *Varian* (США) при комнатной температуре ($\sim 25^{\circ}C$). Суспензию митохондрий помещали в тонкостенный капилляр фирмы *Zeus, Inc.* (США), что позволяло проводить инкубацию митохондрий непосредственно в резонаторе спектрометра ЭПР при оксигенации (продувка воздухом) и гипоксии (продувка азотом). Абсолютные значения скорости образования супероксид анион радикалов $O_2^{\cdot-}$ митохондриями определяли по интенсивности сигнала ЭПР спиновой ловушки *TIRON*(4,5-диоксибензол-1,3-дисульфонат натрия).

В состояниях 3 и 4 начальная интенсивность сигнала *TIRON* мала, а значит и скорость генерации супероксидного радикала тоже мала, однако она возрастает уже после первого периода гипоксии (10 – 30 мин). Регистрируемые спиновой ловушкой супероксидные радикалы образуются при взаимодействии семихиноновой формы коэнзима *Q* с молекулярным кислородом в *bc₁* сегменте (комплекс III) дыхательной цепи. Добавление ингибитора антимицина *A*, блокирующего перенос электронов в III комплексе от цитохромов *b* на окисленный *Q*, приводит к значительному (до 10 раз) увеличению сигнала ЭПР спиновой ловушки *TIRON*. Как при использовании сукцината (суб-

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

страта для II комплекса), так и при использовании малата и глутамата (субстратов для I комплекса) чередование периодов гипоксии и реоксигенации сопровождается увеличением скорости генерации супероксидных радикалов (до 4 раз), что существенно меньше, чем в случае нормального переноса электронов. Если блокировать перенос электронов в I комплексе ротеноном (субстраты – малат и глутамат), то супероксидные радикалы не образуются, несмотря на длительный (30 мин) период гипоксии.

Таким образом, проведённые нами эксперименты показывают, что гипоксия и последующая реоксигенация приводят к определённым изменениям в мембранах изолированных митохондрий, вызывающим увеличение скорости генерации свободных радикалов кислорода.

УДК 577.32

ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПАРАМЕТРОВ БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ КРЫС ПРИ НАРУШЕНИЯХ МОЗГОВОГО КРОВООБРАЩЕНИЯ

Бойко А.В.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Развитие патологических процессов в организме сопровождается изменениями ряда молекулярных параметров в клетках и тканях, а также в сыворотке крови.

В данной работе изучалось изменение молекулярных параметров белков в водных растворах сыворотки крови крыс, при искусственно вызванной ишемии мозга и геморрагическом инсульте, с целью разработки новых физических методов диагностики заболеваний мозга. Для исследования механизмов развития ишемии мозга, созданы различные экспериментальные модели данной патологии на животных. В этой работе была использована модель фокальной ишемии мозга. Геморрагический инсульт у специальной линии крыс (Крушинского-Молодкиной) вызывался сильным акустическим воздействием на животных.

Работа проводилась в рамках междисциплинарного научного проекта «Оптика крови и диагностика сердечно-сосудистых и онкологических заболеваний».

Образцы для исследования были предоставлены факультетом фундаментальной медицины МГУ им. Ломоносова.

Наиболее прямым и эффективным методом исследования межмолекулярного взаимодействия, подвижности и поляризационных свойств растворов макромолекул является метод рассеяния света.

Метод рассеяния лазерного излучения дает возможность определения эффективной массы рассеивающих макромолекул, энергетических параметров межмолекулярного взаимодействия, гидродинамических радиусов рассеивающих частиц, а также коэффициента трансляционной диффузии. В результате оказывается, что все перечисленные выше параметры существенно изменяются в случае искусственно вызванной патологии по сравнению с контрольными образцами (сыворотка крови здоровых крыс).

При добавлении в раствор сыворотки крови малых количеств соли свинца наблюдается резкое возрастание массы рассеивающих частиц как для контрольных животных, так и для животных, подвергнутых хирургической операции. Это согласуется с результатами исследования воздействия тяжелых металлов на белки в растворах.

УДК 535.36

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВЕТОРАСSEИВАЮЩИХ НАНОЧАСТИЦ
ЧАСТИЦ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ КОЖИПопов А.П.^{*}, Федорова О.Е.^{*}, Ладеман Ю.^{**}^{*}МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет^{**}Университет им. А. Гумбольдта (Берлин), Медицинский факультет,
клиника «Шарите»

В настоящее время актуальной является проблема изучения распространения света в коже человека в фиолетовом и ультрафиолетовом (УФ) диапазоне длин волн для разработки наиболее эффективных средств защиты от этих губительных для живых клеток лучей. Сейчас прослеживается тенденция производителей к замене применяемых в солнцезащитных кремах химических реагентов (в основном, поглощающих УФ-излучение) на физические. Примерами таких веществ являются частицы оксида титана TiO_2 и цинка ZnO размером порядка 50-200 нм, которые вместе с нанесенным на поверхность кожи кремом проникают в верхний (роговой) слой кожи. Их преимуществом является преобладание рассеивающих свойств над поглощающими в фиолетовом и УФ-диапазоне [1]. За счет этого происходит увеличение доли вышедшего из кожи излучения, и, соответственно, уменьшение доли излучения, прошедшего глубже.

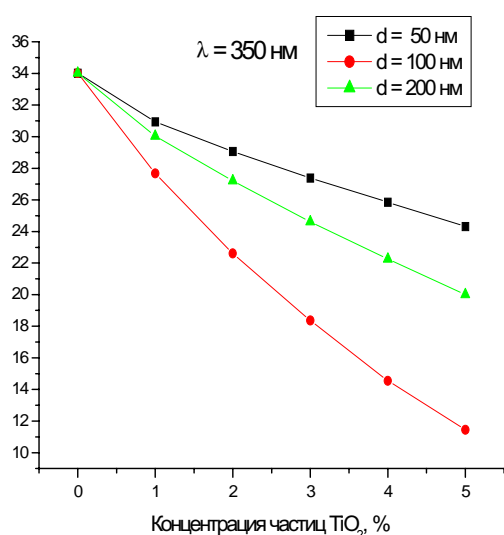
В качестве расчетной модели рогового слоя используется двухслойная модель: верхний слой содержит частицы, нижний – нет. Суммарная толщина обоих слоев составляет 20 мкм, что соответствует экспериментальным данным [2]. Толщина верхнего слоя составляет 2 мкм, он характеризуется оптическими свойствами как частиц, так и рогового слоя – суммарным коэффициентом поглощения μ_a и рассеяния μ_s ; коэффициент преломления n полагается равным таковому для слоя без частиц, т.к. концентрация оксида титана мала (менее 5% по объему). Толщина слоя с частицами TiO_2 и их концентрация оценивались из экспериментов, когда роговой слой снимался послойно с помощью скотча. Коэффициенты μ_a и μ_s , а также фактор анизотропии рассеянного излучения g для частиц рассчитывались по теории Ми для рассеяния света на сферических частицах. В качестве фазовой функции использовалась линейная комбинация двух функций Хеньи-Гринштейна с разными значениями g (которые соответствуют частицам и, собственно, слою) и относительными долями коэффициентов рассеяния в качестве весовых множителей. При моделировании в роговой слой инжектируется 1 миллион фотонов в точку с координатами (0, 0, 0). Фотоны регистрируются детекторами 4x4 кв. мм, которые расположены на обеих поверхностях всего рогового слоя.

В работе производится расчет и анализируется поведение кривых для поглощенного, рассеянного назад, а также прошедшего через роговой слой излучения при изменении концентрации рассеивающих частиц оксида титана от 0 до 5% по объему с глубиной проникновения 2 мкм для света с длиной волны 350 и 400 нм. Диаметр частиц варьируется от 50 до 200 нм.

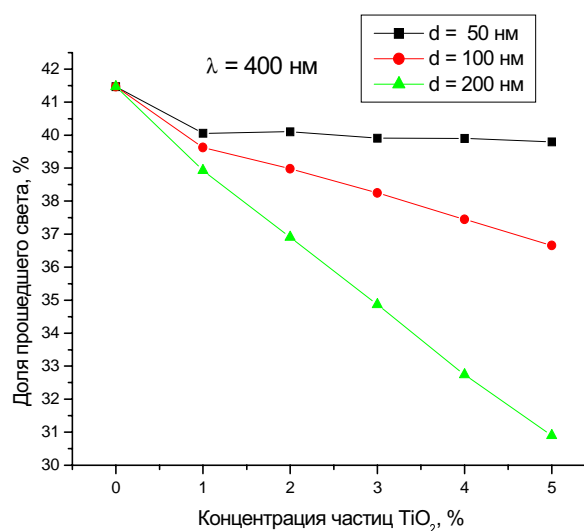
Полученные данные позволяют сделать вывод о возможности эффективного управления оптическими свойствами рогового слоя кожи при правильном подборе параметров вводимых в кожу светорассеивающих частиц.

Таблица 1. Коэффициенты рассеяния и поглощения в верхней части рогового слоя (с частицами) для излучения 350 и 400 нм.

λ , нм	Диаметр частицы, нм	μ_s , мм ⁻¹	μ_a , мм ⁻¹
350	50	320	152
	100	1100	278
	200	487	229
400	50	226	23
	100	437	23
	200	873	23



а)



б)

Рис. 1. Зависимость прошедшего через роговой слой излучения (по отношению к падающему) от объемной концентрации частиц оксида титана при различных диаметрах этих частиц для длины волны падающего излучения 350 (а) и 400 (б) нм

Литература

1. Weigmann H.-J., Lademann J., Meffert H., Schaefer H., Sterry W. "Determination of the horny layer profile by tape stripping in combination with optical spectroscopy in the visible range as a prerequisite to quantify percutaneous absorption", *Skin Pharmacology and Applied Skin Physiology*, 1999, №12, с. 34-45.

2. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Изд-во Саратовского ун-та, 1998.

УДК 543.232

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СДВИГОВОГО МОДУЛЯ
В РЕЗИНОПОДОБНОМ МАТЕРИАЛЕ

Бурлакова Т.А.

МГУ им. Ломоносова, физический факультет

Упругость мягких биологических тканей с патологическими изменениями и упругость здоровых тканей существенно отличаются: сдвиговые модули упругости для многих опухолей в десятки раз выше. Поэтому разработка методов визуализации распределения модуля упругости в биологических тканях является одним из актуальных направлений медицинской диагностики. В работе предлагается метод визуализации упругих свойств среды при помощи сдвиговой волны.

Акустический пучок продольных волн создавался фокусирующим пьезоэлектрическим излучателем. Использовался преобразователь, который возбуждался на частоте 3МГц. Возбуждение производилось электрическим сигналом, подаваемым с выхода мощного ультразвукового генератора. Использовался импульсный режим возбуждения. Длительность импульса составляла 300μs. В фокальной области акустического пучка помещался образец.

Регистрация сдвиговой волны проводилась оптическим методом по отклонению непрозрачной частички, находящейся внутри образца. Но оптическая регистрация не может быть применена на реальных непрозрачных биологических тканях. Поэтому была проведена регистрации сдвиговых волн в резиноподобной материале с использованием ультразвуковой методики, когда форма сдвигового импульса регистрировалась по смещению частицы, отражающей слабый фокусированный ультразвуковой пучок. На рис.1 представлены формы профилей на различных расстояниях от оси пучка.

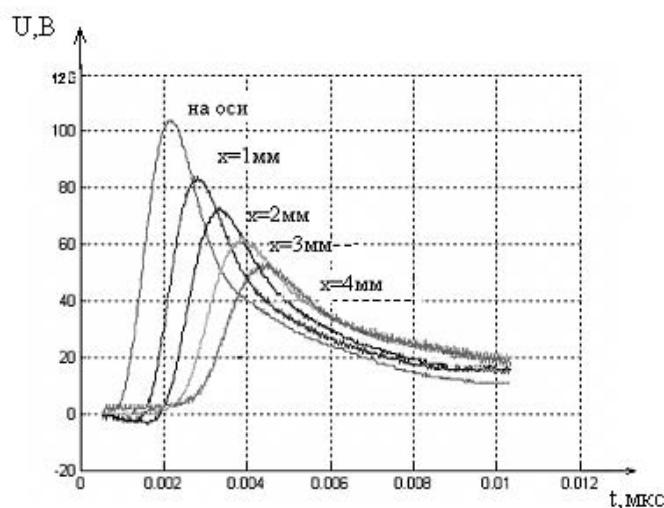


Рис.1. Формы сдвиговых импульсов на различных расстояниях от оси пучка

При измерении образца с цилиндрической вставкой снимались профили сдвигового импульса в основном образце и при прохождении через вставку. При прохождении через цилиндрическую вставку ожидается наблюдение амплитудного эффекта: ампли-

туда сдвигового импульса в основном образце должна быть меньше амплитуды сдвигового импульса в цилиндрической вставке. Полученные профили, изображённые на Рис.2, подтверждают ожидаемый результат(1,4- в основном образце; 2,3-в цилиндрической вставке).

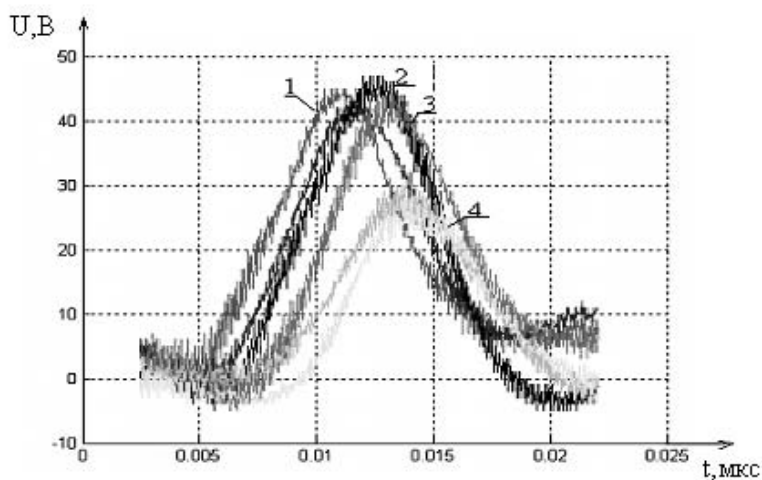


Рис.2. Форма профилей при прохождении через вставку

По полученным профилям определили зависимость времени задержки от поперечной координаты. По построенному графику был определен диаметр цилиндрической вставки.

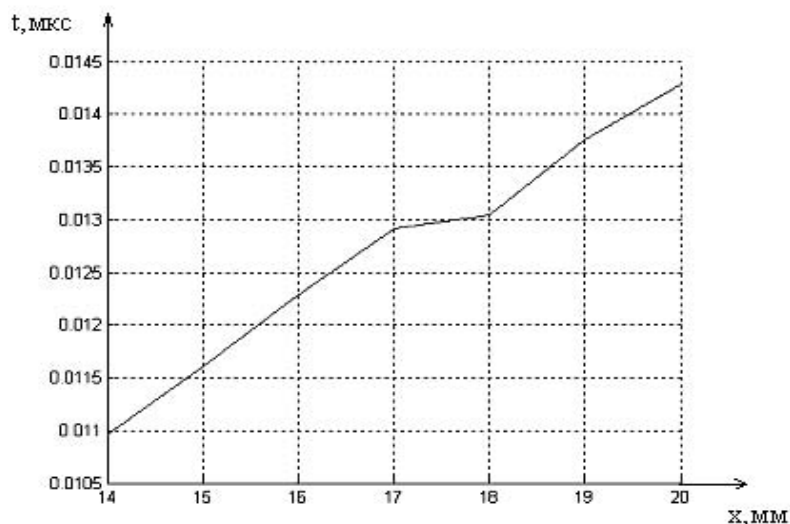


Рис.3. Зависимость задержки от поперечной координаты

Литература

1. В.Г. Андреев , В. Н. Дмитриев, Ю.А. Пищальников, О.В. Руденко, О.А. Сапожников, А.П. Сарвазян Наблюдение сдвиговой волны, возбужденной с помощью фокусированного ультразвука в резиноподобной среде.//акустический журнал, 1997, том 43, №2, с. 149 – 155

УДК 534.222

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОТВЕРСТИЯ В ПЛОСКОЙ МЕМБРАНЕ

Илюхина М.А.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Изменение проницаемости биомембран, вызванное механоакустическим воздействием, в ряде случаев связывают с изменением размеров существующих в них пор [1, 2], поэтому отдельный интерес представляет динамика этих структурных дефектов в выделенном элементе мембраны. В связи с этим в работе была построена математическая модель нелинейной динамики цилиндрического отверстия в плоской мембране и исследовано его поведение при различных типах воздействия. С другой стороны, такая модельная задача также представляет интерес при исследовании эволюции отверстий в металлических пластинах, поскольку такие конструкции широко используются в различных видах креплений. В работах, как правило, задача о цилиндрическом дефекте в пластинах рассматривалась в статическом случае, в то время, как существующие в конструкциях вибрации, меняющиеся во времени внешние напряжения делают интересным исследование динамики сквозного отверстия.

Рассмотрим элемент плоской упругой мембраны с цилиндрическим отверстием (см. рис.1). Для описания нелинейной динамики сквозной поры мы будем пользоваться моделью плоского напряженного состояния. Учет нелинейных слагаемых в матрице деформаций автоматически ставит вопрос о выборе типа описания – эйлерова или лагранжева – рассматриваемого дефекта. В этой задаче мы будем использовать подход Эйлера.

В силу своей структурной организации, биомембраны не могут значительно изменять площадь поверхности [1]. Этот факт накладывает дополнительное условие на данную задачу: при деформациях площадь пластины остается неизменной, однако смещения элементов мембраны при этом могут быть значительными. Введем полярные координаты с центром в точке O (рис.1) и рассмотрим симметричную по углу φ задачу. Толщина пластинки h предполагается постоянной. Будем считать, что на мембрану действуют внешние радиальные напряжения, не вызывающие сдвигов. Тогда уравнение движения для плоского напряженного состояния примет вид:

$$\rho_0 \frac{d^2 u_r}{dt^2} = \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}}{r}, \quad (1)$$

где p - внешнее радиальное напряжение (в трехмерном случае ему соответствует давление); σ_{ik} - внутренние напряжения в мембране, возникающие при ее деформациях; ρ_0 - объемная плотность мембраны; u_r - радиальное смещение частиц. Заметим, что в левой части (1) содержатся существенно нелинейные слагаемые, которые включает в себя оператор полной производной по времени, в правой же части нелинейные слагаемые обусловлены связью σ_{ik} с нелинейным тензором деформаций. Проинтегрируем (1) по радиальной координате r в пределах от R до mR , где m - задаваемый параметр,

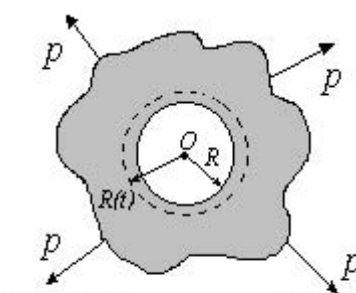


Рис.1 Элемент мембраны с отверстием

$m > 1$. Вообще-то, интегрирование надо проводить по всей области мембраны, но в двумерном случае на бесконечности возникает логарифмическая особенность, обусловленная наличием точечного источника [3]. В связи с этим верхний предел интегрирования мы принимаем равным mR , то есть равным сколь угодно большому радиусу. Это позволяет исключить наличие логарифмической особенности. Выбирая определяющие соотношения в виде линейного относительно тензора деформаций закона Гука и проводя интегрирование по r , получим уравнение относительно текущего радиуса отверстия. Введем безразмерные координаты $R = R_0 X$ и $t = R_0 \sqrt{\frac{\rho_0(1-\nu^2)}{E} \ln m \tau} = T_{хар} \tau$ и запишем в них преобразованное уравнение движения:

$$XX'' + X'^2 - \frac{\dot{X}^2}{2} \frac{m^2 - 1}{m^2 \ln m} = p_{бес} + \frac{1 - X^2}{2} \left(1 - \frac{\nu}{X^2} \right) + \frac{1 - \nu}{4} \left(\ln \frac{m^2}{(m^2 - 1)X^2 + 1} + (1 - X^2) \frac{m^2 - 1}{m^2 X^2} \right), \quad (2)$$

где $X' = \frac{dX}{d\tau}$ и $p_{бес} = \frac{1 - \nu^2}{E} p$. Для примера была рассмотрена реакция отверстия на конкретный тип внешнего воздействия, имеющего вид ступеньки. Полученные графики представлены на рис.2.

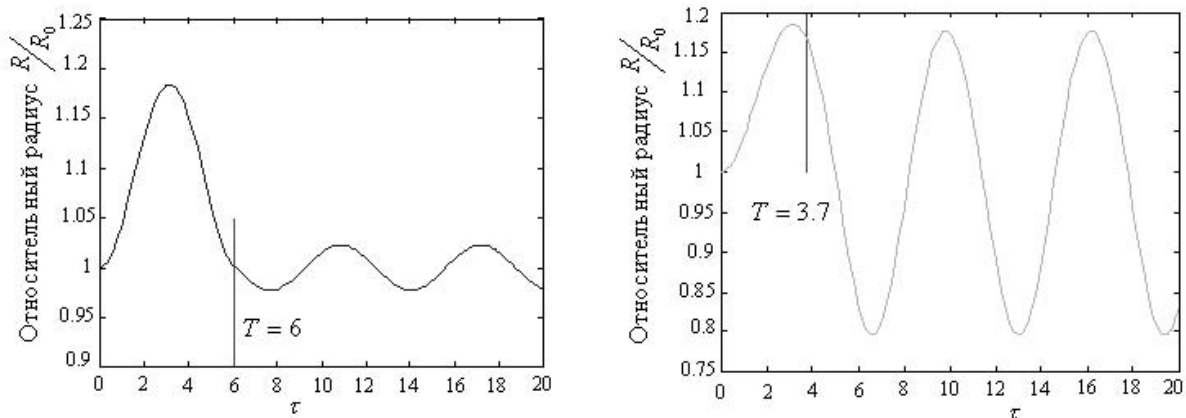


Рис.2 Динамика радиуса отверстия в результате действия импульса в форме ступеньки. T -длительность импульса. Амплитуда импульса 0.1 безразм. единиц, $m=4$.

При этих расчетах использовались параметры $R_0 = 10 \text{ нм}$, модуль Юнга $E = 7 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$, коэффициент Пуассона $\nu = 0.49$, $\rho_0 = 0.8 \text{ г/см}^3$ и граничные условия $\dot{R}|_{r=0} = R_0$ и $\dot{R}|_{r=R_0} = 0$. Из приведенных графиков видно, что при малых значениях внешнего растягивающего напряжения колебания будут линейными. Однако по мере увеличения значения p начинает проявляться нелинейный характер колебаний. При воздействии импульса в форме ступеньки амплитуда возникающих колебаний существенно зависит от его длительности. Как видно из полученных графиков, чем меньше смещение границы отверстия от равновесного значения R_0 (соответствующего ненапряженному состоянию мембраны) в момент прекращения действия внешнего напряжения p , тем меньше амплитуда возникающих собственных колебаний мембраны.

Рассмотренная в этой работе нелинейная динамика границы цилиндрического отверстия в пластинке является новым аспектом в задачах теории упругости, преследующим цели отработать методику описания такого дефекта в рамках представления Эйлера при исследовании его эволюции в выделенном элементе мембраны. Для дальнейшего развития этой задачи представляет интерес рассмотрение нелинейных зависи-

мостей между ε_{ik} и σ_{ik} , характеризующих реальные системы. Заметим, что изложенная методика описания цилиндрического дефекта может быть рассмотрена как двумерный аналог кавитации.

Литература

1. Геннис Р. Биомембраны. Молекулярная структура и функции. М.: Мир, 1997
2. Katsuro Tachibana, Kazuo Tamura. Induction of cell-membrane by ultrasound // The Lancet. 1999. V. 353. P.9162.
3. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Наука, 1972

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НЕЙРОНОВ ПАРИЕТАЛЬНОЙ КОРЫ МОЗГА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ АППЛИКАЦИИ НОРАДРЕНАЛИНА И ГЛУТАМАТА

Исакова А.В.

Центр гидрофизических исследований МГУ им. Ломоносова и Институт высшей нервной деятельности и нейрофизиологии РАН

Исследовались особенности ионотропного и метаботропного типа реагирования нервной клетки. Наиболее адекватной моделью для выяснения этого вопроса является зависимость поведения нейрона от температуры. В качестве представителей обеих категорий были использованы медиаторы глутамат и норадреналин.

Исследования были проведены на срезах V слоя парietальной коры морских свинок толщиной 500 мкм. Влияние температуры на электрическую активность нейронов изучали на 25 нервных клетках. Активность нескольких нейронов была зарегистрирована в диапазоне температур от 32 до 37,4 °C. К телу клетки осуществлялась очередная аппликация глутамата и норадреналина. Для экстраклеточной регистрации импульсной активности и ионофоретического подведения медиаторов использовали 3- или 4-канальные стеклянные микроэлектроды с общим диаметром кончика 7,4-8,5 мкм. Длительность ионофоретического подведения составляла 1,5 с и 4,5 с соответственно. Скорость потока составляла 1,5 -3 мл/мин. Ток фореза норадреналина составлял 60-70 нА (положительный полюс внутри электрода), ток фореза глутамата - 15-30 нА (отрицательный полюс внутри электрода).

В ходе эксперимента наблюдалось изменение электрической активности нейронов коры в зависимости от температуры при аппликации норадреналина и глутамата. Было показано, что при изменении температуры в диапазоне от 32 до 37,4 °C возрастает реакция на микроионофоретическое подведение норадреналина к отдельным нервным клеткам. Было обнаружено, что динамика изменений реакции зависит от частоты исходной спонтанной активности нейронов. Предполагается, что такой эффект является следствием наличия у нейронов различного соотношения дендро-соматической проницаемости, которая определяется различием мембранного сопротивления дендритов. Сомы имеют достаточно стабильные входные параметры, что экспериментально подтверждается при подведении глутамата. В этом случае наблюдается одинаковая реакция, не зависящая от изменения температуры и характеристик исходной спонтанной активности. Было высказано предположение, что причина различия реакций при подведении глутамата и норадреналина на изменение температуры заключается в различии их механизмов действия.

Реакция нервных клеток на изменение температуры носит индивидуальный характер. В следствие этой особенности было выделено три группы нейронов. Было обнаружено, что при подведении медиаторов нервные клетки, имеющие разный уровень исходной спонтанной активности, по-разному реагируют на повышение температуры. Реакция нервной клетки на подведение норадреналина имеет зависимость от температуры, когда при подведении глутамата реакция в зависимости от температуры не меняется. Таким образом, было подтверждено различие механизмов действия медиаторов ионотропной и метаботропной природы.

УДК 621.3.032.35

ПЛАЗМЕННЫЙ КОАГУЛЯТОР КРОВИ С ШИРОКИМ ПОЛЕМ ВОЗДЕЙСТВИЯ

Волошин Д.Г., Саенко В.Б.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Известны аргоновые плазменные коагуляторы [1], когда разряд факельного типа [2] горит между иглой, обдуваемой аргоном и поверхностью, испускающей кровь. Высокая востребованность плазменных коагуляторов в медицинской практике инициирует проведение дальнейших физико-технических исследований и разработок, направленных на создание плазменных коагуляторов с широким полем воздействия за счет создания матрицы плазменных факелов.

Нами разработан, изготовлен и испытан экспериментальный образец плазменного коагулятора с широким полем воздействия за счет секционирования разряда переменного тока. Проток Ar с расходом 10 л/час осуществлен через 4 медицинские иглы с внутренним диаметром 0,6 мм. Межэлектродный зазор между иглами и диэлектрической пластиной, имитирующей биологическую ткань, поддерживался в пределах 5 - 7 мм. Осуществлен режим барьерного разряда с энергопотреблением порядка 10 Вт для возбуждения низкотемпературной сильно неравновесной плазмы. Использовался генератор высоковольтных импульсов с чередующейся полярностью напряжением до 5 кВ и частотой до 10 кГц. Порог зажигания разряда по напряжению составлял 3 кВ, разряд устойчиво горел при частоте 2-10 кГц. и расходе Ar свыше 5 л/час. Секционирование и возможность создания матрицы плазменных факелов осуществлено за счет подачи газа через набор медицинских игл и подключения игл к источнику напряжения через разделительные емкости.

Отметим, что плазма барьерного разряда является эффективной средой для осуществления многочисленных плазмохимических реакций синтеза, что и наблюдается при коагуляции крови. Операционное поле при этом находится в стерильных условиях благодаря воздействию аргоновой плазмы и УФ излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 02-02-08069-инно.

Литература

1. Абрамов О.И., Настич Ю.Н.. «Холодноплазменный аргоновый коагулятор». / Врач, № 5, 1998.
2. Райзер Ю.П., М. Шнейдер.Н, Яценко Н.А.. Высокочастотный емкостной разряд. М., 1995.

РАДИОФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. д.ф.-м.н. Логгинов Александр Сергеевич

УДК 535.3

**ПЕРЕКРЕСТНОЕ
ФОТОУПРУГОЕ И ТЕРМОРЕФРАКТИВНОЕ РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА
В СПЛОШНЫХ СРЕДАХ**

*Стрыгин С.Е.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Хорошо известно, что молекулярное рассеяние света на флуктуациях диэлектрической проницаемости, вызванное флуктуациями плотности (давления) и флуктуациями температуры (энтропии), приводит к появлению в спектре рассеянного света двух равноотстоящих от частоты возбуждающего света компонент Мандельштама–Бриллюэна (стоксова и антистоксова излучения) и излучения на частоте возбуждающего света [1-3]. Эти два вида рассеяния света будем называть в дальнейшем рассеянием на флуктуациях плотности (РФП) и рассеянием на флуктуациях температуры (РФТ) соответственно.

Целью данной работы является рассмотрение двух дополнительных видов рассеяния – перекрестного фотоупругого рассеяния (ПФР), возникающего на флуктуациях плотности, вызванных термодинамическими флуктуациями температуры, и перекрестного терморефрактивного рассеяния (ПТР), возникающего на флуктуациях температуры, вызванных флуктуациями плотности, проявляющихся в распространении упругих звуковых волн.

ПФР: Известно, что эффект фотоупругости состоит в изменении показателя преломления вещества в результате влияния внешних статических или переменных механических напряжений. Пусть механические напряжения, приводящие к неравномерному распределению плотности (давления) внутри рассеивающей среды, вызваны термодинамическими флуктуациями температуры (из-за эффекта теплового расширения). В этом случае тензор деформаций среды диагонален, а его компоненты имеют следующий вид $u_{ij} \sim \alpha(T-T_0)\delta_{ij}$, где α -- коэффициент объемного расширения среды, T -- неравномерное распределение температуры в среде вследствие флуктуаций температуры, а T_0 -- среднее значение температуры среды соответственно [4,5]. Это в свою очередь приведет к появлению оптической неоднородности (флуктуациям диэлектрической проницаемости) в среде и рассеянию света соответственно. Такое рассеяние света будем называть в дальнейшем перекрестным фотоупругим рассеянием (ПФР).

ПТР: Если в упругой среде происходит распространение звуковых колебаний (волн Дебая), то температура тела вследствие термоупругого эффекта будет меняться как со временем, так и от точки к точке, то есть создаются дополнительные флуктуации температуры (энтропии). Из-за зависимости диэлектрической проницаемости среды от температуры (эффект терморефракции) [6] это в свою очередь приведет к появлению оптической неоднородности и следовательно – к дополнительному рассеянию света в

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

среде. Такое рассеяние света будем называть в дальнейшем перекрестным терморефрактивным рассеянием (ПТР).

Сразу же укажем, что полученные нами результаты показали, что коэффициенты экстинкции ПФР и ПТР света по порядку величины сравнимы с коэффициентами экстинкции рассеяния света на флуктуациях плотности (давления) и температуры (энтропии) для некоторых как жидких, так и твердых веществ. Например, для некоторых твердых тел с кубической решеткой было обнаружено, что средняя интегральная интенсивность ПФР света имеет значение по порядку величины приблизительно равное интегральной интенсивности света при РФТ (для LiF – ИРФТ/ПФР ≈ 1.14).

Показано также, что спектральные линии ПТР и ПФР света по форме и расположению их в спектре практически не отличаются (с точностью до незначительных членов) от спектральных линий рассеяния света на флуктуациях плотности и температуры, поэтому их экспериментальная регистрация несколько осложнена из-за малой интегральной интенсивности ПТР и ПФР света по сравнению с прямыми эффектами рассеяния.

Следует также отметить, что рассмотренные перекрестные механизмы рассеяния света носят фундаментальный характер. Их учет наряду с механизмами рассеяния света на флуктуациях плотности и температуры приводит к дополнительным потерям при распространении оптического излучения в сплошных средах, что может быть важно, например, при расчете предельной чувствительности оптоэлектронных устройств и оптоволоконных линий передачи информации.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность В.Б. Брагинскому и С.П. Вятчанину за постоянный интерес к работе, ценные советы и замечания, а также Ш.Л. Данилишину за полезное обсуждение этой работы. Данная работа была поддержана грантом РФФИ #03-02-16975-а, грантом Президента РФ для поддержки ведущих научных школ НШ-1318.2003.2 и государственными контрактами Министерства промышленности и науки РФ 40.02.1.1.1.1137 и 40.700.12.0086.

Литература

1. Фабелинский И.Л., Молекулярное рассеяние света, Наука, Москва (1965).
2. . Фабелинский И.Л., ДАН РФ **377**, 180 (2001).
3. Фабелинский И.Л., УФН **164**, 897 (1994).
4. . Коваленко А.Д., Термоупругость, Вища школа, Киев (1975).
5. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М., Электродинамика сплошных сред, Наука, Москва (1982).
6. . Braginsky V.B, Gorodetsky M.L., and Vyatchanin S.P., Phys. Lett. A **271**, 303 (2000).

УДК 530.145

КВАНТОВЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНТЕННАХ

*Данилишин Ш. Л.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время во всем мире происходит строительство детекторов гравитационного излучения, которые откроют перед учеными новые возможности исследова-

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

ния процессов, происходящих в глубоком космосе. Регистрация гравитационных волн позволит исследовать, например, основные характеристики реликтового гравитационного фона, который несет информацию о Вселенной, какой она была через 10^{43} с после Большого взрыва.

Гравитационная волна обнаруживается по изменению расстояния между телами, помещенными в поле волны. Как показывает расчет, это изменение оказывается настолько незначительным, что для его регистрации необходимо принимать во внимание квантовые особенности пробных тел. Например, соотношение неопределенностей координаты и импульса пробного тела, согласно которому, чем точнее измеряется координата тела, тем сильнее измерительный прибор возмущает его импульс. Случайный импульс, переданный прибором телу приводит к случайному смещению тела, увеличивая тем самым неопределенность его координаты. Таким образом, чувствительность детектирования гравитационной волны по относительному смещению тел оказывается ограниченной сверху пределом, который принято называть Стандартным квантовым пределом (СКП) [1].

Оказывается, что смещение, вызываемое гравитационной волной, по величине сравнимо с СКП, который для современных антенн $\sim 10^{-17}$ - 10^{-16} см. Поэтому возникает необходимость в разработке таких методов измерений, чувствительность которых не ограничена СКП. Одним из таких методов является предложенный в работе [2] метод измерения относительной скорости пробных тел. Скорость свободной массы как наблюдаемая обладает тем свойством, что ее значение оказывается невозмущенным после измерения. Наблюдаемые, значение которых не возмущается измерительным прибором, называются невозмущаемыми, а их измерение – Квантовым невозмущающим измерением (КНИ) [3, 4].

Схема детектора гравитационных волн на основе измерителя скорости была предложена в ряде статей [5, 6, 7]. В настоящей работе рассматривается модифицированный вариант измерителя скорости, за основу которого взята схема из работы [7].

Проведен детальный анализ чувствительности измерителя скорости [8]. Получено выражение для предельной спектральной плотности квантовых шумов с учетом шумов, вызванных наличием потерь в оптических элементах измерителя. Показано, что наличие оптических потерь ограничивает чувствительность измерителя на низких частотах. Также показано, что чувствительность измерителя скорости может быть выше Стандартного квантового предела в достаточно широкой полосе частот ($\Delta\Omega \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$).

Рассмотрена возможность повышения чувствительности детектора путем добавления в схему зеркала рециркуляции сигнальной волны. Показано, что в отличие от детектора смещений в измерителе скорости введение зеркала рециркуляции сигнальной волны не приводит к желаемому повышению чувствительности, и более целесообразным является использование резонаторов Фабри-Перо в плечах измерителя.

Получено, что уровень квантовых шумов измерителя скорости почти в 3 раза ниже уровня СКП в достаточно широкой полосе частот и почти в 10 раз ниже при работе в узкополосном режиме. Таким образом, измеритель скорости представляется достаточно перспективной схемой для реализации в следующем поколении гравитационных антенн, чувствительность которых должна быть выше, чем у традиционных схем, ограниченных СКП.

Автор выражает благодарность Ф.Я. Халили за интересную тему исследования и за всестороннюю помощь и поддержку. Автор также хотел бы выразить благодарность С.Е. Стрыгину за полезные дискуссии и ценные замечания. Настоящая работа выполнена в рамках совместного гранта Калифорнийского технологического института и Национального научного фонда США PHY0098715, а также в рамках гранта Российского

фонда фундаментальных исследований № 03-02-16975-а, и контрактов Министерства промышленности и науки РФ № 40.02.1.1.1.1137 и № 40.700.12.0086.

Литература

1. В.Б. Брагинский, ЖЭТФ **26**, 831 (1968)
2. V.B. Braginsky, F. Ya. Khalili, Phys. Lett. A **147**, 257 (1990)
3. [Ю.И. Воронцов, “Теория и методы макроскопических измерений”, Москва, Наука, 1989
4. V.B. Braginsky, F. Ya. Khalili, “*Quantum measurement*”, ed. by K. S. Thorne, Cambridge Univ. Press, 1992
5. V.B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, F. Ya. Khalili, and K. S. Thorne, Phys. Rev. D **61**, 4002 (2000)
6. Y. Chen, Phys. Rev. D **67**, 122004 (2003)
7. F.Ya. Khalili, arXiv: gr-qc/0211088 (2002)
8. Ш.Л. Данилишин, Оптика и спектроскопия, **96**, № 5, 797-803 (2004)

УДК 535.36.01

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАДИОВОЛН МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ВОДНЫМИ СРЕДАМИ

Лебедев А.В., Морозов В.О., Пирогов Ю.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Известные данные о воде, как поглотителе радиоволн миллиметрового диапазона претерпели значительные изменения в связи с обнаружением ряда нелинейных эффектов [1,2,3], когда в развитии представлений о физике взаимодействия миллиметровых радиоволн с водными средами был сделан новый шаг. Был разработан радиофизический метод прямой регистрации процесса взаимодействия радиоволн миллиметрового диапазона с различными физическими объектами, в том числе такими, как водные среды и водосодержащие биологические объекты [4]. Это удалось достигнуть благодаря принципу широкого междиапазонного разнесения частот падающих и принимаемых радиоволн. Однако проведенные ранее исследования резонансного взаимодействия миллиметрового радиоизлучения с водными средами касались, в основном, феноменологической связи между макроскопическими характеристиками воды и ее откликом на воздействие излучения. Механизм взаимодействия был не ясен и требовал детального всестороннего изучения. Целью нашего исследования является изучение механизма резонансного взаимодействия радиоволн миллиметрового диапазона низкой интенсивности с водными средами. Нами был обнаружен эффект, заключающийся в изменении коэффициента отражения водой излучения миллиметрового диапазона при поглощении монохроматических радиоволн «подсветки» на резонансных частотах, отличающихся от частоты отраженной волны. Выявлена нелинейность эффекта, имеющего подпороговый характер. Порог мощности излучения, при превышении которого эффект не наблюдается, имеет величину порядка 1 мкВт/см². Разработана методика радиометрической резонансной спектроскопии водосодержащих сред, основанная на обнаруженном эффекте резонансного взаимодействия миллиметрового излучения с водными средами.

В методике осуществляется прямая физическая регистрация эффекта резонансного взаимодействия миллиметровых радиоволн малой мощности со структурой слабых водородных связей в воде и водосодержащих средах. Исследования методом радиометрии спектральных характеристик воды и водосодержащих сред показали наличие прямой корреляции спектральных характеристик со структурой водородных связей в воде и макроскопическими параметрами исследуемого объекта.

Литература

1. Девятков Н.Д., Голант М.Б., Бецкий О.В. Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности. – М.: Радио и связь, 1991.
2. Бецкий О.В. Миллиметровые волны в биологии и медицине. – Радиотехника и электроника, 1993, т.38, вып. 10.
3. Гапочка Л.Д., Гапочка М.Г., Королев А.Ф., Костиенко А.И., Сухоруков А.П., Тимошкин И.В. Воздействие электромагнитного излучения КВЧ и СВЧ диапазонов на жидкую воду. Вестник Московского Университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1994. т. 35. N4. с.71.
4. Синицын Н.И., Петросян В.И., Ёлкин В.А., Девятков Н.Д., Гуляев Ю.В., Бецкий О.В. Особая роль системы "миллиметровые волны - водная среда" в природе, "Биомедицинская радиоэлектроника", 1998 г., №1, с. 5 – 23.
5. Бецкий О.В., Девятков Н.Д. Электромагнитные миллиметровые волны и живые организмы. – Биомедицинская радиоэлектроника, N3 в ж. Радиотехника, 1996 N9.
6. Петросян В.И., Девятков Н.Д. Житинева Э.А. и др. Взаимодействие физических и биологических объектов с электромагнитным излучением КВЧ-диапазона. – Радиотехника и электроника, 1995, т.40, вып.1.
7. Петросян В.И., Житинева Э.А., Гуляев Ю.В. и др. Физика взаимодействия миллиметровых волн с объектами различной природы. – Биомедицинская радиоэлектроника, N3 в ж. Радиотехника, 1996, N9.

УДК 538.945

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ С НЕСИНУСОИДАЛЬНОЙ ТОК-ФАЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ФАЗОВЫХ КУБИТОВ

Кленов Н.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В связи с развитием квантовой теории информации возникла необходимость физической реализации квантовых битов (кубитов) [1]. Одним из способов такой реализации являются фазовые джозефсоновские кубиты – системы с джозефсоновскими переходами, характерная джозефсоновская энергия которых намного превосходит их электростатическую энергию ($E_J = \Phi_0 L I_C / 2\pi \ll E_C = e^2 / 2C$; $\Phi_0 = h/2e$) [2]. Простейшим фазовым кубитом является одноконтный интерферометр, нормированная индуктивность которого больше единицы ($\beta_L = 2\pi L I_C / \Phi_0 > 1$), причем через интерферометр необходимо поддерживать постоянный магнитный поток $\Phi_0/2$. Оказалось, что: (i) поддержание постоянного потока с требуемой точностью чрезвычайно трудно; (ii) большая нормиро-

ванная индуктивность сверхпроводящего кольца такого кубита ведет к неконтролируемым взаимодействиям с окружением.

Эти проблемы можно решить, если вместо обычных джозефсоновских переходов использовать нестандартные переходы с несинусоидальной ток-фазовой зависимостью.

В данном докладе рассматривается двухконтактный интерферометр, для i -го перехода которого ток-фазовая зависимость имеет вид: $I_{Si} = I_{Ci}^I \sin(\varphi_i) + I_{Ci}^{II} \sin(2\varphi_i)$.

В результате расчетов было показано, что такой интерферометр с пренебрежимо малой нормированной индуктивностью может функционировать как кубит в отсутствии внешнего постоянного магнитного поля, причем такая система остается кубитом и в присутствии флуктуаций магнитного потока, малых по сравнению с величиной кванта магнитного потока Φ_0 .

Важной экспериментальной характеристикой рассматриваемого двухконтактного интерферометра, часто позволяющей выявить несинусоидальность ток-фазовых характеристик, является зависимость максимального транспортного тока через интерферометр от внешнего магнитного потока. Поэтому в докладе представлены: (i) результаты численного анализа влияния несинусоидальности ток-фазовых зависимостей переходов и индуктивности интерферометра на эту характеристику; (ii) пример использования численных методов для восстановления особенностей джозефсоновских переходов по экспериментально полученной характеристике.

Литература

1. Стин Э. Квантовые вычисления. Ижевск, 2002, с. 15
2. Makhlin Y., Schon G., Shnirman A., "Quantum-state engineering with Josephson junction devices"//Reviews of modern physics, 2001, Volume 73, No. 2, p.357-400

УДК 535.33:621.373.8

САМОСИНХРОНИЗАЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ И ЭФФЕКТ СКАНИРОВАНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Акпаров В.В., Плисов К.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В первых инжекционных лазерах с широким контактом, используя метод электронно-оптической хронографии, можно было наблюдать процесс сканирования светового пятна по выходному зеркалу [1,2]. Хронограмма ближнего поля излучения показывала, что сканирование происходит по закону, близкому к гармоническому. Это явление естественно было связать с самосинхронизацией поперечных мод, образующихся как следствие неоднородности диэлектрической проницаемости среды, заполняющей резонатор. Похожие явления могут иметь место в газовых лазерах со сферическими зеркалами, для которых синфазное сложение полиномов Эрмита-Гаусса с пуассоновским распределением амплитуд дает синусоидальное сканирование [3].

Условием существования устойчивого сканирования является эквидистантность и постоянство амплитуд поперечных мод лазера, поэтому основной целью настоящего

исследования явилось установление причин, влияющих на нарушение эквидистантности и отклонение амплитуд генерируемых мод от их средних значений.

На рис. 1 представлена схема рассматриваемой структуры. Предполагается, что резонатор заполнен активной средой, диэлектрическая проницаемость которой меняется по параболическому закону в направлении y . Возбуждение лазера током J осуществляется через контактную полосу, благодаря чему в активной области длиной L , шириной w_a и толщиной d генерируется когерентное излучение. Возможна и другая физическая модель, в которой однородная активная среда ограничена зеркалами параболической формы заданной кривизны (рис.2).

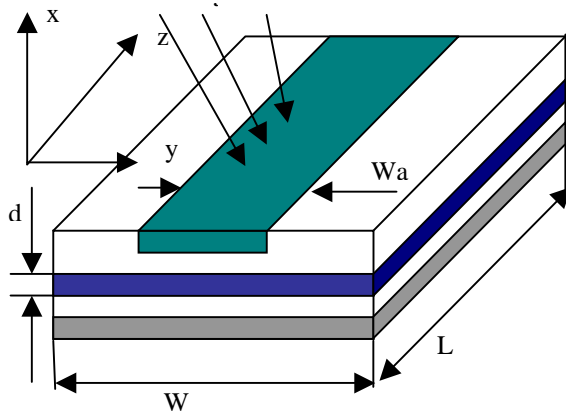


Рис 1. Общая схема полупроводникового лазера

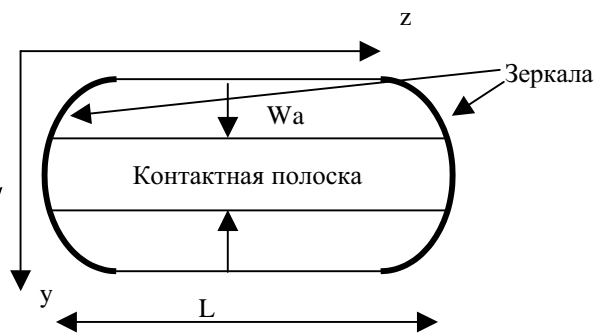


Рис 2. Схема резонатора с параболическими зеркалами

Как известно, в направлении x распределение диэлектрической проницаемости в активной области испытывает скачок, за счет чего формируется волновод:

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \eta_a^2 & \text{— внутри активной области} \\ \eta_p^2 & \text{— в эмиттерных слоях} \end{cases} \quad (1)$$

В общем случае уравнение, описывающее процесс распространения излучения в резонаторе лазера, имеет вид [4,5]:

$$\begin{aligned} \pm 2ik \frac{\partial \psi_\mu}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_\mu}{\partial y^2} + k_0^2 \Gamma [\Delta \varepsilon(y, z) + \Delta \varepsilon_p(y)] \psi_\mu &= 0, \\ k = k_0 \bar{\eta}, \quad \bar{\eta}^2 = \Gamma \eta_a^2 + (1 - \Gamma) \eta_p^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где ψ - электрическое поле, индекс μ соответствует двум типам волн – прямой и обратной, $\Delta \varepsilon(y, z)$ – вклад от всех возмущений диэлектрической проницаемости, k_0 – волновое число в вакууме, $\bar{\eta}$ – эффективный показатель преломления, Γ – коэффициент оптического ограничения, $\Delta \varepsilon_p(y)$ - описывает параболическую неоднородность диэлектрической проницаемости среды, заполняющей резонатор.

В силу самосогласованности задачи уравнение (2) решается совместно с уравнением диффузии:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{J}{ed} + D_a \Delta_{yz} N - \frac{N}{\tau_{nr}} - \frac{\Gamma g(N)}{d \cdot \hbar \omega} |\psi_f + \psi_b|^2. \quad (3)$$

Здесь N – концентрация неравновесных носителей, e – заряд электрона, D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, τ_{nr} – время безызлучательной рекомбинации,

$g(N) = aN - b$, где a и b – коэффициенты, характеризующие вклад в усиление неравновесных носителей, а также внутренние потери, свойственные материалу активной среды соответственно, ω – оптическая частота излучения.

Обратное влияние концентрации инвертированных носителей на электрическое поле учитывается в коэффициенте $\Delta\varepsilon$ уравнения (2)

$$\Delta\varepsilon = -a\eta_a RN / k_0 + i(\eta_a / k_0)[aN - b] - i(\eta_a / k_0)(1 - \Gamma) \frac{\alpha_p}{\Gamma}, \quad (4)$$

где R – антиволноводный параметр, α_p – коэффициент потерь в пассивных областях.

Решение уравнения (2) находится методом распространяющегося пучка. После очередного прохода резонатора оптической волной распределение инверсии пересчитывается согласно уравнению (3).

Математическая модель рассматривалась в приложении к обоим типам лазеров (рис.1 и рис.2). В результате проведенного исследования:

1. Показано что, самосинхронизации поперечных мод возможна в обоих видах лазеров, в результате чего диаграмма направленности сканировала пространство с максимальным углом отклонения 3-5 градусов. В общем случае зависимость угла отклонения от времени имела сложный вид.

2. Найдена совокупность параметров лазера, при которых процесс сканирования стабилен на временах в 10-100 нс.

3. Показано, что, задавая профиль плотности тока накачки как однородное распределение с небольшой добавкой, представляющей собой модуль линейной комбинации полиномов Эрмита-Гаусса различных порядков, можно управлять амплитудами одной или нескольких поперечных мод. Это приводит к увеличению времени периодического сканирования на несколько порядков.

Наблюдаемый эффект сканирования с частотами порядка 10-30 ГГц при наличии дискретности положений диаграммы направленности может быть использован для синхронизации полностью оптических устройств, разнесенных в пространстве.

Литература

1. Вышлов С.С., Иванов Л.П., Логгинов А.С., Сенаторов К.Я., Письма в ЖЭТФ, 1971, №13, 131-133
2. Курылев В.В., Сенаторов К.Я., Вестник МГУ, 1969, №5, 118-121
3. Auston D.H., IEEE J. Quantum Electron. 1968, №6, p.420-421
4. Agrawal G., J. Appl. Phys, 56(11), pp.3100-3109, 1984.
5. Логгинов А.С., Плисов К.И., Квантовая Электроника, 32, №6(2002), 553-556

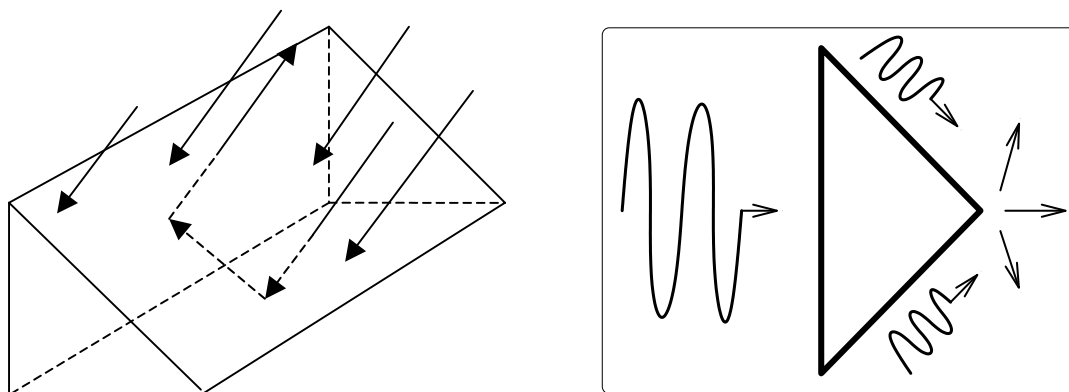
УДК 530.145

АНАЛИЗ ДИФРАКЦИОННЫХ ПОТЕРЬ В УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЯХ.

Тарабрин С.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время предлагается использование уголковых отражателей (УО) вместо сферических зеркал в лазерной гравитационной антенне LIGO. Данная работа посвящена оценочному вычислению фундаментальных дифракционных потерь, возникающих при отражении оптической волны от УО.



УО представляет собой двугранную прямоугольную призму (см. рис), изготовленную из диэлектрического материала. Падающая плоская электромагнитная волна распространяется внутри УО так, что она последовательно отражается от обеих граней под углом, большим чем угол полного внутреннего отражения. При отражении возникает дифракционное рассеяние волны на ребре УО: “приповерхностные” волны, образующиеся в результате полного внутреннего отражения падающей волны, при распространении вдоль поверхности “срываются”, излучаясь в окружающее пространство.

К сожалению, подобная задача в литературе не рассматривалась, поэтому предлагается оценочный расчёт указанных потерь с использованием следующей методики:

1. Параметры диэлектрика: диэлектрическая проницаемость $\epsilon=1.45$, магнитная проницаемость $\mu=1$

2. Строится решение для поля волны на внутренней поверхности диэлектрика, используя формулы для комплексных коэффициентов отражения плоской волны от плоской бесконечной границы раздела двух сред для случая полного внутреннего отражения [1].

Используя граничные условия для напряжённостей электрического и магнитного полей [1], строится решение на внешней поверхности УО.

4. Применяя интегральную теорему Кирхгофа-Гельмгольца [2], вычисляется поле в дальней дифракционной зоне и полная энергия излучения.

Исследуются два направления поляризации падающей волны: параллельное и перпендикулярное ребру УО. Показано, что в первом случае электрическое и магнитное поля на внутренней и внешней поверхностях УО являются непрерывными функциями координат и получена оценка дифракционных потерь $W_{\text{излуч}}/W_{\text{падающ}} \sim 1.88 \cdot \lambda/r_0$, где $W_{\text{излуч}}$ – мощность дифракционных потерь, $W_{\text{падающ}}$ – мощность падающей на УО волны, λ – длина оптической волны в вакууме, r_0 – характерный размер светового пучка. Во втором случае компоненты электрического поля на внешней поверхности претерпевают разрыв на ребре вследствие того, что ϵ отлична от единицы; оценка потерь с точностью до числового коэффициента составляет $W_{\text{излуч}}/W_{\text{падающ}} \sim \lambda/r_0$.

Литература

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Москва, 2001.
2. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, Физическая Оптика, Изд-во Московского Университета, 1998.

УДК 621.396.97

СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ В МНОГОЛУЧЕВЫХ СИСТЕМАХ ПАССИВНОГО РАДИОВИДЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Шлемин И.В., Пирогов Ю.А., Гладун В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Процесс формирования изображений объектов с помощью систем пассивного радиовидения заключается сначала в измерении распределения радиояркой температуры теплового излучения как функции направления в пространстве в некотором телесном угле с помощью радиометрической системы, а затем в восстановлении исходного распределения радиояркости на основе измеренных данных и точного знания аппаратной функции системы.

При использовании в изучавшейся многоканальной системе радиовидения линейки радиометров, построенных по компенсационной схеме и обладающей большим значением времени дрейфа параметров и высоким уровнем собственных шумов, задача точного измерения диаграмм направленности в отдельных каналах представляла серьезные трудности. Поэтому для восстановления изображения использовалась теоретическая аппаратная функция, рассчитанная на основе математической электродинамической модели линзовой антенной системы в приближении физической оптики с учетом электродинамических характеристик приемных рупоров, применяемых в качестве облучателей.

Используемая система радиовидения представляла собой 11-канальную установку с линейкой рупорных облучателей в фокальной плоскости линзы, работающую на длине волны 8 мм [1]. Ширина луча на полувысоте составляла 2.6 градуса, расстояние между лучами 2.7 градуса.

Для восстановления изображения использовался метод максимального правдоподобия. За основу построения итерационного алгоритма был взят одномерный итерационный алгоритм Тараско [2]. Как результат решения задачи восстановления образов фрагмента главного здания МГУ, удалось получить разрешение выше, чем в случае применения известного линейного метода Винеровской фильтрации. Представлены также результаты обработки экспериментальных данных для одноканальной установки.

Литература

1. Pirogov Y.A., Gladun V.V., Krivoruchko V.I., Kulikov A.V., Tychko A.P., Tishchenko D.A. "11-element linear array of sensors for passive radio-imaging systems of 8-mm wave range" // *Passive Millimeter-Wave Imaging Technology II*, Goger M.smith, Editor, Proceedings of SPIE, 1998, V. 3378, P. 81-83.

2. E.L. Kosarev. "Shannon's superresolution limit for signal recovery" // *Inverse Problem*, 1990, V. 6, No 1, P. 55-76.

УДК 537.874.23

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА СУПЕРПРИЗМЫ
В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

*Волкова З.А., Пятаков А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Эффектом суперпризмы называется явление аномально сильной дисперсии света в фотонном кристалле. Величина этого эффекта на порядок превосходит величины аналогичных эффектов в однородных материалах. Это позволяет применять фотонные кристаллы в некоторых устройствах интегральной оптики и оптической обработки информации в качестве дефлекторов, фильтров или диспергирующих элементов спектральных приборов. Технологические методы современной микроэлектроники позволяют выращивать фотонные кристаллы с различными свойствами, что в совокупности с их малыми размерами открывает широкие перспективы для применения ФК в интегральной оптике.

Эффект суперпризмы объясняется тем, что свет дифрагирует на периодической структуре, и угловая дисперсия является максимальной, когда длина волны света в кристалле приближается по величине к периоду решетки. Данное явление было экспериментально исследовано в нескольких работах, и теоретические расчеты подтверждены экспериментальными данными. [1], [2]. В частности было замечено, что если ввести эффективный показатель преломления как отношение синусов углов падения и преломления, то он окажется отрицательным [3]. Также исследовалось влияние границ кристалла на распространение света, распространение света в кристаллах с наклонными границами [2].

Для подбора оптимальных характеристик прибора необходимо построить зависимости величины эффекта суперпризмы от различных параметров, таких как период решетки, радиус отверстий, контраст показателя преломления и др. в широком диапазоне их изменения. Целью данной работы является исследование свойств двумерного фотонного кристалла и построение зависимостей угла отклонения света в кристалле от длины волны и от угла падения.

Существует несколько методов теоретического исследования эффекта суперпризмы, связанных, в основном, с численными расчетами. Например, можно непосредственно решать уравнения Максвелла методом конечных разностей во временной области [2]. Также можно рассчитывать направление распространения света в кристалле с помощью дисперсионных поверхностей. При известной зависимости частоты от волнового вектора, становится возможным определить групповую скорость как градиент к дисперсионной поверхности. Для анализа дисперсионных свойств двумерных структур удобно использовать изочастотные кривые, или кривые постоянной частоты, нормаль к которым указывает направление групповой скорости. [5]. Дисперсионные поверхности рассчитываются методом распространения плоских волн [6]. Поле в кристалле ищем в виде разложения по плоским волнам и для каждой гармоники получаем задачу на собственные значения. Найдя собственные значения – частоты, можно построить дисперсионные поверхности.

В среде Matlab разработана программа, позволяющая рассчитывать дисперсионные поверхности и строить зависимости угла отклонения луча от длины волны падающего света. Программа позволяет варьировать параметры кристалла – период решетки,

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

радиус отверстий и показатели преломления подложки и отверстий, а также задавать различную поляризацию света (ТЕ или ТМ). Существует возможность изменения диапазона длин волн и углов падения света. Удобно анализировать дисперсионные свойства кристалла с помощью кривых постоянной частоты. Эти кривые при малых волновых векторах (длина волны намного больше периода структуры) представляют собой окружности (свет распространяется практически так же, как и в однородной среде). При приближении к границе зоны Бриллюэна эти окружности начинают искажаться, и по степени этого искажения можно судить о дисперсионных аномалиях на таких длинах волн. Меняя угол падения света, можно строить зависимости угловой дисперсии от угла падения. По предварительным данным угловая дисперсия структуры имеет максимум при длине волны, близкой к $2a$, где a – период структуры. Выяснено, что при увеличении контраста показателя преломления диапазон длин волн, в котором проявляется эффект, расширяется. Получены зависимости угла отклонения света от длины волны и угла падения света, контраста показателя преломления, а также зависимости угловой дисперсии кристалла от этих параметров. Зависимости построены для случаев двух поляризаций – ТЕ и ТМ.

Литература

1. L.Wu, M. Mazilu, T. Karle and T.F. Krauss “Superprism phenomena in planar photonic crystals”, IEEE J. of quantum electronics, vol.38, No. 7, July 2002.
2. T. Baba, M. Nakamura “Photonic crystal light deflection devices using the superprism effect”, IEEE J. of quantum electronics, vol.38, No. 7, July 2002
3. M. Notomi “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.
4. K. Sakoda “Optical properties of photonic crystals”
5. H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, S. Kawakami, “Superprism phenomena in photonic crystals”, Phys. Rev. B, vol. 62, No. 16, October 2000.
6. M. Plihal, A. Shambrook, A.A. Maradudin “Two-dimensional photonic band structures”, Optics Communications, vol.80, No.3, 1 January 1991.
7. Ярив, Юх, “Оптические волны в кристаллах”. М.: Мир, 1987.

УДК 621.382.012

СУБГАРМОНИЧЕСКИЕ СТУПЕНИ ШАПИРО НА ВАХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ С БОЛЬШОЙ ЁМКОСТЬЮ

Карминская Т.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В данной работе было проведено численное и аналитическое исследование существования субгармонических ступеней Шапиро на вольт-амперной характеристике (ВАХ) джозефсоновских переходов с большой емкостью, описываемых резистивной моделью. В рамках этой модели джозефсоновский переход, находящийся под воздейст-

вием внешнего гармонического сигнала, описывается нелинейным дифференциальным уравнением [1]:

$$\beta\ddot{\varphi} + \dot{\varphi} + \sin\varphi = i + a\sin(\omega t), \quad (1)$$

где φ - фаза джозефсоновского перехода, представляющая собой разность фаз волновых функций сверхпроводящих электродов, β - нормированная емкость перехода (параметр Маккамбера), a и ω - нормированные амплитуда и частота внешнего сигнала, i - постоянный ток смещения, нормированный на критический ток перехода. Захват частоты (синхронизация) джозефсоновской генерации внешним сигналом или его гармониками, образующимися на нелинейности, приводит к образованию на ВАХ гармонических ступеней, параллельных оси тока, в пределах которых $\bar{V} = n\omega$. Известно, что в отсутствие емкости отсутствуют субгармонические ступени $\bar{V} = (n/k)\omega$, а размах гармонических ступеней в высокочастотном пределе описывается функциями Бесселя целого порядка [1]: $\Delta i_n = 2|J_n(a/\omega)|$.

Аналитическое рассмотрение было выполнено методом последовательных приближений, согласно которому джозефсоновская фаза и ток через переход могут быть представлены в виде разложения по степени малости членов: $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2 + \dots$, $i = i_0 + i_1 + i_2 + \dots$, которые находятся из следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} \beta\ddot{\varphi}_0 + \dot{\varphi}_0 = \bar{i}_0 + a\sin(\omega t) \\ \beta\ddot{\varphi}_1 + \dot{\varphi}_1 = \bar{i}_1 - \sin(\varphi_0) \\ \beta\ddot{\varphi}_2 + \dot{\varphi}_2 = \bar{i}_2 - \varphi_1 \cos(\varphi_0) \end{cases}$$

Нулевое приближение соответствует автономной ВАХ (в отсутствие внешнего воздействия). Первое приближение (i_1) дает гармонические ступени Шапиро: $\Delta i_n = 2|J_n(x)|$, где $x = a/(\omega\sqrt{(\omega\beta)^2 + 1})$. При $\beta = 0$ данное выражение совпадает с хорошо известным «высокочастотным» приближением [1]. Второе приближение (i_2) дает субгармонические ступени $\bar{V} = [(2n+1)/2]\omega$, ($n=0, 1, 2, 3, \dots$):

$$\Delta i_{\frac{2n+1}{2}} = \left| \sum_m \beta J_{(2n+1)-m}(x) J_m(x) / ((\omega\beta)^2 ((2n+1)/2 - m)^2 + 1) \right| \quad (2)$$

В данной сумме можно ограничиться только двумя равными главным членами с номерами m , для которых $(2n+1)/2 - m = \pm 1/2$, поскольку остальные члены этой суммы будут примерно на порядок меньше. Тогда размах ступени $\bar{V} = \frac{2n+1}{2}\omega$ будет рав

$$\Delta i_{\frac{2n+1}{2}} = 2 \left| \frac{J_{n+1}(x) J_n(x)}{(\omega\beta)^2 / 4 + 1} \beta \right| \quad (3)$$

Рассматривая последующие приближения, можно получить субгармонические ступени с более высоким значением k .

Рассмотренное приближение и полученные результаты справедливы, когда один из трех параметров β , ω и a много больше единицы, то есть в следующих случаях: (i) $\omega^2\beta \gg 1$, (ii) $\omega \gg 1$, (iii) $a \gg 1$.

Численный расчет гармонических и субгармонических ступеней, проведенный с помощью программного пакета PSCAN [2] для $\omega^2\beta \sim 10$ при различных значениях амплитуды a подтверждает справедливость полученных аналитических результатов.

Аналитические и численные результаты были применены для объяснения поведения экспериментально наблюдаемых гармонических и субгармонических ($k=2$) ступеней Шапиро на ВАХ высокотемпературных (ВТСП) джозефсоновских переходов. Экспериментальные исследования выполнялись в институте Радиотехники и Электроники (ИРЭ) РАН. Типичные значения параметра Маккамбера β для данных джозефсоновских переходов были близки к 35, нормированное значение частоты $\omega \approx 0.6$, $\omega^2\beta \approx 10$, поэтому выполнялось условие применимости аналитических результатов. Достаточно хорошее соответствие экспериментальных результатов расчетным данным свидетельствует о правомочности применения резистивной модели и полученных аналитических оценок для описания поведения высокотемпературных джозефсоновских переходов.

Литература

1. Likharev K. K., Dynamics of Josephson junctions and circuits, ch. 8., New York: Gordon and Breach, 1986.
2. Kornev V. K., Arzumanov A. V., Proc. Int. Supercond. Electron. Conf., Berlin, p. 183-5, 1997.

УДК 537.876.23

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ В УСЛОВИЯХ НЕРЕГУЛЯРНОГО РЕЛЬЕФА

Дудов Р.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Расчет пространственного распределения электромагнитного поля при распространении радиоволн над нерегулярной поверхностью земли используется в различных приложениях, среди которых:

- теле- и радиовещание;
- системы подвижной связи с фиксированной базовой станцией, мобильными передатчиком и приемником;
- системы передачи данных по беспроводным каналам связи как внутри, так и вне помещений;
- радиолокация и т.д.

Для систем подвижной связи, как правило, характерная длина волны составляет 0,1–1 м, а линейные размеры исследуемого участка местности в городе — от 100 м до 10 км (микро- и пикосотовые масштабы). При этом не обязательно получать детальную интерференционную картину, поскольку протяженность замираний на данных частотах незначительна. Определение среднего значения интенсивности излучения для областей, размеры которых составляют порядка 10—100 м, позволит определить зоны уверенного приема сигнала в данной области подвижным абонентом.

Практическая реализация методов расчета определяется следующими критериями:

1. Доступность исходной информации об исследуемой местности, характеризуется возможностью извлечения из существующих карт (бумажных и электронных) входных параметров, необходимых для решения задачи распространения радиоволн в рамках используемого алгоритма (метода). При невозможности получить из картографических источников информацию с требуемой точностью, ошибка при решении задачи может аннулировать преимущества данного метода.

2. Применимость характеризуется критическими для данного метода значениями параметров, фигурирующих в задаче. При невыполнении каких-либо условий, накладываемых на параметры задачи, ее решение данным методом невозможно, или величина ошибки становится недопустимо большой.

3. Вычислительная трудоемкость характеризуется величиной временных и вычислительных ресурсов, требуемых для решения задачи. Данный параметр может быть критическим, если необходимо, например, определить оптимальное местоположение передатчика, что требует проведения большого числа вычислений.

Рассмотрим возможность практической реализации методов, основанных на решении параболического волнового уравнения (ПВУ), интегральных уравнений, а также конечно-разностный метод во временной области (FDTD), основанный на непосредственном численном решении уравнений электродинамики.

Метод ПВУ является наиболее быстрым, поскольку при расчетах величина пространственного шага зависит лишь от кривизны поверхности и может составлять до 1000λ . Современные реализации Фурье/пошагового подхода к решению ПВУ значительно расширяют область его применения. Возможен учет различных типов граничных условий (конечная проводимость земной поверхности), неоднородности показателя преломления, а также потери в атмосфере. Однако необходимо подобрать метод, применимый в случае острых углов поверхности, а также для вертикальных стен, т.к. данный метод позволяет достоверно описывать распространение радиоволн с углами скольжения до 20° . Для этих целей предлагается использовать метод поглощающих экранов.

Метод интегрального уравнения позволяет получить более точное решение при распространении на большие расстояния, чем метод ПВУ, однако ограничения на угол скольжения более строгие: величина угла должна быть не более 1° . С вычислительной точки зрения метод является более трудоемким, что резко ограничивает возможность его использование для подвижного передатчика.

Метод FDTD позволяет решать задачу распространения радиоволн для любой формы поверхности и для произвольных граничных условий. С его помощью можно проводить расчеты не только двумерного профиля сигнала, но и трехмерной карты радиопокрытия. Его основным недостатком является вычислительная трудоемкость и требование большого объема оперативной памяти.

Таким образом, наиболее перспективными для расчета пространственного распределения электромагнитного поля для задач мобильной радиосвязи, несмотря на некоторые ограничения, являются методы ПВУ и FDTD, а также использование комбинации этих методов. На открытых участках с достаточно гладким рельефом целесообразно проводить расчет с помощью ПВУ. На участках городской застройки, а также в районах с сильно выраженным рельефом оправдано применение метода FDTD.

На основе проведенных исследований получены численные алгоритмы для решения задачи распространения радиоволн с помощью этих методов. Оценена возможность использования информации о ландшафте на основе доступных топографических,

а также цифровых карт (геоинформационных моделей). Построена тестовая версия программы расчета пространственного распределения поля с помощью параболического уравнения, позволяющая более точно изучить возможности и применимость различных модификаций алгоритма, а также правомерность некоторых приближений.

Отладка существующей программы и составление программы для расчета с помощью метода FDTD позволит более детально оценить точность численных алгоритмов на основе экспериментальных результатов, полученных на реальном участке местности (городской застройки).

УДК 621.382.012

МОДЕЛЬ БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ

*Соловьев И.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одним из базовых элементов современной криоэлектроники является джозефсоновский переход. Для формирования джозефсоновских переходов на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) используются джозефсоновские свойства границы двух монокристаллических пленок с различной направленностью кристаллографических осей (бикристаллические джозефсоновские переходы). В общем случае ток I через джозефсоновский переход переносится двумя компонентами – сверхпроводящей компонентой $I_S = I_C \sin \varphi$ и нормальной компонентой $I_N = V/R_N$. Здесь I_C – критический ток перехода, φ – джозефсоновская фаза, представляющая собой разность фаз волновых функций сверхпроводящих электродов. В случае однородных джозефсоновских переходов малой площади S зависимость критического тока I_C от приложенного магнитного поля B имеет «дифракционный» характер: $I_C(B) = I_C(0) \cdot |\sin(\pi\Phi/\Phi_0)/(\pi\Phi/\Phi_0)|$, где $\Phi = B \cdot S$. Для бикристаллических джозефсоновских переходов эта зависимость $I_C(B)$ существенно отличается от «дифракционный» из-за неоднородности бикристаллической границы вследствие ее фасетированности (бикристаллическая граница имеет вид ломаной линии из-за несовпадения кристаллографических осей пленок) [1].

В докладе рассматривается применение параллельной цепочки джозефсоновских контактов, в общем случае, как 0-, так и π -контактов, в качестве модели неоднородного бикристаллического перехода. Данная модель была использована для расчета зависимости критического тока бикристаллического джозефсоновского перехода от внешнего магнитного поля при различном характере фасетированности бикристаллической границы.

В результате расчетов было показано, что наблюдаемая в ряде случаев зависимость максимального сверхтока бикристаллических переходов от магнитного поля, характеризующаяся близкими значениями центрального и соседних максимумов, свидетельствует о существовании внутри данных переходов фасеток, являющихся джозеф-

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

соновскими π -контактами, т. е. характеризующимися π -сдвигом ток-фазовой зависимости.

В данной работе был также развит аналитический подход к описанию бикристаллических джозефсоновских переходов, используя ступенчатую аппроксимацию распределения плотности критического тока вдоль бикристаллической границы. Данный подход позволил получить выражение для зависимости критического тока от магнитного поля в виде суммы конечного ряда. На основании полученного аналитического выражения был разработан специальный алгоритм решения обратной задачи – восстановление распределения плотности критического тока по ширине бикристаллического перехода, исходя из экспериментально измеренной зависимости $I_c(B)$ для бикристаллических джозефсоновских переходов. Разработанный алгоритм был применен для анализа экспериментальных данных для ВТСП бикристаллических переходов, полученных в институте Радиотехники и Электроники (ИРЭ) РАН (Рис.1).

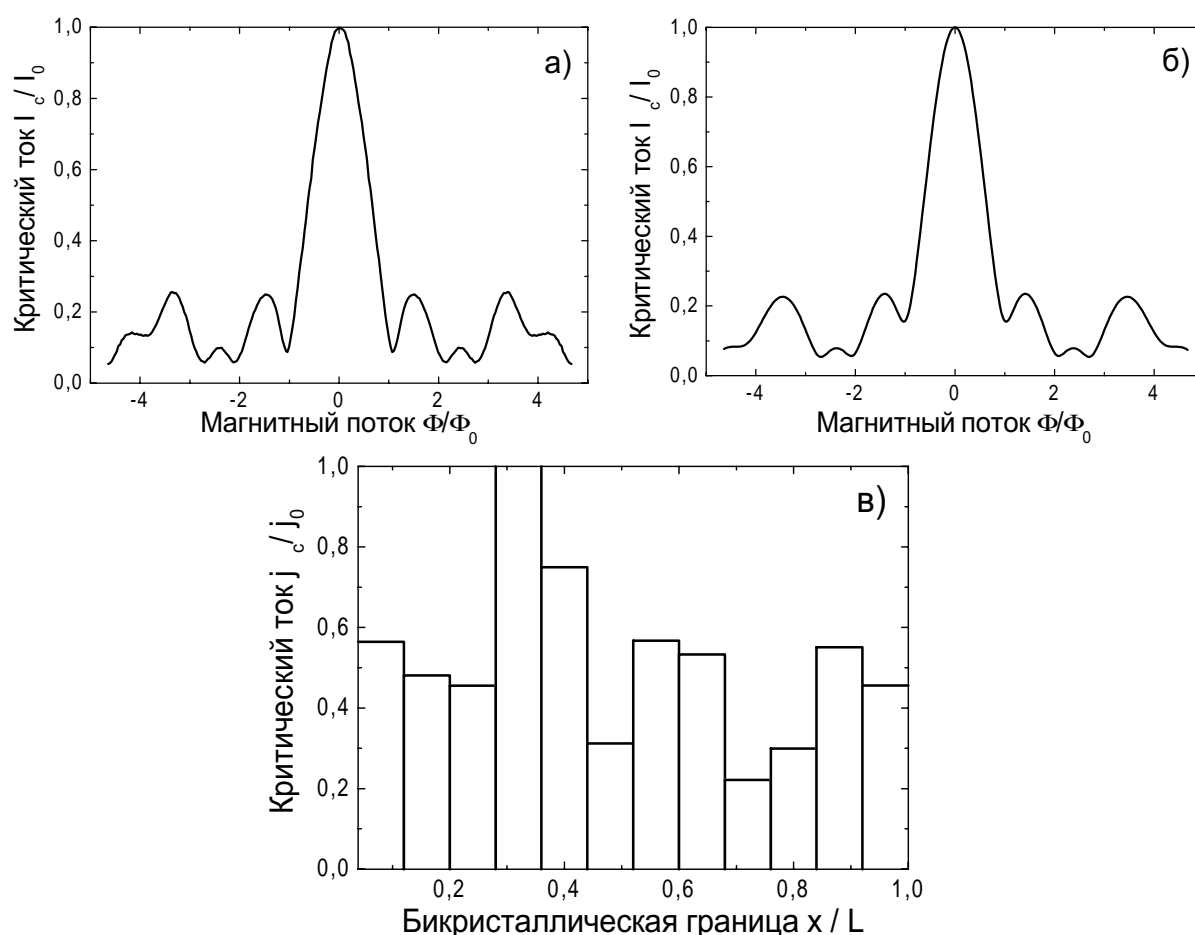


Рис.1. а) Экспериментальная зависимость критического тока от магнитного потока, используемая в алгоритме в качестве стартовой функции. б) Зависимость критического тока от магнитного потока, полученная при расчете. в) Найденное распределение плотности критического тока по границе бикристаллического перехода

Литература

1. Z. G. Ivanov, P.-A. Nilson, D. Winkler, J. A. Alarco, T. Cleason, E. A. Stepantsov, A. Ya. Tzalenchuk, Appl. Phys. Lett. 59, 3033 (1991).

УДК 621.391.81

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ, ИЗЛУЧЕННОЕ ПРОВОДОМ ВБЛИЗИ ЗЕМЛИ

*Атутов Е.Б., Ломухин Ю.Л.

Бурятский Научный Центр Сибирского Отделения Российской Академии Наук.

В работе дано новое строгое решение задачи возбуждения системы провод-земля, основанное на методе зеркальных изображений для произвольных сред, с использованием двухкомпонентного представления вектора Герца. Проведенные численные расчеты распределения электромагнитных компонент в системе совпадают с данными работы [1].

Анализ модового состава поля в данной системе показывает, что в излучении присутствует магнитная компонента, параллельная проводу. Данная компонента возникает в результате присутствия земли. Ее интенсивность тем больше, чем меньше проводимость земли. Эта компонента обладает характерным пространственным распределением.

Рассмотрим качественно причину появления компоненты H_z . На рис.1 показан провод А на высоте h над землей. Разложим поле \vec{E} в точке М на составляющие E_x и E_y ,

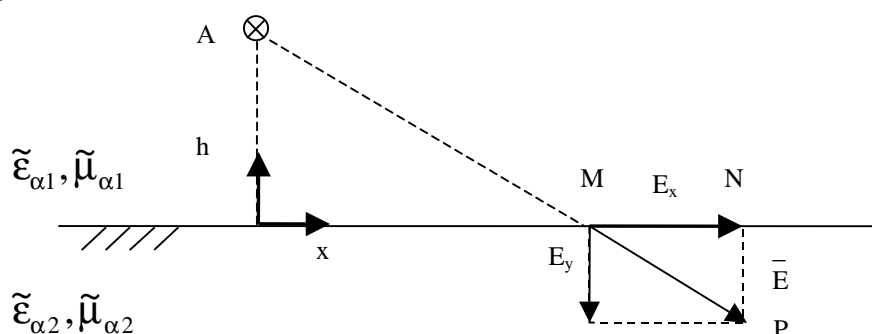


Рис. 1

Видно что, имеет место поляризации среды 2, и в результате которой появляются горизонтальные электрические диполи. Магнитные поля этих диполей и определяют продольную составляющую магнитного поля в пространстве.

Из треугольника MNP легко увидеть, что H_z будет иметь максимум на расстоянии $\sqrt{2}h$ от плоскости $x=0$ и $H_z=0$ непосредственно под проводом.

Возбужденная системой проводов в силу магнитооптических явлений компонента H_z может оказывать влияние на пропускную способность оптических кабелей, провешиваемых в данной системе (железная дорога, ЛЭП и т.д.)

Литература

1. Гринберг Г.А., Бонштэрт Б.Э. «Основы точной теории волнового поля линии передачи» //ЖТФ, 1954, т.24, вып. 1. С.67-95.

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

УДК 191.35.23.05

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА
НА НЕСФЕРИЧЕСКИХ ГИДРОМЕТЕОРАХ МЕТОДОМ Т-МАТРИЦ

Афонин А.А.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

В настоящее время в связи с развитием систем связи, локации и дистанционного зондирования проявляется все больший интерес к области радиоволн миллиметрового (ММ) диапазона. В пользу ММ диапазона в радиолокации говорит возможность повысить разрешающую способность устройств ближнего обнаружения и сопровождения целей. В области передачи данных увеличение несущей частоты цифровых систем связи позволяет увеличить как количество каналов, так и скорость передачи информации. Определенные перспективы связывают с использованием этого участка электромагнитного спектра в системах подвижной сотовой связи.

Однако на эффективность систем ММ диапазона сильное воздействие оказывает состояние атмосферы и, особенно, осадки в виде дождя. А так как форма падающей капли (особенно крупного размера) далека от сферической, то это приводит к появлению существенной кроссполаризационной составляющей в сигнале на приемной стороне, что требует дополнительных расчетов при использовании систем связи с повторным использованием частоты.

В настоящей работе было произведено компьютерное моделирование и выполнен анализ рассеяния радиоволн ММ диапазона на несферических частицах, характерных для дождя на основе метода Т-матриц [1].

В качестве аппроксимации реальной капли вида Пруппахера–Питтера (сфероид с вогнутым основанием) было использовано выражение [2].

Были рассчитаны зависимости рассеяния радиоволн от частоты падающей волны, а также угловые зависимости сополярной и кроссполарной составляющих дифференциального сечения рассеяния при различных значениях размеров капель дождя в различных участках ММ диапазона. Исследовано влияние углов наклона осей симметрии капель относительно направления падающей волны на рассеивающие свойства частиц.

Литература

1. Oguchi, T. Electromagnetic Wave Propagation and Scattering in Rain and Other Hydrometeors// Proc. IEEE. – 1983.- Vol. 71, - No. 10, P. 1029-1078.
2. Li, L.W., Kooi, P.S., Leong, M.S., Yeo, T.S., and Gao, M.Z. Microwave Attenuation by Realistically Distorted Raindrops, Part I – Theory// IEEE Trans. Antennas and Propagation. -1995.-Vol. 43.- No. 8, P. 811-821.

УДК 517(023):535(023)

ТЕОРИЯ КАТАСТРОФ И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ К МОДЕЛИ НЕЛИНЕЙНОЙ КОЛЬЦЕВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Филинков А.Г.

Томский государственный университет

В начале 1970-х гг. появился универсальный метод исследования всех скачкообразных переходов, разрывов, внезапных изменений. Он разрабатывается в рамках *теории катастроф*. Обобщённость методов теории катастроф проявляется в сходстве (типичности) результатов из самых разнообразных областей науки. Данная теория позволяет, в частности, свести многообразие динамических систем к небольшому числу "стандартных" случаев, для которых исследованы все особенности. Примером динамических систем являются нелинейные кольцевые, демонстрирующие сложное поведение, в том числе хаотическое. В оптическом диапазоне это, например, нелинейный кольцевой интерферометр (НКИ), исследуемый в плане развития приёмов обработки информации [1].

Традиционными при изучении поведения в модели НКИ являются методы теории бифуркаций, позволяющие строить серии бифуркационных диаграмм. Наряду с ними принято строить карты динамических режимов на плоскости параметров системы. В ходе начавшихся исследований структуры карт появляется предположение о том, что некоторые точки на картах являются особенными точками типа сборки, по классификации в теории катастроф.

Данная работа направлена на исследование математической модели процессов в НКИ средствами теории катастроф. С этой целью компьютерная программа для проверки на конечную определённость и нахождения трансверсальных деформаций [2, с. 545] адаптирована к модели процессов в НКИ.

Литература

1. Измайлов И.В., Пойзнер Б.Н. Варианты реализации нелинейно-оптического устройства скрытой передачи информации // *Оптика атмосферы и океана*. 2001. Т. 14. № 11. С. 1074-1086.
2. Постон Т., Стюарт И. Теория катастроф и её приложения. М.: Мир, 1980. 608 с.

УДК 621.396.677.44

АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ГОРОДСКИХ УСЛОВИЯХ МЕТОДОМ ГЮЙГЕНСА-КИРХГОФА

Козлов Р.Ю., Дымов А.В.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

Проблема адекватного моделирования распространения радиоволн в реальных условиях является достаточно актуальной задачей не только в связи с быстрым разви-

тием рынка услуг мобильной сотовой связи, но и при решении задач электромагнитной совместимости, частотного планирования, проблем электромагнитной экологии.

В работе на основе метода Гюйгенса-Кирхгофа рассмотрено распространение радиоволн УКВ диапазона в городской среде. В [1] получена математическая модель, позволяющая проводить анализ напряженности электромагнитного поля в зависимости от параметров застройки, частотного диапазона, а также с учетом рельефа и отражения от подстилающей поверхности. На ее основе выполнено численное моделирование распространения излучения для ряда типовых задач (ровная поверхность, изолированный цилиндрический холм, холм, аппроксимированный клином, два цилиндрических холма и т.д.). В результате анализа полученных данных установлено, что рельеф оказывает существенное влияние на параметры сигнала. Так, например, для случая изолированного цилиндрического холма затухание в области глубокой тени может достигать 120 dB (для $f = 900$ МГц). Исследование распространения излучения для различных видов рельефа показало наличие определенной зависимости уровня сигнала от аппроксимирующей препятствие поверхности. Анализ влияния других параметров задачи показал, что при увеличении плотности городской застройки и положения несущей частоты излучения амплитуда напряженности поля уменьшается. Определенное влияние оказывает неравномерность высот зданий.

Проведенные исследования показали, что для расчета электромагнитного поля в городе необходимо учитывать особенности подстилающей поверхности, а также параметры городской застройки. Уровень сигнала зависит от вида, размеров и других характеристик рельефа, несущей частоты излучения, а так же от геометрии зданий и плотности застройки.

Литература

1. Козлов Р.Ю. Модель распространения радиоволн в городских условиях. // Актуальные проблемы физики: Сборник научных трудов молодых ученых, аспирантов и студентов. Вып. 4. – Ярославль.- 2003. -С.76-82.

УДК 551.510.534; 528.811

ОПТИМИЗАЦИЯ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОСПЕКТРОМЕТРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА И ОКИСИ ХЛОРА НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Игнатъев А.Н.⁽¹⁾, Кротопкина Е.П.⁽²⁾, Розанов С.Б.⁽²⁾, Соломонов С.В.⁽²⁾

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Одним из эффективных методов исследования газового состава атмосферы является метод, основанный на регистрации собственного теплового излучения исследуемой малой газовой составляющей (МГС) в миллиметровом диапазоне [1]. Регистрацию излучения необходимо производить с минимальными искажениями формы спектра. Для этого анализатор спектра (АС), входящий в состав радиоспектрометра, должен удовлетворять требованиям минимального спектрального сглаживания в каналах и

максимального отношения сигнал/шум во всех каналах. Предлагаемая методика расчёта частотной сетки АС, основанная на выравнивании отношения сигнал/шум в соседних каналах, учитывает также требования полного перекрытия всей доступной частотной полосы. Минимальная ширина каналов АС, находящихся вблизи максимума интенсивности излучения исследуемой МГС, выбирается по заданному отношению сигнал/шум, ширины остальных каналов выбираются обратно пропорциональными квадрату полезного сигнала (яркостной температуры излучения исследуемой МГС, рассчитанной для модельного распределения её концентрации). Для рассчитанных частотных сеток проведено моделирование восстановления вертикальных распределений (ВР) озона и окиси хлора. Показано, что такие параметры АС обеспечивают эффективное восстановление ВР озона в диапазоне высот от 15 до 100 км и окиси хлора в диапазоне высот от 15 до 60 км. Результаты расчётов применяются при разработке наземных спектрометров для изучения атмосферного озона и окиси хлора.

Литература

1. Соломонов С.В., Розанов С.Б., Кропоткина Е.П., Лукин А.Н. “Спектрорадиометр для дистанционного зондирования атмосферного озона на миллиметровых радиоволнах” // Радиотехника и электроника, 2000, Т.45, N12, С.1519-1525.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА**Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Жуковский Владимир Чеславович**

УДК 530.145

**МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ КАЗИМИРА
ПРИ НАЛИЧИИ ЛОГАРИФМИЧЕСКИ РАСХОДЯЩИХСЯ ЧЛЕНОВ**

*Малахов И.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

С тех пор как в 1948 году Казимир [1] нашел поправки к энергии макроскопической системы, вызванные вакуумными флуктуациями квантованного электромагнитного поля, этот эффект продолжает привлекать к себе большое внимание, так как он проявляется во многих областях физики [2]. Между тем, вычисление энергии Казимира в общем случае представляет собой весьма нетривиальную проблему, которая еще далека от окончательного разрешения. Так, первые аналитические результаты в достаточно замкнутой форме для массивного скалярного поля в шаре были получены лишь в [3], а для фермионов в [4]. Следует отметить, что при получении этих результатов существенно использовалась возможность выписать в явном виде трансцендентные уравнения на спектр, благодаря чему был осуществлен переход от сумм, содержащих неявные выражения к интегралам, содержащим только явные выражения [5]. Однако, в ряде важных случаев, например в модели мешков в адронной физике, где спектральные уравнения не удается выписать в явном виде, и уровни энергии определяются лишь численно, данный способ не применим.

В настоящем докладе изложен метод, который позволяет в таких случаях численно определить энергию Казимира. Прежде всего производится регуляризация расходящейся суммы для энергии Казимира $E_{Cas} = (1/2)\sum_n \omega_n F(\alpha\omega_n)$, где F – обрезающая функция, α - параметр регуляризации, имеющий размерность длины. После ее вычисления получается ряд, содержащий сингулярные при $\alpha \rightarrow 0$ отрицательные степени α и, в общем случае, логарифмический член. Оставшиеся слагаемые либо дают конечный вклад, либо обращаются в нуль при снятии регуляризации. Основную сложность при перенормировке представляет логарифмически расходящийся член, приводящий к неоднозначности. Это видно уже на примере безмассового скалярного поля. В этом случае энергия определяется единственным размерным параметром L – характерным линейным размером. В отсутствие логарифмической расходимости регуляризованное выражение для энергии Казимира имеет вид ряда по степеням α , и “минимальное вычитание”, состоящее в отбрасывании в выражении для энергии сингулярных по α членов является не только естественной, но и хорошо обоснованной процедурой. Действительно, любое слагаемое, пропорциональное α^{-s} ($s > 0$) будет зависеть от L как L^{s-1} , т.е. будет пропорционально неотрицательной степени L . Тем самым, можно нормировать окончательный ответ на бесконечности по L , где энергия Казимира должна обращаться

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

в нуль и вычесть при этом все сингулярные слагаемые. После вычитания в пределе $\alpha \rightarrow 0$ останется только слагаемое $c\alpha^d/L$, которое и составляет окончательный ответ. При наличии логарифмической расходимости вычитание становится неоднозначным: чтобы перенормировать слагаемое $c\alpha^d \log(\alpha/L)/L$ из него следует вычесть $c\alpha^d \log(d\alpha/L)/L$, где d – произвольная константа. При этом окончательный ответ будет содержать неопределенность, связанную с d , имеющую вид $const/L$ и совместимую с условием нормировки. Для разрешения этой проблемы производится следующая модификация исходного выражения E_{Cas} . Прежде всего, определяется такое значение μ , чтобы после замены $\omega_n \rightarrow v_n = [\omega_n^2 - \mu^2]^{1/2}$ в E_{Cas} она не содержала логарифмической сингулярности. Так, для поля внутри сферической полости μ равно суммарному по всем угловым моментам коэффициенту при логарифмическом члене. Далее, к полю "добавляется" масса $M' = [M^2 - \mu^2]^{1/2}$, где M – параметр, изменяющийся в диапазоне от μ до бесконечности, и исследуется поведение выражения $E_{Cas}(M) = (1/2) \sum_n [1 + v_n^2/M^2]^{1/2} F(\alpha[1 + v_n^2/M^2]^{1/2})$, которое при $M = \mu$ переходит в исходное выражение для регуляризованной энергии Казимира, деленное на μ . В построенном выражении коэффициенты при всех расходящихся членах (включая логарифмический) пропорциональны положительным степеням M . Поэтому, после конечного числа дифференцирований по M получается регулярная величина при $\alpha \rightarrow 0$. Используя найденные значения n -ой производной для всех M в диапазоне от μ до бесконечности и естественное условие нормировки для $E_{Cas}(M)$ при бесконечно большом M (поле с бесконечно большой массой должно иметь нулевую энергию Казимира), можно восстановить искомое $E_{Cas}(\mu)$, соответствующее исходному спектру.

Изложенный метод был опробован в одномерном случае на массивном скалярном поле, а также в трехмерном случае для скалярного и фермионного поля внутри сферы. Решение последней задачи показало, что он может быть использован при вычислении фермионной составляющей энергии мешка в рамках гибридной киральной модели.

Литература

1. Casimir H.B.G., Proc. Kon. Nederl. Akad. Wet. 51 (1948) 793; Physica 19 (1953)
2. Bordag M., Mohideen U., Mostepanenko V. // Phys. Rep. 353 (2001) 1
3. Bordag M., Elizalde E., Kirsten K., Leseduate S. // Phys. Rev. 56D (1997) 4896
4. Elizalde E., Bordag M., Kirsten K. // J. Phys. A 31 (1998) 743
5. Bordag M., Geyer B., Kirsten K., Elizalde E. // Comm. Math. Phys 179 (1996) 215

УДК 539.219.3

ДИФФУЗИЯ МОЛЕКУЛЫ ПО ПОВЕРХНОСТИ ПРИ РЕАКЦИИ АДСОРБЦИИ

Белов И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одним из методов напыления плёнок оксидов металлов является послойное напыление (ALD) при котором в реактор последовательно продувают газы – предшественники напыления. При прохождении одного цикла ALD на поверхности оксида металла появляется часть напылённой пленки.

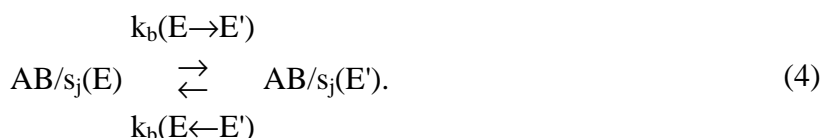
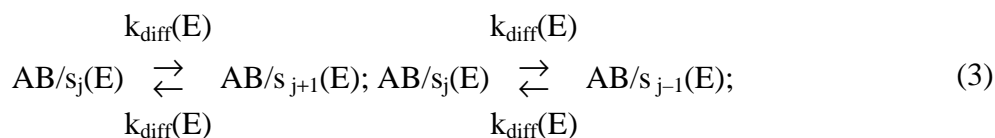
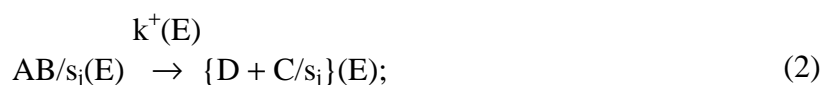
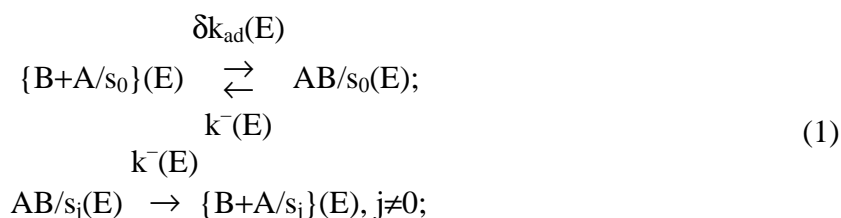
Модель [1] разработанная в рамках статистической теории описывала процесс адсорбции, десорбции, химической трансформации и релаксации энергии в объём оксида металла осаждаемой молекулы на одном поверхностном центре. Она позволяет рассчитать макроскопические константы скорости реакций, основываясь на квантово-химических данных.

Для описания конечной структуры поверхности диффузия молекул по поверхности дает описание увеличения однородности пленки, уменьшения количества дефектов. Осаждению плёнки в ALD реакторе соответствует Readell-Eley механизм [2], в котором конечная структура пленки формируется в результате реакций адсорбируемых молекул с активными поверхностными центрами.

Высоко неравновесная мобильность адсорбирующихся частиц на поверхность металлов изучалась теоретически для атомов [3]. Но в этом случае причина мобильности в основном имела динамическую природу. В случае сильной адсорбции $ZrCl_4$ (энергия адсорбции - 27 ккал/моль) на гидроксильированной поверхности оксида циркония, ситуация другая, и мобильность связана в основном с изомеризацией многоатомной молекулы [4].

При рассмотрении диффузии молекулы по поверхности одинаковые активные поверхностные центры были расставлены вдоль оси j на равном расстоянии друг от друга, и молекула налетала на поверхностный центр $j=0$ (т.е. был рассмотрен одномерный случай). Используя кинетическую схему, показанную ниже и основываясь на аналогах приведенных в [5], получаем систему бесконечных уравнений, к которой применим метод ВКБ [6]. С помощью этого метода находим точный аналитический ответ для функции $P_c/s(j)$ -распределение продукта C/s_j (молекула $ZrCl_3$ на поверхности оксида циркония) по поверхностным центрам.

Кинетическая схема:



Где обозначение B - соответствует молекуле ($ZrCl_4$); D - молекуле (HCl);

- A/s_j - соответствуют j -му активному поверхностному центру A (оксид циркония);

- $AB/s_j(E)$ – соответствует молекуле В, находящейся на j активном поверхностном центре A/s_j ; $\{B+A/s_0\}$ и $\{D + C/s_j\}(E)$ - соответственно пары реагентов и продуктов с полной энергией E ; $k^+(E)$, $k^-(E)$, $\delta K_{ad}(E)$, $K_{diff}(E)$, $K_b(E \rightarrow E')$ - микрореканонические константы скорости реакций;

Произведя численный расчет, получаем, что диффузия молекулы $ZrCl_4$ при реакции адсорбции для случая осаждения плёнки оксида циркония существует.

Литература

1. Deminsky M. A.; Belov I.V. and other, A.A. Surface Science, 2004, том. 549, N. 1, стр. 67-86
2. Eley D.D. *Trans. Far. Soc.*, 1948, N 44, стр. 216.
3. Prostnev A.S. *Khim. Fiz.*, 1986, N 5, стр.85.
4. Venkatesh P.K and Dean A. M *J. Chem. Phys.*, 1999, N 111, стр.8313.
5. Nikitin E.E. Theory of elementary atomic and molecular processes in gases; Clarendon: Oxford, 1974
6. Eu B.C. Semiclassical theories of molecular scattering. Springer Ser. Chem. Phys. 1984, Том. 26; Springer, Berlin-New York

УДК 532.517.4: 519.6

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЯ ЛИНЕАРИЗОВАННЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТРЕХМЕРНЫХ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ-СТОКСА

Игнатъева О.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Уравнения Навье-Стокса широко используются для численного моделирования турбулентных течений [1],[2]. Ниже исследовано аналитическое решение линеаризованных трехмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса.

В безразмерном виде они записываются так

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} &= \Delta \bar{\omega}, \\ \frac{\partial s}{\partial t} &= \frac{1}{\gamma} \Delta z - \frac{1}{\gamma} \Delta T + \frac{4}{3} \Delta s, \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= -(\gamma - 1)s + \frac{\gamma}{Pr} \Delta T, \\ \bar{\omega} &= \frac{1}{2} \text{rot} \bar{v}, s = \text{div} \bar{v}, \\ \frac{\partial z}{\partial t} &= s, \\ \Delta &= \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j}, \end{aligned}$$

γ - отношение теплоемкостей,

$Pr = \frac{\mu C_p}{k}$, μ - коэффициент вязкости, k - коэффициент теплопроводности, C_p - теплоемкость при постоянном давлении, R - универсальная газовая постоянная. Для решения линеаризованной системы применено преобразование Фурье.

Решение имеет вид:

$$\tilde{s} = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} + C_3 e^{\lambda_3 t}$$

$$\tilde{T} = \frac{1}{f^2 \lambda_1} \left\{ \gamma \lambda_1 \left(\lambda_1 + \frac{4}{3} f^2 \right) \right\} C_1 e^{\lambda_1 t} + \frac{1}{f^2 \lambda_2} \left\{ \gamma \lambda_2 \left(\lambda_2 + \frac{4}{3} f^2 \right) \right\} C_2 e^{\lambda_2 t} + \frac{1}{f^2 \lambda_3} \left\{ \gamma \lambda_3 \left(\lambda_3 + \frac{4}{3} f^2 \right) \right\} C_3 e^{\lambda_3 t}$$

при $f > f_*$

$$\tilde{s} = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} \cos \lambda_3 t + C_3 e^{\lambda_3 t} \sin \lambda_3 t$$

\tilde{s}, \tilde{T} - Фурье-образы соответствующих функций.

Здесь $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ - корни кубического уравнения. В качестве начальных данных для $\vec{\omega}, s$ брались случайные функции (при этом соблюдалось условие $div \vec{\omega} = 0$).

При $f < f_*$ решения содержат осциллирующие члены, затухающие по экспоненциальному закону. Затухание минимально при малых частотах. При $f > f_*$ осциллирующие члены отсутствуют. Таким образом, показано, что решение имеет интервал собственных частот: $0 < \omega < \omega_*$. Полученные решения использованы для моделирования статистических свойств турбулентности.

Автор выражает благодарность Шугаеву Ф.В. за постановку задачи и полезное обсуждение, Штеменко Л.С. и Терентьеву Е.Н. за конструктивные замечания.

Литература

1. Antonia R.A., Kim J. A numerical study of local isotropy of turbulence. Phys. Fluids, 6 (1994), 834-841.
2. Fung J.C.H., Hunt I.C.R., Malik N.A., Perkins R.J. Kinematic simulation of homogeneous turbulent flows generated by unsteady random Fourier modes. J. Fluid Mech., 236 (1992), 281-318.

УДК 536.7

ДВУХЧАСТИЧНАЯ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ОДНОРОДНОЙ ФАЗЫ ВЕЩЕСТВА

Николаева О.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Двухчастичная (бинарная) функция распределения имеет важное значение, так как через нее может быть выражено термическое и калорическое уравнения состояния вещества, а также сечение однократного когерентного рассеяния. Квадратичная флуктуация числа частиц, сжимаемость также определяются через двухчастичную функцию распределения.

Для однородной фазы вещества, потенциал взаимодействия между молекулами которого является короткодействующим, двухчастичная функция распределения находится в виде ряда по степеням плотности. Для этого используется либо ее определение через каноническое распределение Гиббса, либо решение цепочки уравнений БГКИ. В ряде случаев используют большое распределение Гиббса, или систему уравнений Кирквуда-Зальцбурга. Мы будем исходить из цепочки уравнений БГКИ в форме Боголюбова.

В данном случае удобно перейти от функций распределения Боголюбова $F_s(q_1, \dots, q_s)$ к новым функциям $p_s(q_1, \dots, q_s)$ согласно соотношению

$$F_s(q_1, \dots, q_s) = \exp(-U_s / \theta) p_s(q_1, \dots, q_s),$$

где U_s - потенциальная энергия системы из s частиц, $\theta = kT$, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура. Цепочка уравнений при этом принимает вид

$$\frac{\partial p_s}{\partial q_1^\alpha} - \frac{1}{v} \int \prod_{1 \leq i \leq s} f_{i,s+1}^\square p_{s+1} dq_{s+1} = 0,$$

где $f_{i,j}^\square$ - функция Ри и Гувера. Условия ослабления корреляций запишутся как

$$p_s(q_1, \dots, q_s) - \prod_{1 \leq i \leq s} p_1(q_i) \rightarrow 0, |q_i - q_j| \rightarrow \infty,$$

а условия нормировки

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int p_{s+1}(q_1, \dots, q_s, q_{s+1}) dq_{s+1} = p_s(q_1, \dots, q_s),$$

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \int p_1(q) dq = 1.$$

Ищем решение цепочки уравнений в виде ряда

$$p_s = p_s^0 + \frac{1}{v} p_s^1 + \frac{1}{v^2} p_s^2 + \dots$$

Тогда приближение k -го порядка может быть записано как

$$p_s^k = \frac{1}{k!} \int \prod_{j=1}^s f_{j_1, s+1}^\square \dots \prod_{j_k=1}^{s+k-1} f_{j_k, s+1}^\square dq_{s+1} \dots dq_{s+k} + \frac{C_{s+k-1}^1}{(k-1)!} \int \prod_{j=1}^s f_{j_1, s+1}^\square \dots \prod_{j_k=1}^{s+k-2} f_{j_k, s+1}^\square dq_{s+1} \dots dq_{s+k-1} + \dots C_s^k$$

Коэффициенты C_i^j находятся из условия ослабления корреляций и нормировки.

Таким образом, получено общее выражение для произвольного порядка разложения функций p_s в ряд по степеням плотности. Если ввести функции Майера, то данное разложение переходит в ряд по неприводимым диаграммам. Совместное использование функций Майера и Ри и Гувера позволяет значительно сократить число диаграмм, но для высших порядков разложения оно остается большим. Принципиальное

сокращение числа диаграмм возможно на основе введения представления об области коррелированности s -частичной группы. В этом случае увеличивается область интегрирования.

В предлагаемом подходе задача вычисления коэффициентов разложения в ряд по степеням плотности для двухчастичной функции распределения сводится к задаче на оптимизацию числа используемых диаграмм и областей для их вычисления.

Известные коэффициенты разложения в ряд по степеням плотности уравнения состояния можно использовать для непосредственного вычисления двухчастичной функции распределения, определяемой как решение интегральных уравнений, получаемых на основе расщепления цепочки уравнений. Для этого представим трехчастичную функцию как

$$F_s(q_1, \dots, q_s) = \exp(-U_s / \theta) p_2^\alpha(q_1, q_2) p_2^\alpha(q_1, q_3) p_2^\alpha(q_2, q_3).$$

В результате получаем интегральное уравнение

$$\frac{p_2^{1-\alpha}(r) - 1}{1 - \alpha} + \frac{2\pi}{r\theta v} \int_0^\infty \rho \left\{ \int_{|r-\rho|}^{|r+\rho|} t E(t) dt \right\} \left\{ e^{-\phi(\rho)/\rho} p_2^\alpha(\rho) - 1 \right\} d\rho = 0,$$

где

$$E(t) = -\theta \int_{-\infty}^t \frac{d f(t)}{dt} p_2^\alpha(t) dt.$$

Параметр α определяется из условия точного воспроизведения известных вириальных коэффициентов.

УДК 536; 535.3

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА САМООРГАНИЗАЦИИ ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР АДАТОМОВ С УЧАСТИЕМ ПОВЕРХНОСТНЫХ КВАЗИРЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН

*Емельянов В.И., Микаберидзе А.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В [1] сообщалось о наблюдении эффекта образования ансамбля наночастиц с узким распределением по размерам при низкотемпературном, лазерно-контролируемом осаждении атомов Ga на торец стеклянного световода. Ансамбль наночастиц образовывался в области ядра световода, где присутствовало лазерное излучение. В той области торца, где лазерное излучение отсутствовало, образовывался ансамбль наночастиц с

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

широким распределением по размерам вплоть до микронных. В [2] обнаружено наличие квазигексагонального порядка в расположении наночастиц в ансамбле и предложен дефектно-деформационный (ДД) механизм образования ансамбля наночастиц. Монохроматизация нуклеировавшего ансамбля наночастиц по размерам в процессе их последующего лазерно-контролируемого роста рассмотрена в [3]. В настоящей работе развита последовательная ДД теория лазерно-контролируемой кооперативной нуклеации квазигексагонального ансамбля наночастиц. Адсорбированные атомы Ga образуют димеры – поверхностные дефекты, которые подвижны в присутствии лазерного излучения. Дефекты неоднородно деформируют поверхность, в свою очередь самосогласованная деформация перераспределяет дефекты вдоль поверхности. Это приводит к развитию ДД неустойчивости с возникновением нанометровой периодической модуляции рельефа поверхности и со скоплениями дефектов в максимумах и минимумах этой модуляции, которые дают затравки для последующего роста наночастиц галлия.

В настоящей работе получена система нелинейных уравнений для Фурье-амплитуд концентрации дефектов и проведен ее линейный анализ, дающий выражение для инкремента ДД неустойчивости. Описана динамика самоорганизации гексагональных ансамблей наночастиц в нелинейном многомодовом режиме, протекающая в четыре этапа. На первом (линейном) этапе, при превышении однородной концентрацией подвижных адатомов N_{d0} первого критического значения (N_{dc1}) инкремент ДД неустойчивости $\lambda(\mathbf{q})$ становится положительным в определенной области значений q , и выделяется более узкая полоса усиления с центром в $q = q_m$, где q_m – волновое число, соответствующее максимальному значению инкремента. На втором этапе за счет нелинейного взаимодействия троек ДД решеток волновые векторы \mathbf{q} , равные друг другу по модулю ($q \approx q_m$), но имеющие различные ориентации, сцепляются в правильные треугольники (триады), каждой из которых соответствует квазигексагональная ДД структура со случайной ориентацией на поверхности. На третьем этапе, при превышении второго критического значения концентрации адатомов N_{dc2} , за счет трехрешеточных взаимодействий между триадами происходит их ориентационное упорядочение (коллапс спектра ДД мод в угловом \mathbf{q} -пространстве), в результате чего образуются три континуума волновых векторов \mathbf{q} , отличающихся по направлению на 60 градусов, причем модули этих векторов лежат внутри полосы усиления с центром в q_m . На последнем четвертом этапе ($N_{d0} > N_{dc2}$) независимо в каждом из этих трех континуумов происходят коллапсы спектров ДД мод в скалярном q -пространстве. Результирующий спектр представляет собой кольцо определенного радиуса ($\sim q_m$) с шестью эквидистантными максимумами, что соответствует идеальной гексагональной ДД структуре. Аналогично происходит самоорганизация структур на кристаллической поверхности, но ориентация доминирующих ДД решеток в этом случае определяется кристаллографическими направлениями на поверхности.

Анализ полученной нелинейной системы уравнений выявляет механизм управления симметрией получающихся наноструктур внешним механическим напряжением. Так, обнаружено, что за счет анизотропного изменения коэффициента диффузии наведенная на поверхности одноосная деформация подавляет или усиливает коллинеарную

ей ДД решетку. Развитая теория объясняет: определяющую роль лазерного излучения в низкотемпературном наноструктурировании, наличие гексагональной симметрии ансамбля и критической температуры осаждения, при превышении которой наноструктурирования не происходит, описывает экспериментально наблюдаемое изменение симметрии за счет анизотропной деформации, а также дает выражение для периода и времени образования наноструктуры.

Литература

1. MacDonald K.F., Brocklesby W.S., Emel'yanov V.I., Zheludev N.I et al., Appl. Phys. Lett. **80**, 1643 (2002).
2. Емельянов В.И., Еремин К.И. Письма в ЖЭТФ **75**, 2, 109 (2002).
3. Емельянов В.И., Еремин К.И., Желудев Н.И., Письма в ЖЭТФ **76**, 123 (2002).
4. Fedotov V.A., MacDonald K.F., Zheludev N.I., Emel'yanov V.I., Appl J. Phys., **93**, 3540(2003).

УДК 533.2

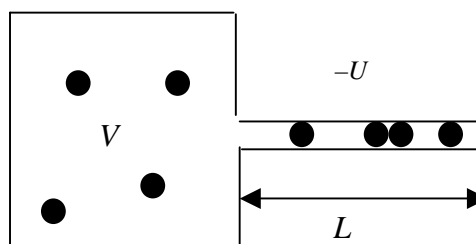
МОДЕЛЬ АБСОРБЦИИ МЕТАНА НА NPC(SIC)

*Вабищевич Н.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Углеродные нанопористые материалы содержат до 50% пор нанометровых размеров, в присутствии которых параметры уравнения состояния газа изменяются. В данной работе рассматривается математическая модель плотного состояния неидеального газа в нанопорах, обеспечивающая согласованность теоретических оценок с известными экспериментальными данными для метана.

Для описания модели, рассмотрим объем V с отходящей от него "порой" длиной L и площадью S (см. Рис.). Находящиеся в "поре" молекулы газа имеют диаметр D , причем размер самой "поры" лишь немногим больше диаметра молекулы, так что каждая молекула будет укорачивать "пору" на свой диаметр. Находящиеся во внешнем объеме газ будем считать достаточно разреженным, так что применимо приближение идеального газа. Рост концентрации молекул в поре объясняется эффектом, аналогичным капиллярному, и вызывается притяжения молекул газа к молекулам стенки поры, т.е. внутри нанопоры возникает эффективный отрицательный потенциал $-U$. Наряду с радиусом и плотностью пор, он яв-



Развитая теория объясняет: определяющую роль лазерного излучения в низкотемпературном наноструктурировании, наличие гексагональной симметрии ансамбля и критической температуры осаждения, при превышении которой наноструктурирования не происходит, описывает экспериментально наблюдаемое изменение симметрии за счет анизотропной деформации, а также дает выражение для периода и времени образования наноструктуры.

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

ляется основным параметром сорбирующего материала. С учетом сказанного, статистическая сумма системы равна

$$Z = \sum_{n=0}^N C_N^n V^{N-n} L(L-D)(L-2D)\dots(L-(n-1)D) S^n e^{\beta n U}.$$

Считая количество молекул в “поре” много меньше их общего количества ($1 \ll N_{\text{in}} \ll N \approx N_{\text{out}}$) преобразуем выражение к виду

$$\begin{aligned} Z &\approx \sum_{n=0}^N \frac{N!}{(N-n)!} \frac{\frac{L}{D} \left(\frac{L}{D} - 1 \right) \dots \left(\frac{L}{D} - (n-1) \right)}{n!} \frac{V^N}{V^n} D^n S^n e^{\beta n U} \approx \\ &\approx \sum_{n=0}^N N^n C_{\frac{L}{D}}^n V^N \left(\frac{DS}{V} e^{\beta U} \right)^n \approx V^N \left(1 + \frac{NDS}{V} e^{\beta U} \right)^n. \end{aligned}$$

Отсюда находится свободная энергия

$$F = -\theta \ln Z = -\theta N \ln V - \frac{L\theta}{D} \ln \left[1 + \frac{NDS}{V} e^{\beta U} \right].$$

Для нахождения среднего количества молекул в “поре” воспользуемся тем, что искомое количество в выражении для Z стоит в экспоненте с множителем βU :

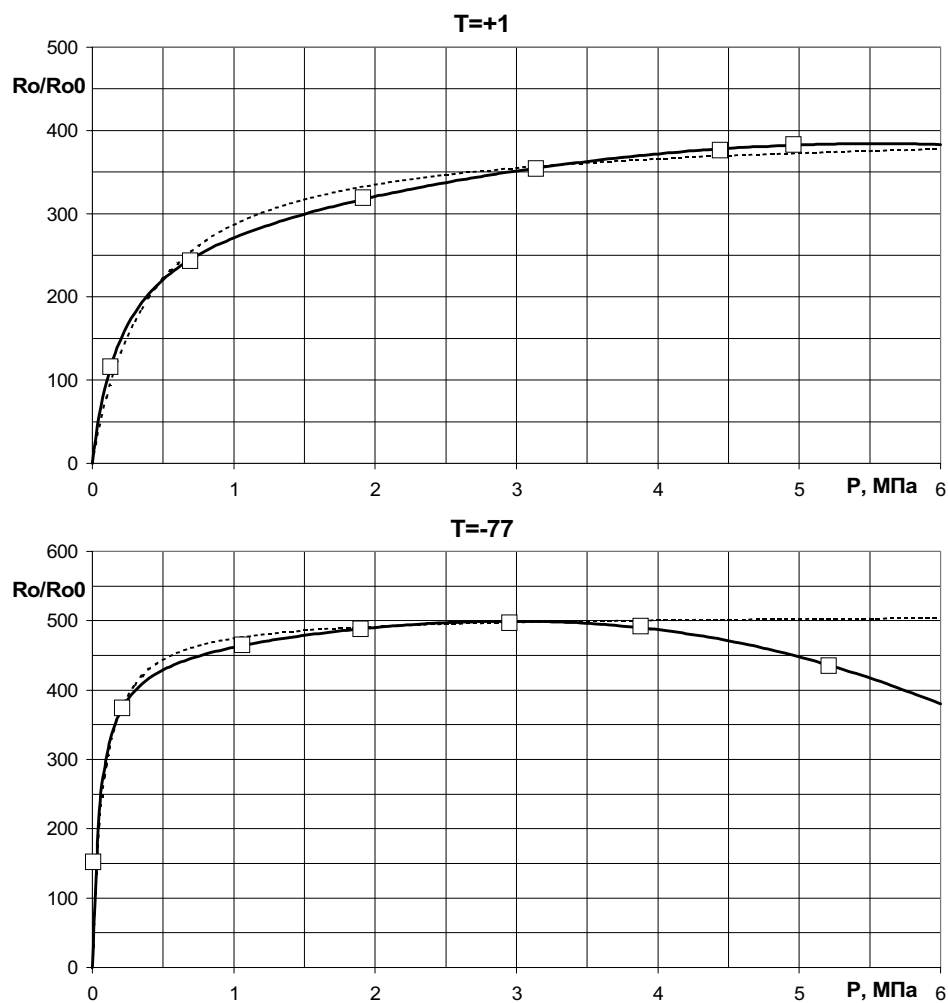
$$\begin{aligned} N_{\text{in}} &= \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial (\beta U)} = -\frac{\partial F}{\partial U} = \frac{L\theta}{D} \left[1 + \frac{NDS}{V} e^{\beta U} \right]^{-1} \frac{NDS}{\theta V} e^{\beta U} = \frac{NLS}{V} \left[e^{\beta U} + \frac{NDS}{V} \right]^{-1}, \\ N &= N_{\text{in}} e^{-\beta U} \frac{V}{LS - N_{\text{in}} DS} = \frac{V e^{-\beta U}}{v_{\text{in}} - v_0}, \end{aligned}$$

где $v_{\text{in}} \equiv \frac{V_{\text{in}}}{N_{\text{in}}} \equiv \frac{LS}{N_{\text{in}}}$ и $v_0 \equiv DS$ — объем, приходящийся на одну молекулу в “поре” и минимальное значение. Теперь можно найти давление, оказываемое газом на стенки сосуда V :

$$p = \frac{N_{\text{out}} \theta}{V} \approx \frac{N\theta}{V} = \frac{\theta e^{-U/\theta}}{v_{\text{in}} - v_0}, \quad v_{\text{in}} = v_0 + \frac{\theta}{p} e^{-U/\theta} \quad (\ll v_{\text{out}} = \frac{\theta}{p}). \quad (1)$$

Таким образом, для при низких давлениях плотность газа в “поре” в $e^{U/\theta}$ раз больше, чем вне ее, но при повышении давления насыщается.

Модельное уравнение (1) позволяет проследить закономерности поведения процесса абсорбции; однако, в приложениях следует учитывать следующие замечания. Во-первых, реальные стенки пор не являются абсолютно твердыми, и их радиус может сложным образом зависеть от давления и температуры. Во-вторых, т.к. потенциал внутри поры создается ее стенками, то и его нужно считать зависящим от тех же пара-



метров. В-третьих, реальная картина поведения газа в поре может отличаться от рассмотренной при наличии фазовых переходов. В качестве иллюстрации приведем пример абсорбции метана на NPC(SiC) при двух различных температурах (сплошная линия — с учетом, пунктир — без учета изменения ширины поры; R_{o0} — плотность метана при 20°C и 760 мм рт. ст.).

Немонотонный характер зависимости плотности от давления наблюдается экспериментально при низких температурах, и, в рамках рассматриваемой модели, объясняется увеличением размера нанопор. Построенная модель количественно и качественно согласуется с экспериментальными данными.

Литература

1. Майер Дж., Генперт-Майер М. Статистическая механика. М., Изд-во иностранной литературы, 1952.

УДК 530.145

О НЕМОНОТОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА ОТ ПРИЛОЖЕННОГО ВНЕШНЕГО ПОЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ ПЕРИОДИЧЕСКОГО АСИММЕТРИЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА

Поляков А. В.

Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра квантовой статистики и теории поля

В последние годы ведутся активные экспериментальные и теоретические исследования пространственно периодических асимметричных систем, так называемых, ратчетов. Это связано с большими перспективами использования таких устройств в технических приложениях. В то время как многие исследования направлены на изучение классических систем, большой интерес представляет рассмотрение квантовых систем, в которых существенны такие квантовые эффекты, как туннелирование и надбарьерное отражение. Экспериментальное изучение таких систем выявляет наличие асимметрии электропроводности [1], ее зависимости от температуры [2] и магнитного поля [3], наличие тока при отсутствии внешнего поля [4]. Теоретические трудности, связанные с анализом квантовых свойств ратчет-структур, объясняются отсутствием точно решаемых задач и надежных алгоритмов численного или асимптотического решения.

В настоящей работе рассматривается уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(H_0 + V\left(\frac{x}{a}\right) \right) \psi, \quad H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - Fx, \quad V\left(\frac{x}{a}\right) = V_0 \sum_{k=1}^8 \frac{\sin(k \frac{2\pi x}{L})}{k}, \quad L = 2\pi a$$

где сила $F = eE$ равна произведению заряда электрона на напряженность электрического поля, $V(x)$ – потенциал, создаваемый ратчет-структурой.

Фурье-образ ратчет-потенциала $V(x)$ является суперпозицией дельта-функций Дирака в точках $\{\pm k\}_1^8$. Теоретические основы метода Монте-Карло для решения задачи Коши для уравнений Шредингера с потенциалами, являющимися Фурье-образами мер конечной абсолютной вариации, были описаны в работе [5]. Метод не требует построения сеток и допускает простую оценку точности. Численная реализация метода Монте-Карло для потенциала $V(x)$ сводится к моделированию однородного пуассоновского процесса, совершающего случайное блуждание с шагами из множества $\{\pm k\}_1^K$. Наличие линейной составляющей потенциала учитывается с помощью представления взаимодействия, которое порождается оператором H_0 .

Было получено явное выражение для среднего значения импульса через математическое ожидание функционала от траекторий случайного блуждания на целочисленной сетке. Полный средний импульс электрона через время t равен $\langle p \rangle_t = Ft + \Delta p_t$, где изменение импульса Δp_t , обусловленное квантовым взаимодействием с ратчет-потенциалом. Получены оценки скорости сходимости выборочных средних к математическому ожиданию. Результаты численных расчетов величины Δp_t для гауссова начального состояния электрона $\varphi_0(p) = (2\pi\sigma)^{-1/4} \exp(-p^2/(4\sigma) - ix_0 p)$ приведены на рисунках. В случае “широких” пакетов в координатном представлении при $\sigma = 0.01$ средний ток не зависит от положения x_0 точки максимума начального гауссова пакета в координатном представлении.

Новым интересным результатом является немонотонная зависимость среднего тока от внешнего поля и периода ратчет-потенциала.

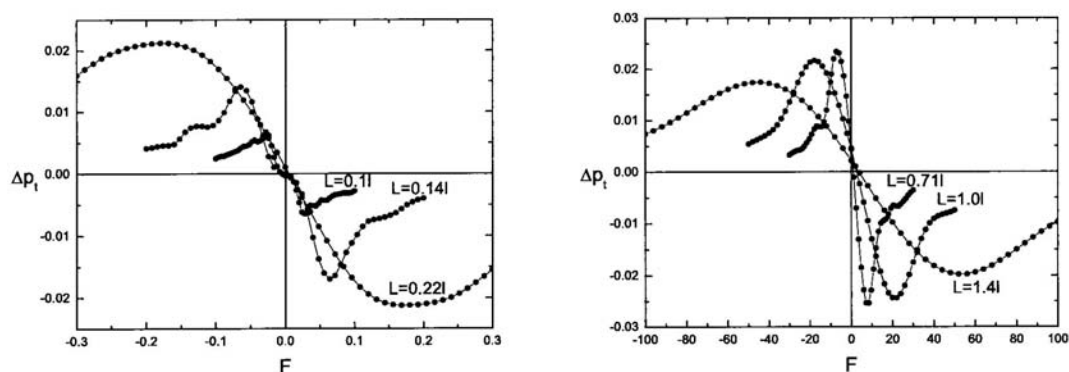


Рис. 1: $l = 2\pi\hbar/\sqrt{mV_0}$. Рисунки показывают величину среднего импульса Δp_t (или, с точностью до множителя, величину среднего тока) в момент времени $t = 0.3ma^2/\hbar$, обусловленную квантовым взаимодействием с рatchet-потенциалом, в зависимости от приложенного внешнего поля $E = F/e$. Максимум тока растет при $L \leq 0.22l$ и убывает при $L \geq 0.71l$.

Список литературы

- [1] H. Linke, T. E. Humphrey, P. E. Lindelof, A. Lofgren, R. Newbury, P. Omling, A. O. Sushkov, R. P. Taylor, H. Xu, Quantum ratchets and quantum heat pumps. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, **75** (2002), N2, 237-246.
- [2] R. D. Austin, P. Hänggi, Brownian motors. *Physics Today*, November (2002), 33-39.
- [3] H. Linke, W. Sheng, A. Löfgren, A. Svensson, H. Xu, P. Omling, P. E. Lindelof, Electron quantum Ratchets. *Microelectronic Engineering*, **47** (1999), 265-267.
- [4] P. Reimann, Brownian motors: noisy transport far from equilibrium. *Physics Reports*, **361**, 2-4, 2002, 57-265.
- [5] А. М. Чеботарев, Представление решения уравнения Шредингера в виде математического ожидания функционалов скачкообразного процесса. *Математические Заметки*, **24**, N5, 1978, 699-706.

УДК 530.145

РАССЧЁТ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ПЕРЕХОДА ЗАМКНУТОЙ БОЗОННОЙ СТРУНЫ В ОТКРЫТУЮ

*Щеглова Т.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Рассчитаны корреляторы перехода замкнутой струны в открытую для различных массовых уровней струны двумя различными методами: осцилляторным счётом и с

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

помощью конформной теории поля. Проверена эквивалентность этих методов, полученные результаты использованы для расчёта корреляционных функций струнной диаграммы “головастик”.

Метод осцилляторного счёта ([1],[2]) заключается в вычислении вакуумного среднего:

$$\langle 0 | Y | \Psi_{cl} \rangle | \Psi_{op} \rangle$$

где Y - это оператор перехода для бозонной струны, полученный в [3],[4],

Ψ_{cl} и Ψ_{op} - состояния соответственно замкнутой и открытой струн, общий вид которых:

$$| \Psi_{op} \rangle = (T(p) + h_{\mu\nu}(p) A_{-1}^{\mu} \tilde{A}_{-1}^{\nu}) | p \rangle$$

Полученный результат для перехода тахион \rightarrow тахион:

$$\langle 0 | Y t(k) T(p) | k \rangle | p \rangle = 2 \cdot 2^{2k^2} t(k) T(-k)$$

Для перехода гравитон \rightarrow безмассовый векторный бозон:

$$\langle 0 | Y B_{\mu\nu}(k) \alpha_{-1}^{\mu} \alpha_{-1}^{\nu} h_{\sigma\tau}(p) A_{-1}^{\sigma} \tilde{A}_{-1}^{\tau} | k \rangle | p \rangle = 16e \cdot 2^{2k^2} B_{\mu\nu}(k) h^{\mu\nu}(-k)$$

Для перехода гравитон \rightarrow тахион:

$$\langle 0 | Y B_{\mu\nu}(k) \alpha_{-1}^{\mu} \alpha_{-1}^{\nu} T(p) | k \rangle | p \rangle = 8e \cdot 2^{2k^2} Tr(B_{\mu\nu}(k)) T(-k)$$

Метод конформной теории поля ([5],[6]) заключается в расчёте коррелятора:

$$\langle (f_{cl}(z, \bar{z}) \circ V_{cl}(z, T, p)) (f_{op}(w) \circ V_{op}(w, t, k)) \rangle$$

где $f_{cl}(z, \bar{z})$ и $f_{op}(w)$ - конформное преобразование исходных координат, $V_{cl}(z, T, p)$ и $V_{op}(w, t, k)$ - вертексы замкнутой и открытой струны.

Для перехода тахион \rightarrow тахион подбираем соответственные состояния конформного поля и получаем результат:

$$\langle (f_{cl}(z, \bar{z}) \circ : T(p) c(z) \tilde{c}(\bar{z}) e^{ip(X(z) + \tilde{X}(\bar{z}))} :) (f_{op}(w) \circ : t(k) c(w) e^{2ikX(w)} :) \rangle = e^{\alpha k^2 \ln 2 + \ln 2} t(k) T(-k)$$

Для перехода гравитон \rightarrow безмассовый векторный бозон понадобятся уже первые производные исходных примарных полей:

$$\langle (f_{cl}(z, \bar{z}) \circ : h_{\mu\nu}(p) \partial X^{\mu}(z) \partial \tilde{X}^{\nu}(\bar{z}) c(z) \tilde{c}(\bar{z}) e^{ip(X(z) + \tilde{X}(\bar{z}))} :) \times (f_{op}(w) \circ : B_{\mu\nu}(k) \partial X^{\mu}(w) \partial X^{\nu}(w) c(w) e^{2ikX(w)} :) \rangle = e^{\alpha k^2 \ln 2 + 4 \ln 2 + 1} B_{\mu\nu}(k) h^{\mu\nu}(-k)$$

Для перехода гравитон \rightarrow тахион:

$$\langle (f_{cl}(z, \bar{z}) \circ : T(p) c(z) \tilde{c}(\bar{z}) e^{ip(X(z) + \tilde{X}(\bar{z}))} :) (f_{op}(w) \circ : B_{\mu\nu}(k) \partial X^{\mu}(w) \partial X^{\nu}(w) c(w) e^{2ikX(w)} :) \rangle = e^{\alpha k^2 \ln 2 + 3 \ln 2 + 1} B_{\mu\nu}(k) T(-k)$$

В последних результатах приравниваем нормировочную константу $\alpha'=2$, и последние результаты полностью совпадают с формулами, полученными осцилляторным методом.

Как показали данные результаты, в случае перехода замкнутая-открытая струны более мощный конформный аппарат даёт тот же результат, что и осцилляторный метод. Так как оператор перехода Y был найден только для бозонных струн, в фермионном случае можно воспользоваться конформным счётом. Применимость этого метода была использована в вычислении граничных условий (boundary states).

Литература

1. М. Грин, Дж. Шварц, Э. Виттен “Теория суперструн”, т.1, 1990.
2. Мичио Каку “Введение в теорию суперструн”, 1999.
3. J. Shapiro, C. Thorn, BRST-invariant transition between closed and open strings, Phys. Rev. **D36**, 432 (1987)
4. J. Shapiro, C. Thorn, Closed string-open string transition and Witten’s string field theory, Phys. Lett. **B194**, 43 (1987)
5. D. Friedan, E. Martinec, S. Shenker, Conformal invariance, supersymmetry and string theory, Nucl. Phys. **B271**, 93 (1986)
6. А.Белавин, А. Замолотчиков, А. Поляков, Бесконечная конформная симметрия в двумерной квантовой теории поля, Nucl. Phys. **B241**, 333 (1984)

УДК 531.266.3

О ВАРИАЦИОННЫХ ПРИНЦИПАХ В ТЕТРАДНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ С НЕМЕТРИЧНОСТЬЮ ВЕЙЛЕВСКОГО ТИПА

Королёв В.Ф.

Московский педагогический государственный университет

В современной космологии сформировалось понятие темной материи, определяющей динамику Вселенной в настоящую эпоху. В качестве темной материи может быть рассмотрена дилатонная материя, математической моделью которой является дилатон-спиновая жидкость [1]. Данный тип материи генерирует в пространстве-времени геометрию Вейля-Картана, характеризуемую кривизной R^{α}_{β} , кручением T^{α} и вейлевской неметричностью $Q_{\alpha\beta}$: $-Dg_{\alpha\beta} = Q_{\alpha\beta} = (1/4)Q$, $Q = g^{\alpha\beta}Q_{\alpha\beta}$

Вариационная теория идеальной дилатон-спиновой жидкости в пространстве Вейля-Картана, построенная в [1], использует 4-форму лагранжановой плотности гравитационного поля :

$$L_0 = 2f_0 \left(\frac{1}{2} R^{\alpha}_{\beta} \wedge \eta_{\alpha}^{\beta} - \Lambda \eta + \frac{1}{4} \lambda R^{\alpha}_{\alpha} \wedge *R^{\beta}_{\beta} + \rho_1 T^{\alpha} \wedge *T_{\alpha} + \rho_2 (T^{\alpha} \wedge \theta_{\beta}) \wedge *(T^{\beta} \wedge \theta_{\alpha}) \right. \\ \left. + \rho_3 (T^{\alpha} \wedge \theta_{\alpha}) \wedge *(T^{\beta} \wedge \theta_{\beta}) + \xi Q \wedge *Q + \zeta Q \wedge \theta^{\alpha} \wedge *T_{\alpha} \right) + \Lambda^{\alpha\beta} \wedge \left(Q_{\alpha\beta} - \frac{1}{4} g_{\alpha\beta} Q \right)$$

Для обобщения вариационной теории подобного типа жидкости в пространстве с неметричностью вейлевского типа и 4-формой гравитационного поля L :

$$\begin{aligned}
 L = & f_0 R + f_1 R^{\alpha\beta\mu\nu} R_{\alpha\beta\mu\nu} + f_2 R^{\alpha\beta\mu\nu} R_{\beta\alpha\mu\nu} + f_3 R^{\alpha\beta\mu\nu} R_{\alpha\mu\beta\nu} + f_4 R^{\alpha\beta\mu\nu} R_{\beta\mu\alpha\nu} + f_5 R^{\alpha\beta\mu\nu} R_{\mu\nu\alpha\beta} + \\
 & + f_6 R^2 + f_7 R^{\mu\nu} R_{\mu\nu} + f_8 R^{\mu\nu} R_{\nu\mu} + f_9 R^{\mu\nu} \tilde{R}_{\mu\nu} + f_{10} R^{\mu\nu} \tilde{R}_{\nu\mu} + f_{11} \tilde{R}^{\mu\nu} \tilde{R}_{\mu\nu} + f_{12} \tilde{R}^{\mu\nu} \tilde{R}_{\nu\mu} + \\
 & + f_{13} V^{\mu\nu} R_{\mu\nu} + f_{14} V^{\mu\nu} \tilde{R}_{\mu\nu} + f_{15} V^{\mu\nu} V_{\mu\nu} + a_1 T^{\alpha\mu\nu} T_{\alpha\mu\nu} + a_2 T^{\alpha\mu\nu} T_{\nu\mu\alpha} + a_3 T^{\alpha\mu} T_{\beta}^{\mu\beta} + k_1 Q_{\mu\nu\lambda} Q^{\mu\nu\lambda} + \\
 & + k_2 Q_{\mu\nu\lambda} Q^{\mu\lambda\nu} + k_3 Q^{\mu}{}_{\mu\lambda} Q^{\nu\lambda} + k_4 Q^{\mu}{}_{\lambda\mu} Q^{\nu\lambda} + k_5 Q^{\mu}{}_{\mu\lambda} Q^{\nu\lambda} + m_1 T_{\mu\nu\lambda} T^{\mu\nu\lambda} + m_2 Q^{\alpha}{}_{\alpha\lambda} T_{\beta}^{\beta\lambda} + \\
 & + m_3 Q^{\alpha}{}_{\lambda\alpha} T_{\beta}^{\beta\lambda} + \frac{1}{2} \sqrt{-g} \Lambda^{\lambda}{}_{ab} \left(Q^{ab}{}_{\lambda} - \frac{1}{4} g^{ab} Q_{\lambda} \right) - \Lambda \sqrt{-g}
 \end{aligned}$$

нами установлено выполнение сильных тождественных соотношений

$$[2]: \quad \hat{\nabla}_{\lambda} \left(\frac{\delta L}{\delta T^{\alpha}{}_{\delta\lambda}} \right) + \frac{\delta L}{\delta h^a{}_{\mu}} h^{\delta}{}_{\mu} + 2 \frac{\delta L}{\delta g^{ac}} g^{c\delta} = 0,$$

$$\hat{\nabla}_{\mu} \left(\frac{\delta L}{\delta h^a{}_{\mu}} \right) + \frac{\delta L}{\delta h^c{}_{\mu}} T^c{}_{\mu\alpha} + \frac{\delta L}{\delta T^c{}_{\delta\lambda}} R^c{}_{\delta\lambda\alpha} - \frac{\delta L}{\delta g^{\delta c}} Q^{\delta c}{}_{\alpha} = 0$$

Литература

1. Baburova O.V., Frolov B.N., «Matter with dilaton charge in Weil-Cartan space-time and evolution of the Universe» // *Classical Quantum Gravity*, v. 20 (2003), pp. 1423-1442
2. Фролов Б.Н. Пуанкаре–калибровочная теория гравитации. М., 2003, с. 158

**ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
И МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Прудников Валерий Николаевич**

УДК 621.315.592

**АНОМАЛИИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ В СПЛАВАХ $Pb_{1-x}Ge_xTe$,
ЛЕГИРОВАННЫХ ИТТЕРБИЕМ****Волкова О.С., Пластун А.А., Пакпур Ф.А.**МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,*

Исследованы температурные и полевые зависимости магнитной восприимчивости твердых растворов $Pb_{1-x}Ge_xTe$ ($0.02 \leq x \leq 0.20$), легированных иттербием ($C_{Yb} \leq 2$ мол.%), в магнитных полях $B \leq 0.5$ Тл и в интервале температур $4.2 \leq T \leq 300$ К.

Обнаружено, что у всех образцов магнитная восприимчивость складывается из двух составляющих: независящего от температуры диамагнитного вклада и парамагнитного вклада, возрастающего с понижением температуры по закону Кюри-Вейсса. При этом характер температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости существенно зависит от состава сплава и содержания магнитной примеси Yb. В сплавах с низким содержанием иттербия ($C_{Yb} \leq 0.7$ мол.%) на зависимостях $\chi(T)$ обнаружена аномалия: появление дополнительного диамагнитного вклада при некоторой критической температуре, зависящей от состава сплава ($T_c = 40-80$ К). При уменьшении содержания германия T_c смещается в область более низких температур, а с ростом содержания иттербия скачок на зависимостях $\chi(T)$ уменьшается по амплитуде и размывается по температуре. Наконец, в сплавах с содержанием иттербия $C_{Yb} > 0.7$ мол.%, характеризующихся существенным парамагнитным вкладом, данная особенность не наблюдается.

На кривых намагничивания в образцах с низким содержанием иттербия наблюдается диамагнитный гистерезис, который исчезает при температурах $T > 80$ К. Увеличение содержания итербия C_{Yb} приводит к уменьшению амплитуды петли гистерезиса и уменьшению угла наклона прямой диамагнитного отклика.

Полученные результаты связываются с переходом исследованных сплавов из кубической фазы в ромбоэдрическую фазу при понижении температуры, характерном для нелегированных сплавов $Pb_{1-x}Ge_xTe$. Некоторое понижение температуры обнаруженных аномалий при легировании свидетельствует, по-видимому, о зависимости температуры фазового перехода от концентрации примеси и стабилизации иттербием кубической фазы сплавов.

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

УДК 537.632.4

МАГНИТОФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ
НАНОКОМПОЗИТОВ

Ерохин С.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время большой интерес вызывает сравнительно новое направление в физике магнитных явлений – магнитофотонные кристаллы (МФК). В одномерном случае это слоистые системы, состоящие как из магнитных, так и немагнитных диэлектрических слоёв. В частности, для МФК на основе висмут-содержащих гранатов продемонстрирована возможность значительного усиления магнитооптического эффекта Фарадея [1], состоящего в повороте плоскости поляризации падающего света при прохождении через такую систему. Другими перспективными материалами для создания МФК являются наноконпозиты “магнитный металл-диэлектрик”, которые представляют собой наноразмерные (2-10 нм) ферромагнитные металлические гранулы, хаотически распределённые в матрице диэлектрика. В таких структурах наблюдаются гигантское туннельное сопротивление, гигантский аномальный эффект Холла, значительно усиленная по сравнению с однородными магнетиками магнитооптическая активность. Кроме этого магнитные наноконпозиты с содержанием металла вблизи порога перколяции относительно прозрачны и проявляют эффекты усиления локального электриче-

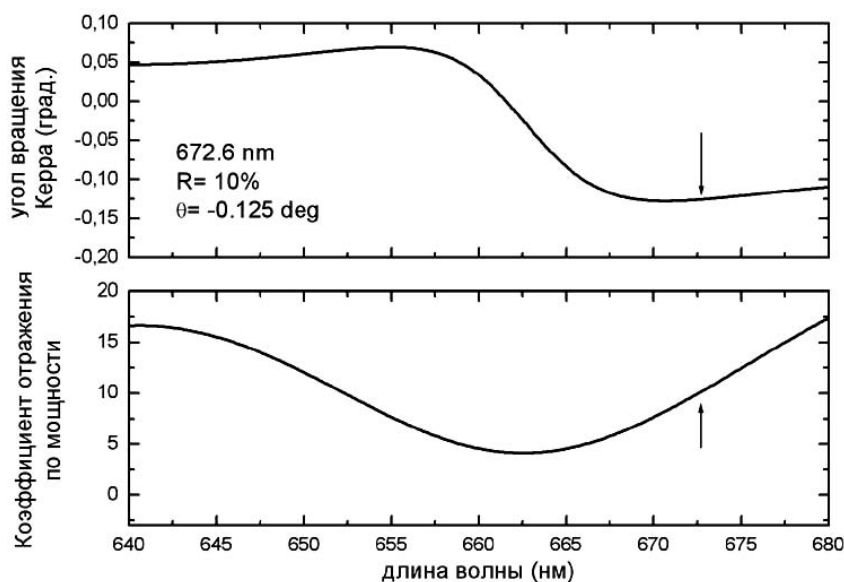


рис.1

ского поля на частотах видимого и инфракрасного диапазона спектра, что и обуславливает перспективы их использования в линейной и нелинейной магнитооптике.

В настоящей работе методом матриц Джонса и численными методами исследуется полярный эффект Керра в МФК на основе нанокмозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ ($x = 34\%$). Расчет выполнен для асимметричной схемы МФК [2]

$$(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)_x\text{b}/\text{MO}/(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)_x12,$$

где MO обозначает пленку нанокмозита указанного состава. Толщины диэлектрических слоёв SiO_2 и Ta_2O_5 (69 и 48 нм, соответственно) были оптимизованы таким образом, чтобы запрещённая зона МФК приходилась на область длин волн с наименьшей диссипацией в нанокмозите. Толщина MO слоя d варьировалась в диапазоне от 5 до 30 нм. Результаты расчёта для $d=10$ нм представлены на рис.1. Из этого рисунка следует, что в МФК при определенных длинах волн за счет многолучевой интерференции происходит значительное усиление эффекта Керра и при этом коэффициент отражения остается значительным. В частности, при длине волны 672.6 нм угол вращения Керра МФК составляет -0.125° , что почти в три раза больше, чем в пленке нанокмозита той же толщины на подложке из серебра, или на порядок больше чем для толстой пленки нанокмозита того же состава.

Работа поддержана РФФИ, Фондом Династия и МЦФФМ.

Литература

1. Inoue M., Arai K., Fujii T., Abe M. // J. Appl. Phys. 1999, V. 85, № 8, P. 5768
2. Виноградов А. П., Грановский А. Б., Ерохин С. Г., Инуе М. // Радиотехника и Электроника, 2004

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ АКТИВНЫХ МОЛЕКУЛ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

Воронцов А. С., Рябчиков Ю. В., Цыганков К. С.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Пористый кремний (ПК) представляет собой совокупность нанокристаллов с поперечным сечением от единиц до сотен нанометров. Вследствие этого, он обладает огромной удельной поверхностью, весьма чувствительной к воздействию окружающей среды. Таким образом, открывается перспектива для создания на основе пористого кремния высокочувствительных и селективных газовых сенсоров нового поколения [1]. Поэтому, целью данной работы являлось исследование влияния адсорбции донорных и акцепторных молекул на примере пиридина ($\text{C}_5\text{H}_5\text{N}$) и диоксида азота (NO_2), соответственно, на фотолюминесценцию (ФЛ) и спиновые центры (дефекты) микропористого кремния.

Микро-ПК получался путем электрохимического травления монокристаллического кремния (с-Si) p-типа с удельным сопротивлением $\rho=12$ Ом·см в электролите на

основе плавиковой кислоты и этилового спирта (в пропорции 1:1) при плотности тока 50 mA/cm^2 . При этом толщина слоев ПК была 38 мкм , а пористость составляла примерно 70% .

Возбуждение фотолюминесценции ПК осуществлялась излучением азотного лазера ($\lambda=337 \text{ нм}$, $\tau=10 \text{ нс}$), а ее регистрация производилась с помощью охлаждаемого ФЭУ Hamamatsu RS 632-01. Спиновые центры исследовались с помощью ЭПР-спектрометра X-диапазона. Адсорбция молекул диоксида азота и пиридина осуществлялась из газовой фазы с использованием безмасляной вакуумной системы «Varian».

Спектры ФЛ ПК в вакууме, а также после адсорбции молекул пиридина и диоксида азота представлены на рисунке 1. Характерные спектры ЭПР для случая диоксида азота показаны на рисунке 2.

Как видно из рисунка 1, при адсорбции молекул диоксида азота и пиридина происходит гашение фотолюминесценции микропористого кремния и сдвиг положения максимума спектра ФЛ в коротковолновую область с увеличением давления адсорбатов. Одновременно регистрировался рост интенсивности сигнала ЭПР (рис.2). Согласно литературным данным [2] ФЛ пористого кремния обусловлена излучательной рекомбинацией экситонов в кремниевых нанокристаллах. Безызлучательная рекомбинация реализуется только для свободных носителей заряда на дефектах. Таким образом, спектр ФЛ ПК содержит вклады излучений от нанокристаллов различных размеров, причем величина каждого вклада определяется соотношением вероятностей безызлучательной и излучательной рекомбинации в нанокристалле данного размера. При этом адсорбция может оказывать влияние на оба канала рекомбинации носителей заряда.

Полученные данные позволяют выделить следующие основные механизмы взаимодействия акцепторных и донорных молекул с поверхностью кремниевых нанокристаллов:

- образование заряженных комплексов $(\text{NO}_2)^-$, $(\text{C}_5\text{H}_5\text{N})^+$ на поверхности пористого кремния, локальные электрические поля которых разрушают экситоны в нанокристаллах;

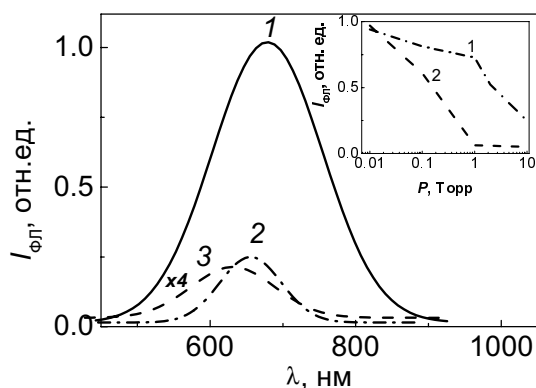


Рис. 1. Спектры ФЛ ПК в вакууме (1), в пиридине при $P=10 \text{ Торр}$ (2) и диоксиде азота при $P=10 \text{ Торр}$ (3). На вставке показана зависимость интенсивности сигнала ФЛ от давления молекул пиридина и диоксида азота

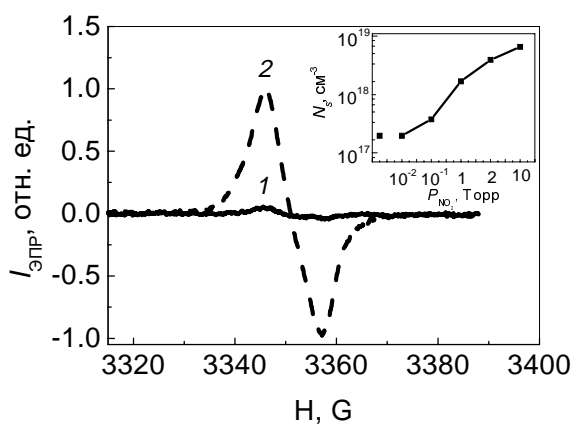


Рис.2. Спектры ЭПР ПК в вакууме (1) и в атмосфере NO_2 при $P=10 \text{ Торр}$ (2). На вставке показана зависимость концентрации дефектов на поверхности пористого кремния от давления NO_2

- образование P_{b0} -центров при адсорбции NO_2 ($P > 0.1$ Торр) вследствие окисления слоев ПК;
- заполнение пор диэлектрической жидкостью в среде C_5H_5N (при $P > 1$ Торр), вследствие конденсации пиридина в порах образцов и последующего снижения энергии связи экситонов, ведущего к термической диссоциации экситонов.

Полученные данные могут быть использованы для разработки светоизлучающих устройств на основе кремниевых нанокристаллов, а также для газового анализа.

Выражаем благодарность научному руководителю доценту Константиновой Е.А. и аспирантке Осминкиной Л.А. за плодотворные обсуждения результатов.

Литература

1. L. Boarino, C. Baratto, F. Geobaldo et. al. *Materials Science and Engineering*, **69–70**, 210 (2000).
2. П.К. Кашкаров, Е.А. Константинова, В.Ю. Тимошенко. *ФТП*, 30, 1479, (1996).

УДК 538.945

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЭНДВИЧЕЙ СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ КОНТАКТАМИ

.Ведяев А.В, Гусакова Д.Ю., Пугач Н.Г

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Данная работа посвящена теоретическому исследованию свойств многослойных структур, состоящих из чередующихся ферромагнитных (F) и сверхпроводящих (S) слоев. В последние годы эта тема привлекает значительное внимание, как теоретиков, так и экспериментаторов [1]. Однако, практически во всех работах, посвященных теоретическому исследованию этих структур, не учитывается рассеяние в d-зону квазисвободных sp-электронов, ответственных за сверхпроводящие свойства сверхпроводников. Этот механизм рассеяния электронов имеет определяющее значение при описании поведения 3d-металлов и определяет их кинетические свойства.

В работе теоретически исследуется ток Джозефсона, протекающий через SFNFS структуру, а так же плотность электронных состояний данной системы, состоящей из двух ферромагнитных слоев, разделенных тонкой немагнитной прослойкой (N) и снабженной сверхпроводящими контактами. За основной механизм рассеяния в ферромагнетиках принято s-d рассеяние. Намагниченности слоев могут быть параллельны или антипараллельны. В такой модели уравнения Горькова в ферромагнетике становятся линейными, имеющими решения в виде затухающих волн.

Показано, что логарифмическая расходимость тока Джозефсона при антипараллельной ориентации намагниченностей и низкой прозрачности N-прослойки, предсказанной в работах [2,3] а так же особенность плотности электронных состояний на границе S\F, в данной модели отсутствуют. Таким образом, предсказанное ранее усиление тока при антипараллельной ориентации ферромагнетиков будет подавлено s-d рассеянием электронов.

Литература

1. Ю.А.Изюмов, Ю.Н.Прошин, М.Г.Хусаинов. УФН 172, №2, с.113 (2002).
2. F.S.Bergeret, A.F.Volkov, K.B.Efetov. Phys.Rev. B 65, 134505 (2002)
3. A.A.Golubov, M.Yu.Kupriyanov, Ya.V.Fominov. Pis'ma v ZhETF 75, iss.4, p.223 (2002); iss.11, p.709 (2002).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКИ С УЧЕТОМ ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Ильницкий Д.К.

Институт Математического Моделирования РАН

Рассматривается математическая модель, описывающая неравновесный нагрев и фазовые переходы в кремнии при лазерном воздействии. Моделью также учитываются: поглощение излучения решеткой и свободными носителями, образование электронно-дырочной плазмы, теплопроводность, релаксация энергии между двумя подсистемами и перенос излучения. Численное решение осуществляется с помощью метода динамической адаптации. Моделирование позволяет изучить основные закономерности рассматриваемых процессов.

При воздействии на полупроводники лазерного излучения с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны, термодинамическая неравновесность является основным фактором, определяющим специфику большинства процессов. Межзонное поглощение кванта света приводит к образованию двух носителей – электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Образующаяся электронно-дырочная пара запасает энергии вплоть до момента рекомбинации. При достаточно коротких импульсах выделение энергии лазерного излучения происходит настолько быстро, что для системы в целом нельзя ввести понятие температуры. Температура может быть введена только для отдельных подсистем, имеющих максвелловское распределение частиц по энергиям. Неравновесность системы заключается в том, что температура подсистемы заряженных частиц существенно превышает фононную температуру.

Описание нагрева и фазовых превращений в кремнии осуществляется с помощью совмещенного варианта задачи Стефана. В каждой из фаз записывается система уравнений для температуры решетки, концентрации носителей, объемной плотности кинетической энергии носителей и интенсивности лазерного излучения. В переменных (x,t) система выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_a \frac{\partial E}{\partial x} \right) + \left(\frac{E_{phot} - E_g}{E_{phot}} \alpha_L + \alpha_{FCA} \right) G + E_g \frac{N - N_0}{\tau_n} - \frac{E - 2N(3/2)k_B T_g}{\tau_e}$$

$$E = 2N(3/2)k_B T_e$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_a \frac{\partial N}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu N}{q} \frac{\partial (E_g/2)}{\partial x} \right) + \alpha_L \frac{G}{E_{phot}} - \frac{N - N_0}{\tau_n}$$

$$\frac{\partial(\rho C_p T_g)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T_g) \frac{\partial T_g}{\partial x} \right) + \frac{E - 2N(3/2)k_B T_g}{\tau_e}$$

$$\frac{\partial G}{\partial x} = -[\alpha_{FCA} + \alpha_L]G$$

$$x \in [\Gamma_{kv}, \Gamma_{sl}] \cup [\Gamma_{sl}, x_s].$$

Система дополнялась начальными и граничными условиями. В данной задаче рассматривались три границы (закрепленная, граница плавления и граница испарения), две из которых являются подвижными.

С вычислительной точки зрения, основная сложность поставленной задачи заключалась в присутствии двух подвижных границ, положение которых заранее не известно, при том, что размеры фазовых подобластей во время расчета могут меняться на несколько порядков. С другой стороны анализ фазовых превращений требует точного определения положения межфазной границы и ее скорости. Наиболее эффективным методом для решения такой задачи является метод динамической адаптации.

Моделирование позволило исследовать процессы неравновесного нагрева и фазовых превращений кремния в широком диапазоне интенсивностей и длительностей воздействующего импульса и показало, что взаимодействие лазерного излучения с кремнием сопровождается целым рядом сложных, в том числе неравновесных явлений. Основными особенностями являются отсутствие энергетического баланса между подсистемой носителей и решеткой, существенное превышение равновесной концентрации носителей, образование перегретой метастабильной области за фронтом плавления и сильно нелинейное поведение коэффициента поглощения.

УДК 621.315.592:539.213:681.586

МЕХАНИЗМЫ ТОКОПЕРЕНОСА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ А-SI:H И ЕГО СПЛАВОВ

Мазуров А.В.

Московский институт электронной техники

Тонкие пленки а-Si:H и его сплавов, с германием (а-SiGe:H) и углеродом (а-SiC:H), применяются при изготовлении солнечных батарей, детекторов излучения, тонкопленочных полевых транзисторов и т.д.. Работа подобных устройств основывается на свойствах и особенностях гетероструктур аморфный/кристаллический полупроводник. В связи с этим в представленной работе было исследовано влияние технологических параметров, таких как температуры подложки, состав смеси реакционных газов на механизмы токопереноса в гетероструктурах на основе а-Si:H и его сплавов с германием и углеродом.

В работе были изучены вольт-амперные характеристики (ВАХ) гетероструктур а-Si:H/c-Si, а-SiC:H/c-Si и а-SiGe:H/c-Si, полученных в низкочастотной плазме тлеющего разряда на частоте 55 кГц. Измерение температурных зависимостей производилось в диапазоне смещений от -15 до 15 В, а температура изменялась в пределах от 290 до 462 К.

Анализ ВАХ гетероструктур показал, что как при прямом, так и обратном смещении имеются две области с различной зависимостью между током и напряжением. Для описания ВАХ во всем диапазоне прямых и обратных смещений были предложены эквивалентные электрические схемы гетероструктур, на основе которых было разработано программное обеспечение для моделирования экспериментальных зависимостей. В результате было установлено, что в области малых прямых смещений токоперенос в a-Si:H/c-Si, a-SiGe:H/c-Si и в a-SiC:H/c-Si (при малых концентрациях углерода в пленке) осуществляется за счет процессов многоступенчатого туннелирования с захватом и эмиссией носителей заряда на ловушках (МТЗЭ), в a-SiC:H/c-Si при высоком содержании углерода ВАХ определяется удельным сопротивлением a-SiC:H. В области высоких прямых смещений во всех изучаемых гетероструктурах ток ограничен объемным зарядом (ТООЗ). Показано, что шунтирующее сопротивление контролируется токами утечки через гетеропереход по состояниям на границе раздела. При этом в случае a-Si:H/c-Si и a-SiC:H/c-Si состояния на границе раздела обусловлены оборванными связями Si, а в случае a-SiGe:H/c-Si оборванными связями Ge. При малых обратных смещениях в a-SiC:H/c-Si преобладает ТООЗ, для a-Si:H/c-Si и a-SiGe:H/c-Si преобладает МТЗЭ. В области высоких обратных смещений для всех гетероструктур ток обусловлен генерацией и рекомбинацией носителей в обедненном слое аморфного полупроводника. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобразования РФ (грант № 501-ГБ-53-Гр, 595-ГБ-53-Б-Гр.асп.).

УДК 621.315.592

МЕХАНИЗМЫ ФОТОХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ CdS_xSe_{1-x}

Хамидов М.М., Маккаева А.А.

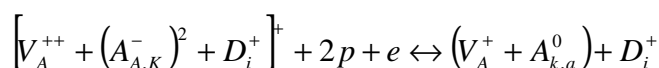
Дагестанский Государственный Университет

В кристаллах CdS_xSe_{1-x} охваченных в результате отжига, исследовано изменение интенсивности полос термостимулированной проводимости (ТСП) в результате фотохимических реакций (ФХР).

В предварительно охлажденных в темноте от 400К кристаллах наблюдались две полосы ТСП с $T_M = 160$ и 290К со слабой интенсивностью. Энергетические глубины центров ответственных за эти полосы $E_c = 0.14$ и 0.53эВ определены из наклона начальных участков роста полос ТСП.

В охлажденных на собственном свете кристаллах CdS_xSe_{1-x} наблюдается увеличение интенсивности полос ТСП. ФХР в исследованных кристаллах приводит к снижению уровня собственной фотопроводимости более чем на порядок.

Все наблюдаемые изменения, непротиворечиво объясняются участием в ФХР комплексов из собственных V_A , Cd_i и примесных $A_{A,K}$ дефектов



В этих реакциях собственная подсветка в процессе охлаждения стимулирует перезарядку глубоких центров, а следовательно отход от комплекса, в результате кулоновского отталкивания, подвижного дефекта $D_i^+(Cd_i^+)$. Нагрев кристалла в темноте до 400K приводит к обратимым процессам т.е. к восстановлению исходного состояния кристалла.

УДК 621.373.8

ВЛИЯНИЯ ИОННОЙ ОБРАБОТКИ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ СТРУКТУР $GAAS-AL_xGA_{1-x}AS$

Зубанов А.В.

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие “Научно-исследовательский институт «Полюс»” им. М.Ф. Стельмаха

В последние годы ионно-химическое травление (ИХТ) всё шире используется при изготовлении активных элементов одиночных лазеров, лазерных линеек и опто-электронных интегральных схем. Вместе с тем, ионная бомбардировка поверхности может приводить к увеличению количества поверхностных и объёмных дефектов: скорости поверхностной рекомбинации, росту собственного поглощения, образованию электронных ловушек глубоких уровней.

В данной работе изучено влияние ионного воздействия в процессе ионно-химического травления в $SiCl_4$. В качестве критерия оценки была выбрана интенсивность фотолюминесценции (ИФЛ). Выбор метода объясняется его высокой чувствительностью и возможностью получения прямой информации о воздействии ИХТ на эпитаксиальные слои.

Для эксперимента использовались 2 источника: диодная ВЧ-система, обеспечивающая обработку поверхности ионами с энергией $E_{ii} \approx 650$ эВ и источник индукционно-связанной плазмы (ИСП) с $E_{ii} \approx 160$ эВ.

В качестве образцов использовались фрагменты эпитаксиальных структур, активная область которых находилась между симметричными широкозонными слоями $AlGaAs$, моделирующими волноводные слои лазерной структуры. Толщина верхнего волновода в первой серии экспериментов составляла 1500 \AA , во второй 500 \AA . Для измерения часть исследуемого образца перед травлением закрывалась фоторезистивной маской (ФРМ), другая часть подвергалась ионному воздействию. В первой серии экспериментов травление проводилось в три этапа, последовательным приближением к активной области (АО). На каждом этапе удалялся волноводный слой толщиной 400 \AA . После каждого процесса ФРМ удалялась и измерялась ИФЛ в смежных областях, определялось относительное изменение ИФЛ, проводился отжиг ($430^\circ C$), после чего измерения повторялись.

Результаты измерений выявили существенное преимущество ИСП-систем. После стравливания слоя толщиной 1200 \AA ионами с $E_{ii} \approx 650$ эВ ИФЛ образцов составляла $\sim 20\%$. В то время как, ИФЛ образцов, обработанных ионами с энергией $E_{ii} \approx 160$ эВ стабилизировалась на уровне 80% от исходного даже при остаточной толщине волновода слоя $100-200 \text{ \AA}$ (рис.1).

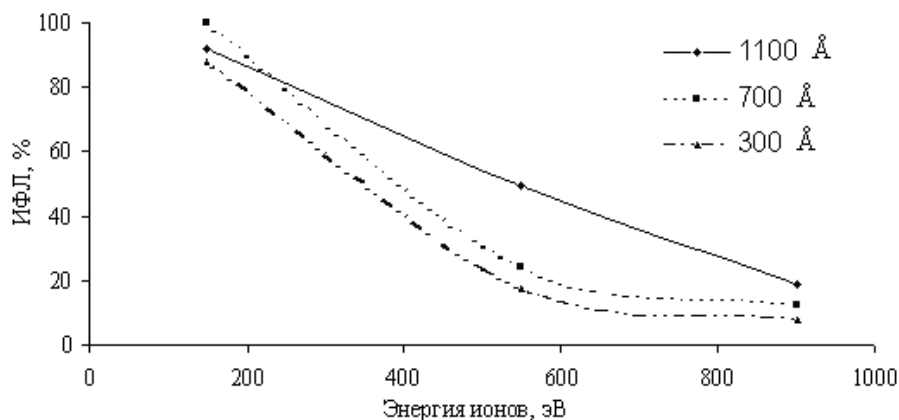


Рисунок 1. Зависимость интенсивности фотолюминесценции от энергии ионов

Высокотемпературная обработка приводила к частичному восстановлению ИФЛ в случае обработки поверхности высокоэнергетичными ионами и не вносила существенных изменений в общую картину при работе с ионами низкой энергии. Одновременно, при «физическом» травлении (в атмосфере инертного газа) высокотемпературный отжиг позволяет полностью восстановить исходное значение ИФЛ.

Таким образом, при ИХТ и ионном травлении ионами низких энергий (150-160 эВ) снижение ИФЛ оказывается не более 20 % от исходного уровня, даже при остаточной толщине волноводного слоя 100-200 Å, т.е. можно утверждать, что при данных условиях определяющим фактором является исходное состояние поверхности.

Исследованный процесс ИХТ низкоэнергетичными ионами был успешно реализован нами при изготовлении активных элементов одномодовых лазеров с гребневидным волноводом шириной 3÷4 мкм.

УДК 538.22

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ В ПЛАСТИНЕ (011) С КОМБИНИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Вахитов Р.М., Гареева Е.Р., Вахитова М.М.

Башкирский Государственный Университет

Известно, что наличие дефектов в магнитных материалах существенно влияет на их свойства. В области дефектов зарождаются магнитные неоднородности, которые подстраиваются под профиль дефекта и играют важную роль во многих магнитных явлениях и, в частности, в кинетике спин-переориентационного фазового перехода (СПФП) [1]. Теоретическое исследование магнитных неоднородностей, возможных в кубических кристаллах с наведенной анизотропией, показывает, что вполне адекватным модельным представлением этих образований в одномерном приближении явля-

ются 0-градусные доменные границы (0^0 ДГ), которые возникают как частные решения уравнений Ландау-Лифшиц в области сосуществования магнитных фаз [2]. Анализ свойств этих неоднородностей показывает, что они возникают в окрестности СПФП, и их можно интерпретировать как зародыши новой фазы.

В основе модели зародышеобразования лежит вариационный метод, в котором в качестве пробной функции берется решение, соответствующее 0^0 ДГ (в пластине (011)) [3]. В этом случае нахождение устойчивых состояний 0^0 ДГ сводится к численной минимизации полной энергии пластины с учетом наличия дефектов и размагничивающих полей, обусловленных конечностью образца. Из полученных результатов следует, что 0^0 ДГ может существовать в определенной области значений параметров кристалла, ограниченной двумя предельными их значениями: на одной из них 0^0 ДГ коллапсирует, на другой – расплывается. Полученные зависимости области устойчивости 0^0 ДГ позволяют построить кинетику СПФП, качественно согласующую с экспериментальными данными [1].

В работе показано, что рассматриваемая модель магнитных неоднородностей также достаточно хорошо описывает и процессы намагничивания пластины в постоянных внешних полях и позволяет оценить зависимость коэрцитивной силы от параметров образца.

Литература

1. Власко-Власов В.К., Инденбом М.В., ЖЭТФ, 86, 1084(1984)
2. Vakhitov R.M., Kucherov V.Ye., J.Appl.Phys., 85, 310(1999)
3. Вахитов Р.М., Шанина Е.Г., ЖЭТФ, 73, 67(2003)

УДК 539.216

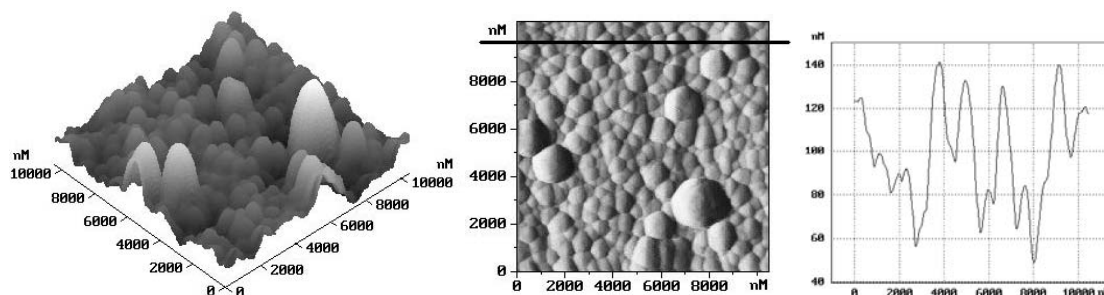
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Уточкин И.Г., Марков С.Г.

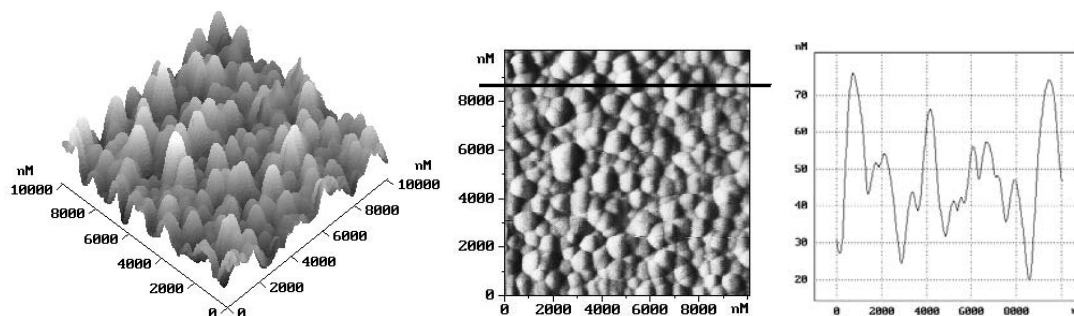
Рязанская государственная радиотехническая академия

Предлагается новый подход в изучении электрофизических свойств неупорядоченных полупроводников, основанный на использовании широко развивающейся сканирующей зондовой микроскопии. С помощью атомно-силового зондового микроскопа (NT-MDT, г. Зеленоград) были получены изображения топографии участков пленок аморфного гидрогенизированного кремния (рис.1:а,б). Экспериментальные образцы были изготовлены в лаборатории кафедры физики и технологии института микроэлек-

троники и информатики (РАН, г. Ярославль) на модифицированной серийной установке НЧ распыления УРМ 3.279.014, $f_{ген} = 55$ кГц. При напылении пленок α -Si:H использовалась аргоноводородная смесь, содержащая 10 % H_2 и чистый аргон. Предельный вакуум в установке не хуже 10^{-3} Па. Синтезированные пленки α -Si:H напылялись на стеклянные подложки. Все образцы были получены при следующих параметрах процесса: давление 210 Па; мощность 200 Вт; режим непрерывный; температура 225 °С.



а) Содержание SiH_4 в пленке 160 ат.%, CH_4 40 ат.%, продолжительность 16 мин



б) Содержание SiH_4 в пленке 40 ат.%, CH_4 160 ат.%, продолжительность 40 мин

Рис. 1. Изображения топографии участков пленок α -Si:H.

Измерения проводились в контактном режиме с использованием "мягкого" кантилевера. Поверхность представляет собой некоторые хаотически расположенные кластеровые системы различной высоты, объясняемые технологией НЧ плазмохимического осаждения пленки α -SiH. Как видно из рисунков, высота этих кластеров колеблется от 30-40 нм до 100-140 нм в зависимости от процентного содержания в пленке силана и углерода. Полученные результаты показывают, что при большем содержании углерода в пленке и увеличении продолжительности процесса, наблюдается увеличение частоты содержания хаотически расположенных кластеровых систем «колец», с уменьшением их радиуса до 150-250 нм и снижением высоты их рельефа до 70 – 80 нм. В свою очередь, это может быть связано с увеличением ширины запрещенной зоны, создаваемое примесями (в данном случае углеродом), подобно состояниям собственных дефектов в α -Si:H. При подводе зонда к границе пленки была определена ее толщина, которая составила для всех образцов порядка 0,8 мкм. Работа выполняется при поддержке Гранта Министерства Образования.

УДК 539.216

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО ТРАНЗИСТОРА

Авачев А.П., Нестеров О.Е.

Рязанская государственная радиотехническая академия

В настоящее время практическое применение имеют активные матрицы жидкокристаллических дисплеев (ЖКД) и сенсорные элементы изображения, адресованные тонкопленочными полевыми транзисторами (ТПТ) на основе аморфного кремния (a-Si:H). Однако, несмотря на промышленное использование a-Si:H транзисторов, до сих пор остаются проблемы надежности, стабильности и долговечности работы приборов на их основе. Выявление влияния режимов и параметров технологии нанесения тонких пленок a-Si:H на вольтамперные характеристики (ВАХ) ТПТ в аналитическом виде, позволит создать мощную модель, при помощи которой можно будет получать необходимые практические результаты.

В данной работе проведен расчет ТПТ на a-Si:H, результатом которого явилось получение аналитического выражения ВАХ и зависимостей характеристик ТПТ от электрофизики аморфного кремния. Параметры ТПТ напрямую зависят от условий нанесения пленок аморфного кремния. В свою очередь, распределение и значение плотности локализованных состояний (ПЛС) a-Si:H в сильной степени определяют токоперенос в таких тонкопленочных структурах. На рис.1 представлена расчетная зависимость тока насыщения транзистора $I_{нас}$ от ПЛС.

Изначальная постановка технологических режимов, согласно математическим зависимостям, позволит получить требуемые значения ПЛС и других характеристик a-Si:H, а следовательно, и необходимые параметры ТПТ. Работа выполняется при финансовой поддержке Министерства Образования РФ.

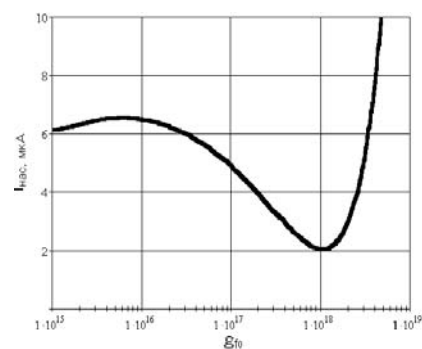


Рис. 1. Зависимость тока насыщения ТПТ от ПЛС

УДК 537.622

МОДЕЛЬ ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА

Бускунов Д.Р., Петров Д.В.

Новгородский Государственный Университет имени Ярослава Мудрого

Композиционные феррит-пьезоэлектрические материалы могут проявлять свойства, отсутствующие в исходных компонентах. В этих материалах, в частности, наблюдается магнитоэлектрический (МЭ) эффект, обусловленный взаимодействием магнит-

ной и электрической подсистем через упругие деформации. Накопление свободных зарядов на поверхностях раздела компонентов приводит к диэлектрической дисперсии и потерям в переменных электрических полях, известных под названием максвелл-вагнеровская релаксация.

Смоделирован композиционный феррит-пьезоэлектрический материал со связностью 3-0 изготавливаемый по керамической технологии. Получены зависимости эффективных пьезоэлектрических, пьезомагнитных модулей, магнитной, диэлектрической, МЭ проницаемостей и МЭ коэффициента по напряжению от объемной доли пьезоэлектрической фазы, рассмотрена максвелл-вагнеровская релаксация эффективных параметров композита. Показано, что релаксационные чистоты в широких пределах можно изменять варьированием объемной доли пьезоэлектрической фазы, а также путем изменения свойств компонентов.

Для получения эффективных материальных параметров композита используется метод усреднения. На первой стадии, композит рассматривается как структура, состоящая из пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз с реальными граничными условиями. На второй стадии композит рассматривается как однородный материал с пьезоэлектрической и магнитострикционной подсистемами. Выражения для эффективных параметров при продольной и поперечной ориентациях магнитных и электрических полей получены, используя совместное решение уравнений эластостатики, магнитостатики и электростатики. Изучается влияние физических свойств компонент на глубину релаксации и релаксационный спектр МЭ восприимчивости и МЭ коэффициента по напряжению. Расчетные параметры релаксации МЭ восприимчивости сравниваются с экспериментальными данными для композита состава феррит кобальта-ЦТС.

Актуальность проведенных исследований состоит в том, что теоретическое моделирование магнитоэлектрического эффекта позволяет вести целенаправленный поиск перспективных магнитоэлектрических материалов для решения прикладных задач, а также определить оптимальный режим их использования.

29.19.03

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИРАЛЕЙ В ДВУМЕРНОЙ XY-МОДЕЛИ В ПЛАНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Синицын В.Е., Бострем И.Г., Овчинников А.С

Уральский Государственный Университет

В работе исследуется влияние внутриплоскостного (планарного) магнитного поля на топологические дефекты типа “спираль-антиспираль” в рамках двумерной XY-модели. Данные структуры наблюдаются экспериментально [1]. С математической точки зрения, эволюция этих решений может быть описана уравнением Синус-Гордона [2]. Используя нелинейный метод Гаусса-Зейделя для численного решения данного урав-

нения, нам удалось получить зависимость энергии пары от расстояния между спиралью и антиспиралью при различных величинах и направлениях поля. Зависимость оказалась линейной в случае, когда поле направлено параллельно оси пары (“продольное” поле) и нелинейной (логарифмической на малых расстояниях) в поле, перпендикулярном оси пары (“поперечное” поле). Как в продольном, так и в поперечном поле в результате деформации пары получается доменная стенка, толщина которой падает с ростом величины поля.

Литература

1. Кандаурова Г.С. // ДАН, 1993, Т. 331, С. 428
2. Gouvea M.E., Wysin G.M., and A.S.T. Pives // Phys. Rev. B, 1997, V. 55, P. 14144

УДК 621.315.592

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР С D^- -ЦЕНТРАМИ

Зайцев Р.В.

Пензенский государственный педагогический университет, физико-математический факультет

Работа посвящена развитию теории примесных центров в полупроводниковых квантовых ямах и квантовых точках в рамках модели “мягких стенок” (параболический потенциальный профиль), а также исследованию оптических свойств полупроводниковых наногетероструктур, содержащих примесные центры. Высокая чувствительность эффекта позиционного беспорядка и соответствующих сил осцилляторов дипольных оптических переходов к параметрам квантовых структур определяет актуальность проведенных исследований.

Развитая теория примесного поглощения света массивом квантовых точек, синтезированных в прозрачной боросиликатной матрице может использоваться при разработке приборов квантовой электроники: бистабильных оптических элементов, оптических ключей, транзисторов и модуляторов.

Для потенциала дефекта используется модель потенциала нулевого радиуса. Эта модель, как известно, достаточно хорошо описывает D^- состояния и локальные состояния, наводимые изоэлектронными примесями. Примесное поглощение света в квантовых точках рассмотрено для случая, когда примесный атом расположен в центре квантовой точки. В силу сферической симметрии рассматриваемой задачи для оптических переходов в дипольном приближении действует обычное правило отбора: переходы из основного s – состояния примесного центра идут в возбужденные p – состояния квантовой точки. В приближении эффективной массы получено аналитическое выра-

жение для коэффициента примесного поглощения света с учетом дисперсии размеров нанокристаллитов. При этом предполагалось, что дисперсия возникает в процессе фазового распада пересыщенного твердого раствора и удовлетворительно описывается формулой Лифшица-Слезова. Учет дисперсии приводит к размытию дискретных линий в коэффициенте примесного поглощения света. С уменьшением среднего радиуса нанокристаллитов край полосы примесного поглощения сдвигается в коротковолновую область спектра, что отражает смещение нижнего уровня размерного квантования. Если радиус локализованного состояния увеличивается, то сила осциллятора дипольного оптического перехода заметно возрастает, а край полосы примесного поглощения сдвигается в длинноволновую область спектра.

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА 1**Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Илюшин Александр Сергеевич**

УДК 537.226

**ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ СЛОЖНОГО СОСТАВА
НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА KN_2PO_4 (KDP)**

*Грабовский С.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрических кристаллов в полярной фазе приближенно следует закону Кюри–Вейсса, что подтверждается многочисленными экспериментами и согласуется с термодинамической теорией сегнетоэлектричества. На практике для ряда кристаллов в полярной фазе значительный вклад в ϵ_c дает изменение поляризации, связанное со смещением в электрическом поле доменных границ [1]. Особенно ярко этот эффект проявляется в кристаллах дигидрофосфата калия, KN_2PO_4 (KDP, температура сегнетоэлектрического фазового перехода $T_C = 122$ К) [2]. Ранее нами было показано, что величина доменного вклада в ϵ связана с целым рядом факторов, определяющих свойства реального кристалла: скоростью роста кристалла, его секториальным строением и концентрацией фоновых поливалентных примесей [3–5].

В представленном докладе приводятся результаты исследования кристаллов KDP, допированных неорганическими молекулами $\text{K}_4[\text{Ru}_2\text{Cl}_{10}\text{O}]$ (*пенто-хлорорутенат калия*) и сложным органическим красителем *Amaranth*. Особенностью этих примесей является их вхождение в строго определенные сектора кристалла (призматический или пирамидальный) [6]. В широком температурном интервале получены данные о влиянии данных примесей на диэлектрические свойства кристаллов KDP. С учетом секториального строения кристалла рассмотрено их влияние на доменный вклад в диэлектрическую проницаемость.

Приведенные экспериментальные результаты показывают, что молекулы примесей (как органической, так и неорганической) оказывают заметное воздействие на подвижность доменных стенок, существенно изменяя доменный вклад в диэлектрическую проницаемость в полярной фазе кристалла KDP. Показано, что при добавлении примеси органического красителя, в полярной фазе существенно ослабляется блокирующее действие фоновых примесей на доменные стенки в призматическом секторе кристалла, что приводит к заметному изменению его диэлектрических свойств, в частности, к значительному увеличению доменного вклада в диэлектрическую проницаемость [7].

Измерения вблизи температуры фазового перехода обнаружили, что в случае неорганического красителя температура Кюри в секторе содержащем примесь сдвигается в сторону низких температур (по сравнению с чистым кристаллом), что согласует-

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

ся с аналогичным результатом, полученным для кристалла KDP с примесью гематеина, также входящей в призматический сектор кристалла [8-9].

Исходя из полученных данных, проводится сравнение характера влияния примеси сложных органических и неорганических молекул на свойства кристаллов KDP.

Литература

1. Сидоркин А.С. Доменная структура в сегнетоэлектриках и родственных материалах. Физматлит, М., 2000.
2. Nakamura E., // *Ferroelectrics*, 1992, **135**, 237
3. Грабовский С.В., Шнайдштейн И.В., Струков Б.А. // *Кристаллография*, 2003, **48**, 357.
4. Rashkovich L.N. KDP-family Single Crystals. Hilger, London-New York. ,1991.
5. Zaitseva N., Carman L. // *Progress in Crystal Growth*, 2001, **43**, 1.
6. Kahr B., Gurney. // *Chem.Rev.*,2001, **101**, 893.
7. Грабовский С.В., Шнайдштейн И.В., Струков Б.А. // *ФТТ*, 2003, **45**, 518.
8. Blathner H., Matthias B., Merz W., // *Helv.Phys.Acta*, 1946, **19**, 415.
9. Грабовский С.В., Шнайдштейн И.В., Струков Б.А. // *Вестник Московского Университета, Сер. Физ.*, 2004. Принято к печати

УДК 621

ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛОВ С ПЕРЕМЕННЫМ ПЕРИОДОМ РЕШЕТКИ

Андреев А.В., Коновко А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

1. Нами предлагается использовать кристалл-монохроматор в качестве увеличивающего элемента рентгеновского микроскопа в жестком рентгеновском диапазоне.

2. Как показано в наших работах [1,2], применение кристалла-монохроматора позволяет обеспечить субмикронное разрешение по объекту, если скомпенсировать дифракционное расплывание пучка на пути от объекта до кристалла. В [3] было показано, добиться этого можно, используя кристалла с переменным периодом решетки. При этом оказывается возможным совместить в одном кристалле увеличивающий оптический элемент с элементом, осуществляющим компенсацию дифракционного набега, что позволяет существенно упростить экспериментальное оборудование. В докладе показана возможность создания фокусирующих оптических систем на основе деформированных кристаллов в крайне асимметричной схеме дифракции.

3. Решающую роль, с точки зрения практического внедрения кристаллов с переменным периодом решетки в качестве фокусирующих оптических элементов, может сыграть наличие простых аналитических выражений, позволяющих легко рассчитать геометрию эксперимента в асимметричной схеме дифракции.

4. Проведенный анализ позволил получить простые аналитические выражения, позволяющие рассчитывать основные геометрические параметры установок (расстояние от образца до кристалла и длину фокусировки) для проведения экспериментов по фокусировке рентгеновского излучения деформированными кристаллами. Результаты

проведенного математического моделирования показали хорошее соответствие предлагаемых приближенных формул с результатами точных численных расчетов.

Литература

1. Андреев А.В., Пономарев Ю.В., Коновко А.А., и др. //Труды Третьей Национальной конференции по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейтронов и Электронов для исследования материалов., с. 404 (2001).
2. Андреев А.В., Коновко А.А. //Вестник МГУ. Серия 3 физика, астрономия, №5, 2002, с.49-52..
3. Андреев А.В. // Письма в ЖЭТФ, том 74, вып.1, стр. 8-11 (2001).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА НА ПРОЦЕССЫ ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ И ИСПАРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

Лобок М.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Рассматривается нестационарная совмещенная задача Стефана, описывающая процессы плавления и испарения металлов. Численное решение осуществляется с помощью метода динамической адаптации. Моделирование позволяет наблюдать явно эффект взаимодействия фронтов плавления и испарения и установить основные закономерности рассматриваемых процессов в металле и установить оптимальные параметры воздействия на Ti и Cu.

Математическое описание процессов лазерного нагрева, плавления и испарения сверхпроводящей меди и титана было выполнено в рамках совмещенного варианта задачи Стефана[1], объединяющего классическую и однофазную постановки. Математическая модель совмещенного варианта представляет собой краевую задачу для уравнения теплопроводности с двумя подвижными фазовыми границами. Выделение энергии предполагалось поверхностным.

$$\left[C_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right]_k \quad k=s, l$$

$$x = x_0 : \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

$$x = \Gamma_{sl}(t) : \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial x} = \rho_s L_m v_{sl},$$

$$x = \Gamma_{lv} : -\lambda \frac{\partial T_{sr}}{\partial x} = \rho_{sr} L_v v_{lv} - G_{sr} + \sigma T^4$$

$$\rho_{sr} v_{lv} = \rho_v (v_{lv} - u)$$

$$P_{sr} + \rho_{sr} v_{lv}^2 = P_v + \rho_v (v_{lv} - u)^2$$

Где T - температура, C_p , λ - коэффициенты теплоёмкости и теплопроводности соответственно, L_m , L_v - теплота плавления и испарения, V_{sl} , V_{lv} - скорости фронтов плавления и испарения, G - интенсивность излучения, u - газодинамическая скорость, σ - постоянная Стефана-Больцмана. Индексы s, l, v означает принадлежность к твердой, жидкой, парообразной средам. В качестве температурных зависимостей теплофизических характеристик C_p и T_i использованы данные приведенные в [2], [3].

Численное решение уравнений теплопроводности осуществлялось с помощью метода динамической адаптации [4], позволяющего определять явным образом положение межфазных границ. Моделирование позволило исследовать процессы лазерной обработки титана и меди в широком диапазоне длительности и интенсивности, лежащими внутри технологического диапазона. Были использованы 2 формы лазерного импульса $G = G_0 \exp(-(t/\tau)^2)$ и $G = G_0 \exp(-(t/\tau)^{40})$.

Получены результаты показавшие высокую эффективность обработки короткими нестационарными импульсами титана и противоположное поведение меди, эффективность обработки которой растет с длительностью импульса, выявить роль и влияние метастабильных состояний твердой и жидкой фаз и различных форм лазерного импульса на процессы фазовых переходов. Наблюдалось взаимодействие фазовых фронтов, которое проявляется при достаточно сильном нестационарном режиме лазерного воздействия. Полученные результаты позволяют выявить оптимальные режимы воздействия на медь и титан при технологических операциях.

Литература

1. Mazhukin V.I. Samarskii V.V. «Mathematical modeling in technology of laser treatments of materials». Surv.Math. Ind.4: 85-149(1994)
2. Справочник «Физические величины» под.ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М. Энергоатомиздат 1991г.
3. «The Physical Properties of Liquid Metals» Takamichi Iida, Clarendon press Oxford, 1988
4. П.В. Бреславский, В.И. Мажукин «Математическое моделирование процессов импульсного плавления и испарения металла с явным выделением фазовых границ». ИФЖ июль, том 57 №1 1989г.

УДК 539.21

ТЕРМОЭДС СПЛАВА ВТ35 В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

Савина О.В.

Уральский Государственный Университет им. А.М. Горького

Известно, что при обработке высокими давлениями во многих металлах и в металлических сплавах происходят фазовые превращения. Динамика этих превращений не всегда известна, так как обычно исследования структуры проводят до и после обработки давлением.

Целью настоящей работы является выявить особенности фазовых превращений в сплаве ВТ35 с помощью термоэдс непосредственно при обработке сверхвысоким давлением и сопоставить полученные результаты с известными.

Измерения проводились в алмазной камере высокого давления с наковальнями типа «закругленный конус-плоскость» при давлениях 15-50 ГПа.

Проведенные исследования показали, что в пределах известной фазы высокого давления термоэдс сплава при циклировании давления меняется обратимо. При переходе через фазовую границу термоэдс меняется без скачков, однако при снижении давления не возвращается к исходному значению. То есть по измерениям термоэдс при сверхвысоких давлениях возможно изучение модификации сплавов непосредственно во время пластического деформирования. Это создает возможность исследования влияния высоких пластических деформаций не только на возникновение новых структурных состояний, но и на динамику превращений.

УДК 541.67

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДИАРСЕНИДА ЦИНКА ПРИ СТАТИЧЕСКОМ ДАВЛЕНИИ ДО 50 ГПА

*Татур С.В., Лях Т.С.

Уральский государственный университет им. А.М. Горького

Диарсенид цинка $ZnAs_2$ известен как материал, анизотропия свойств которого обусловлена наличием как связей Zn-As, так и As-As [1]. В предшествующих работах при квазигидростатических давлениях до 9 ГПа [1] не было обнаружено никаких особенностей в электрических характеристиках. В то же время известно, что в близком соединении $CdAs_2$ существуют инициированные давлением фазовые превращения. Цель нашей работы - измерение электропроводности $ZnAs_2$ при более высоких давлениях на тех же образцах, что и в [1].

Давления 15-50 ГПа создавали с помощью камеры высокого давления с наковальнями типа «закругленный конус-плоскость» [2]. Измерения проводили при температуре жидкого азота и при комнатной температуре.

Обнаружено, что при первичном нагружении при давлении около 25 ГПа сопротивление образца резко уменьшается на 2-3 порядка, а вблизи 35 ГПа барическая зависимость сопротивления имеет максимум. При снижении нагрузки при давлении ~35 ГПа сопротивление резко возрастает на 3-4 порядка. Этим же давлениям соответствуют особенности в барических зависимостях термоэдс. Обнаружено, что изменения, происходящие в $ZnAs_2$ при воздействии сверхвысоких давлений необратимы.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта ВРНЕ №ЕК-005-Х1 в рамках Уральского научно-образовательного центра «Перспективные материалы».

Литература

1. Моллаев А.Ю., Сайпулаева Л.А. и др., «Удельное электросопротивление и эффект Холла диарсенида цинка при гидростатическом давлении до 9 ГПа» // Неорганические материалы, 2002, том 38, №3, с.263-264
2. Верещагин Л.Ф., Яковлев Е.Н., Степанов Т.Н., Бибаев К.Х., Виноградов Б.В. Давление 2,5 мегабара в наковальнях, изготовленных из алмаза типа карбонадо // Письма в ЖЭТФ, т.16 N 4 (1972), с.240-242

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

УДК 532:544:546.62

АДСОРБЦИЯ И ПОВЕРХНОСТНАЯ КОНЦЕНТРАЦИИ АЛЮМИНИЯ В СИСТЕМЕ AL-SN-IN

*Чочаева А.М.

Кабардино-Балкарский государственный университет

Нами были изучены температурные и концентрационные зависимости поверхностного натяжения (ПН) 15 сплавов тройной системы Al-In-Sn, составленных по трем сечениям концентрационного треугольника, исходящим от вершины Al. Тройные сплавы готовились добавлением к алюминию бинарных растворов Sn-In постоянных составов Sn:In=4:1 (1 сечение), 7:3 (2 сечение) и 1:1 (3 сечение). Все полученные нами политермы ПН имеют положительные температурные коэффициенты в изученном температурном интервале (от 933 до 1073 К). Изотермы ПН представляют собой гладкие кривые без экстремумов.

Для вычисления адсорбции алюминия в системы Al-In-Sn нами использовалось соотношение $\Gamma_m^{(N)} = -\frac{X_m(1-X_m)}{RT} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial X_m} \right)_{K_{ir}}$, где $K_{ir} = \frac{X_i}{X_r}$ – отношение атомных долей компонентов, T – температура измерения ПН, X_m – концентрация третьего добавляемого компонента. Частная производная $\frac{\partial \sigma}{\partial X_m}$ определялась графическим дифференцированием соответствующей изотермы ПН и характеризует влияние добавок m -го компонента на ПН раствора.

Расчеты содержания Al в поверхностном слое тройных сплавов Al-In-Sn проводились по уравнению $X_i^{(\omega)} = X_i^{(V)} + \Gamma_i^{(N)} \cdot \omega$, где $X_i^{(V)}$ и $X_i^{(\omega)}$ – содержание i -го компонента в объеме и поверхностном слое сплава соответственно, ω – молярная поверхность сплава.

Адсорбция алюминия в тройной системе Al-In-Sn отрицательная. Расчеты адсорбции показывают, что при температуре 973 К максимальная адсорбция Al составляет для 1-го разреза $15 \cdot 10^{-6}$ моль/м² при его объемной концентрации $X_{Al}^{(V)} = 96,5$ ат.% алюминия, для 2-го разреза – $14,6 \cdot 10^{-6}$ моль/м² при концентрации 94,0 ат.% алюминия и для 3-го разреза $11,9 \cdot 10^{-6}$ моль/м² при $X_{Al}^{(V)} = 86,0$ ат.% Al. Расчеты поверхностной концентрации в тройной системе Al-In-Sn показали, что атнибатность хода между $X_{Al}^{(\omega)}$ и $X_{Al}^{(V)}$ для первого лучевого разреза исчезает при числе монослоев $n = 6$, а для второго – при $n = 4$, а для третьего разреза при $n = 3$.

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

УДК 541.183

МЕЖФАЗНАЯ ЭНЕРГИЯ ПЛЕНОК СПЛАВОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ НА ГРАНИЦЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДОЙ

Лошицкая К.П., Созаев В.А., Чернышова Р.А.

Кабардино–Балкарский государственный университет

В настоящей работе, в приближении однородного фона с учетом поверхностной сегрегации проводятся оценки межфазной энергии тонкой пленки сплавов щелочных металлов, граничащей с диэлектрическим покрытием, которая рассматривается в приближении модели сплошной среды с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\theta)$ (θ – степень покрытия).

Удельная межфазная энергия (с одной стороны пленки) оценивалась в приближении однородного фона по формуле (расчеты проводились в атомной системе единиц)

$$\sigma_j = \int_0^{\infty} \{w[n_-(z)] - w[n_+(z)]\} dz + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \varphi(z)[n_-(z) - n_+(z)] dz, \quad (1)$$

где $w[n(z)]$ – плотность энергии неоднородного электронного газа, включающей в себя плотность кинетической энергии невзаимодействующего электронного газа с поправками на неоднородность поля, и плотность энергии обменно–корреляционного взаимодействия с поправками на нелокальность, $n_-(z), n_+(z)$ – функции характеризующие, распределение электронной плотности и плотности положительного заряда на межфазной границе пленка сплав–диэлектрик [1]. Распределение электростатического потенциала $\varphi(z)$ на межфазной границе находилось из уравнения Пуассона с учетом граничащих условий и условий непрерывности $\varphi(z)$ и $\varphi'(z)$

Расчеты проводились на примере пленки сплава эквивалентного состава $\text{Na}_{0.5}\text{K}_{0.5}$ граничащей с диэлектрическим кварцевым покрытием. Степень покрытия бралась $\theta=1$. Рассматривались случаи как в отсутствие, так и при наличии межфазного заряда. Результаты вычислений представлены на рис.1 в виде зависимости межфазной энергии σ_j от толщины пленки L . Зависимости $\sigma_j(L)$ хорошо аппроксимируются формулой $\sigma_j(L)/\sigma_{\infty} = 1 + 2\delta/L$, где δ – аналог константы Толмена. Из рис.1 видно, что в отсутствие межфазных зарядов $q_1=0, q_2=0$ диэлектрическая среда снижает межфазную энергию.

Наличие зарядов на межфазных границах приводит к увеличению σ_j . Ориентация диполей положительным зарядом к пленке сплава предпочтительнее, т.к. энергетически более выгодна. На рис.1 знаком (x) отмечена ПЭ границ сплав–вакуум, полученная проф. Б.Б. Алчагировым методом лежащей капли при $T=333$ К в вакууме 10^7 Па

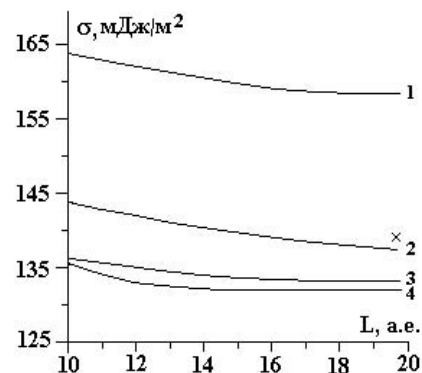


Рис. 1. Зависимость межфазной энергии от толщины пленки сплава $\text{Na}_{0.5}\text{K}_{0.5}$ граничащей с кварцем, кривая 1 – $\epsilon=3,75; q_1=-0.0005$ а.е., $q_2=0.0005$ а.е.; кривая 2 – $\epsilon=1, q_1=0, q_2=0$; кривая 3 – $\epsilon=3,75; q_1=0.0005$ а.е., $q_2=-0.0005$ а.е.; кривая 4 – $\epsilon=3,75, q_1=0, q_2=0$ (q_1, q_2 плотности межфазного заряда на границах пленка–покрытие и покрытие–вакуум, соответственно)

Литература

1. Кашежев А.З., Мамбетов А.Х., Созаев В.А., Яганов Д.В. // Поверхность. 2001. №12. с.53–59

УДК 539.538.531

ПОВЫШЕНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ АТОМНО-РАССЕИВАЮЩИХ ФАКТОРОВ

Кульченков Е.А., Малофеев С.Е., Сидоров А.А.

Брянский государственный университет

Рентгенографическое определение атомно-рассеивающих факторов по комптоновским профилям, интегральным интенсивностям брегговского рассеяния позволяет находить уточненные волновые функции, описывающие распределение электронной плотности в кристалле. Однако подобные измерения требуют высокой (порядка 0,1%) временной стабильности работы рентгеновской аппаратуры [1].

Отечественные рентгеновские аппараты, которые еще используются в лабораториях, не обеспечивают указанной стабильности. Согласно техническим характеристикам, изменение температуры окружающей среды на 10°C вызывает отклонение регистрируемой интенсивности на 2,5% и на 1% при изменении питающего напряжения на 10%.

Целью работы являлось существенное повышение временной стабильности работы рентгеновского аппарата и точности измерений. Для исключения влияния нестабильности напряжения промышленной сети был изготовлен трехфазный источник системы мотор-генератор с электронной стабилизацией выходного напряжения. Дифрактометр ДРОН-3 был сопряжен с ЭВМ.

Дальнейшие исследования временной нестабильности работы аппаратуры выявили температурную зависимость регистрируемой детектором (Д) интенсивности от температуры Д, которая составила 0,8% на 10°C. Для исключения этого фактора на корпус детектора был установлен нагреватель, подключенный к ВРТ-2, обеспечивающий стабильность температуры с точностью 0,2° для $t_d=35^\circ\text{C}$.

При исследовании комптоновских профилей проявилась существенная зависимость интенсивности излучения, дифрагированного кристаллом-анализатором (КА), от температуры КА. Для КА LiF она составила 6,5% на 10°C. Этот фактор был устранен также термостабилизацией с помощью ВРТ-2.

Предпринятые меры позволили существенно повысить стабильность аппаратуры при длительной работе и снизить разброс показаний до 0,1%.

Литература

1. Cooper By. M. Compton Scattering and Electron Momentum Distributions // Adv. Phys., 1971, том 20, С. 453.

УДК 539.26

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПРОТОНООБМЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА И ТАНТАЛА ЛИТИЯ

Алкаев А.Н.

Московский государственный институт электронной техники

Сегнетоэлектрические кристаллы ниобата и танталата лития (LiNbO_3 и LiTaO_3) представляют огромный интерес для современной интегральной оптики благодаря высоким значениям акусто-, электро- и нелинейно-оптических коэффициентов. Основным методом получения оптических волноводов в этих кристаллах является протонный обмен.

Ранее в работах на основе разработанных методов формирования дано полное структурно-фазовое описание систем $\text{HNbO}_3\text{-LiNbO}_3$ и $\text{HTaO}_3\text{-LiTaO}_3$. Идентифицированы различные (α , κ_1 , κ_2 , β_1 , β_2 , β_3 и β_4) $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$ и (α , κ , β_1 , β_2 , β_3 и β_4) $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{TaO}_3$ кристаллические фазы, реализуемые в протоннообменных световодах LiNbO_3 и LiTaO_3 [1]. Наибольшее распространение получили α -фазные волноводы, так как обладают наименьшими оптическими потерями и наилучшими электрооптическими свойствами. Высокотемпературный протонный обмен (ВТПО) является альтернативным методом широко используемой технике отожженного протонного обмена (ОПО) и имеет ряд технологических преимуществ. Однако остается неясным, существуют ли отличия в свойствах волноводов полученных различными методами.

Исследованы оптические, электрооптические, и нелинейно-оптические свойства $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$ и $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{TaO}_3$ волноводов. Определены нелинейно-оптические коэффициенты для всех реализуемых в протоннообменных волноводах кристаллических фаз $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$ и $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{TaO}_3$. Установлено, что во время фазовых превращений возникает нарушенный слой, который ведет к рассеянию света и дополнительным оптическим потерям, а также к деградации нелинейно-оптических свойств в протоннообменном слое. α -фазные волноводы полученные ВТПО методом полностью сохраняют нелинейно-оптические свойства исходного кристалла. По измеренным данным полуволнового напряжения можно сказать, что электрооптические коэффициенты α -фазных волноводов, полученных отжигом высококонцентрационных β_1 -фаз и ВТПО методом, незначительно отличаются от электрооптических коэффициентов чистого кристалла.

Литература

1. Korkishko Yu.N., Fedorov V.A. Ion Exchange in Single Crystals for Integrated Optics and Optoelectronics // Cambridge International Sci. Publ. - 1999. - P. 97 - 269.

УДК 392

ДЕФОРМАЦИИ КРИВОЛИНЕЙНЫХ ТРУБ ИЗ ГИПЕРУПРУГИХ МАТЕРИАЛОВ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУР

Козулин А.А., Скрипняк В.А., Савельев Н.Л.

Томский государственный университет

При эксплуатации полимерных трубопроводов горячего водоснабжения возникает необходимость компенсации термических расширений труб. С этой целью исполь-

зуются элементы конструкций, представляющие собой криволинейные трубы. В данной работе предложена методика расчета деформаций компенсаторов термических расширений полимерных трубопроводов, с использованием результатов конечно-элементного моделирования. При моделировании полимерных труб учитывается гиперупругое поведение термопластических материалов и изменение их прочностных характеристик в диапазоне эксплуатационных температур трубопроводов - от +20°C до +75°C [1]. В указанном диапазоне температур исследована зависимость изменения длины двух типов компенсаторов от сжимающих усилий. Полученные результаты свидетельствуют о том, что рассмотренные конструкции обладают способностью упруго деформироваться при изменении длины компенсатора до 30%. Исследования показали, что расчетные значения напряжений в стенках труб компенсаторов, полученные при моделировании с учетом гиперупругого поведения термопластов, ниже, чем в линейно-упругом приближении. При изменении длины компенсаторов на 30% максимальные значения интенсивности напряжений в «компенсирующей петле» в 4 раза ниже, чем в «компенсирующей скобе». Учитывая эффект снижения долговечности термопластов при увеличении напряжения, можно прогнозировать больший ресурс «компенсирующей петли» по сравнению с другими компенсаторами.

Литература

1. Скрипняк В.А., Устюгов В.А., Савельев Н.Л., Козулин А.А. «Напряженно-деформированное состояние в прямолинейных полимерных трубах, находящихся под давлением при повышенных температурах»// Доклады конференции: физика и химия высокоэнергетических систем, - Томск: ТГУ, 2003. С. 85-86.

УДК 539.26

ПРОТОНООБМЕННЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ СТРУКТУРЫ В СТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Фролова М.В.

Московский государственный институт электронной техники

Ниобат лития (LiNbO_3) является материалом широко применяемым в современной интегральной оптике благодаря своим высоким электро-, акусто- и нелинейно-оптическим свойствам. Для изготовления интегрально-оптических компонентов, как правило, используют кристаллы ниобата лития конгруэнтного состава. Одним из основных методов формирования оптических волноводов в этих кристаллах является протонный обмен (ПО). Ранее были построены структурно-фазовые диаграммы для распространенных срезов ниобата лития, идентифицированы различные кристаллические фазы $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$, реализуемые в протоннообменных световодах в них, и изучены их структурные и оптические свойства [1].

Кристаллы конгруэнтного состава отличаются более разупорядоченной структурой, чем кристаллы стехиометрического состава и обладают повышенной концентрацией дефектов различного рода, а вследствие этого – высокой фоторефрактивной чувствительностью, что ограничивает их применение в оптических устройствах, работающих с использованием коротких длин волн. Кристаллы стехиометрического ниобата лития (СНЛ) более упорядочены и более стойки к оптическому повреждению. Поэтому

формирование и исследование оптических волноводов в СНЛ представляет интерес для современной интегральной оптики.

Для формирования протонообменных световодов использовался прямой ПО с последующим отжигом на воздухе. В качестве источников ПО использовались расплавы бензойной и стеариновой кислот, а также дигидрофосфата аммония ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$). В экспериментах использовались пластины стехиометрических кристаллов LiNbO_3 оптического качества базового Z-среза.

В работе получены зависимости приращения показателя преломления необыкновенного луча от поперечной деформации на поверхности волновода и определены условия формирования волноводов, содержащих различные фазы $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$.

Литература

1. Korkishko Yu.N., Fedorov V.A., *Ion exchange in single crystals for integrated optics and optoelectronics*. Cambridge International Science Publishing, Cambridge, UK, 1999, p.97-269.

УДК 532.64: 546.311

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ СВИНЦА С МАЛЫМИ ДОБАВКАМИ НИКЕЛЯ

Губжоков М.М.¹⁾, Ибрагимов Х.И.²⁾, Канчукоев В.З.¹⁾, Понежев М.Х.¹⁾,
Созаева А.Б.¹⁾, Созаев В.А.¹⁾, Хасанов А.И.²⁾

¹⁾ Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик

²⁾ Комплексный научно-исследовательский институт РАН, г. Грозный

Поверхностные свойства жидких сплавов системы свинец-никель практически не изучены. В твердом состоянии никель малорастворим в свинце (предел растворимости 0,68 ат.% Ni при 327°C). Поэтому, подобные системы представляют интерес с точки зрения конструирования композиционных припоев. В связи с этим необходимы данные о политермах поверхностного натяжения (ПН) и углов смачивания.

В настоящей работе методом лежащей капли, с использованием графитовых подложек в гелиевой атмосфере изучаются политермы ПН жидких сплавов Ni 0.01 ат.%-Pb, Ni 0.05 ат.%-Pb Ni 0.1 ат.%-Pb. Сплавление свинца с никелем проводили в кварцевых ампулах с использованием лигатуры, которую получали из чистых навесок свинца марки С 0000 и порошкового никеля технической чистоты. В процессе плавки расплав интенсивно перемешивался, затем закристаллизовывался, получившийся слиток извлекался из ампулы, и из него брались навески для исследования ПН. Перед измерением в камеру напускался гелий, затем производилась откачка до 10^{-2} Па и вновь напускался гелий. В чашечку из графита капля сплава подавалась через кварцевую воронку с вытянутым капилляром. Результаты измерений представлены на рис.1.

Из рисунка видно, что зависимости $\sigma(T)$ нелинейные, куполообразные с максимумом при $T=600-700^\circ\text{C}$. С увеличением температуры концентрация инактивной примеси (Ni) увеличивалась, что приводит к росту σ , но с другой стороны рост температуры должен приводить к снижению σ . Эти, в основном, два конкурирующих процесса влияют на температурную зависимость ПН.

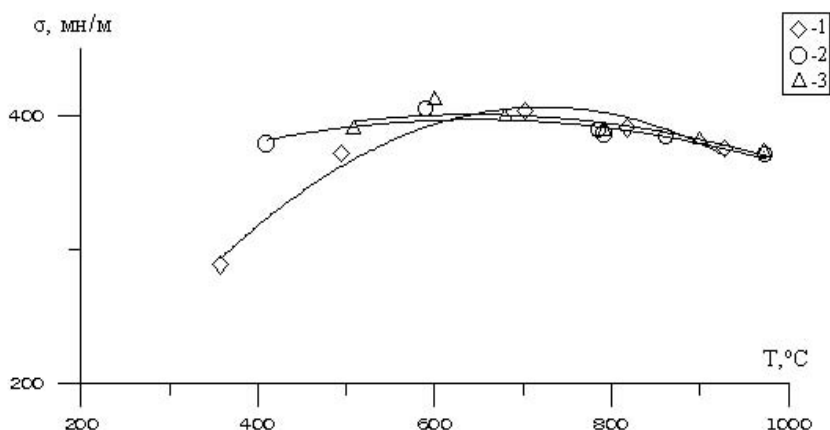


Рис.1. Политермы ПН жидких сплавов системы Ni-Pb: 1-0,01, 2-0,05, 3-0,1 ат.% Ni.

УДК 537.533.73

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ С ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИМИ ПОТЕРЯМИ ЭНЕРГИИ ПРИ СИММЕТРИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ КРИСТАЛЛА

Зыков А.В.

*Московский государственный институт электронной техники
(технический университет)*

Одним из основных аналитических методов современной просвечивающей электронной микроскопии является спектроскопия энергетических потерь быстрых электронов. Он основан на анализе интенсивности электронов неупруго рассеянных на внутренних оболочках атомов образца и передавших ему часть своей энергии. Энергия, которая теряется быстрым электроном при этом, является характерной величиной для каждого сорта атомов [1]. Исследование закономерности рассеяния электронов с характеристическими потерями в неоднородных по составу полупроводниковых образцах открывает пути для их локального микроанализа.

В основе традиционного количественного микроанализа лежит предположение о том, что образец является однородной средой, не имеющей регулярной структуры. В этом случае предполагается, что интенсивности электронов с характеристическими потерями энергии прямо пропорциональной интенсивности упруго рассеянных электронов. В кристаллических образцах важную роль играет динамическая дифракция падающих быстрых электронов на периодическом потенциале решетки, приводящая к перераспределению плотности электронного потока.

Для исследования влияния многолучевых динамических дифракционных эффектов на рассеяние электронов с характеристическими потерями энергии было выполнено моделирование толщинной зависимости интенсивности прошедшего и дифрагированного пучков при симметричной ориентации кристалла. Установлено, что для неупруго рассеянных электронов сохраняются толщинные осцилляции интенсивности, свойст-

венные упругому рассеянию. Амплитуда этих осцилляций уменьшается с ростом величины потери энергии и угла сбора, который определяется диаметром объективной диафрагмы, выделяющей прошедший или один из дифрагированных пучков из потока рассеянных образцом частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Е02-3.4-61 и А03-2.9-298 Минобразования России.

Литература

1. Egerton R.F., Electron energy-loss spectroscopy in the electron microscope. New York: Plenum Press, 1986, p. 416.

УДК 537.9

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Трефилова А.Н., Корионов И.В., Бабушкин А.Н.

Уральский государственный университет, физический факультет

Изучение влияния высоких давлений на свойства твёрдых тел является одной из важных и интересных проблем физики твёрдого тела. Известно, что при сверхвысоких давлениях вещества претерпевают структурные превращения, радикально изменяются их электронные структуры. Одной из задач физики высоких давлений является исследование принципиально новых материалов, к которым относится диоксид циркония (ZrO_2).

Размерные эффекты в ультрадисперсных системах привлекают особое внимание, так как они приводят к новым, необычным для однородных макроскопических тел свойствам, важным с точки зрения практического применения.

Измерения сопротивления ZrO_2 на постоянном токе проводились в камере высокого давления с наковальнями типа “закругленный конус-плоскость”. Сопротивление наковален при постоянном токе составляет не более 10 Ом и имеет незначительную температурную зависимость.

Проведены исследования влияния размеров кристаллитов на свойства диоксида циркония при высоких давлениях. Были измерены электросопротивления массивного образца и образцов с размером кристаллитов в 10 и 50 нм при давлениях 20 – 50 ГПа в диапазоне температур 77 – 400 К.

При давлениях до 40 ГПа сопротивления всех образцов возрастают на 3-4 порядка. Температурная зависимость сопротивления имеет активационный характер при всех величинах давления. При давлениях 40-43 ГПа имеет место максимум энергии активации и локальный максимум сопротивления, что позволяет предположить существование структурного фазового перехода в ZrO_2 при давлении около 42 ГПа.

Полученные значения энергии активации E_a и параметр R_0 зависят от размеров кристаллита. С уменьшением размеров кристалла возрастает энергия активации. Это позволяет предположить, что поверхностные эффекты значительно влияют на механизмы проводимости при высоких давлениях.

УДК 681.7.068

VISUALIZATION OF MECHANICAL STRESS DISTRIBUTION IN SOLID
BY MECHANOLUMINESCENCE

Makarova N.U.

Vladimir State University

Measurement of stress distribution is of great importance for solids in order to improve their reliability and extend their application. It is difficult to measure stress distribution of a dynamic moving part such as a cutting tool or gas turbine using usual electrical methods. It is possible to use the mechanoluminescence (ML) phenomenon to directly display stress distribution. Unlike electrical signals, light can be monitored without electrodes and electrical connections to the necessary object and without any physical contact. The ML skin can be widely used in many applications such as novel mechano-optical devices, pre-detection of a sudden fracture of construction which can be a moving object or a static object such as a tunnel or a bridge [1].

Mechanoluminescence (ML) is the emission of light induced by applying any mechanical stress to a solid. It can be excited either by grinding, rubbing, cleaving, compressing or by crushing of solids. Many crystals exhibit ML, however the most strong intensity of the induced light possess $A^{II}B^{VI}$ semiconductor compounds (especially ZnS:Mn) [2].

It is known, the plastic deformation in $A^{II}B^{VI}$ involves the production and the motion of dislocations. The dislocations in such semiconductors possess the strong electric charge. The moving charged dislocations excite the light-centers in the crystal (structural defects). This interaction leads to the light emission [3].

According to the theoretical investigations the mathematic model of the ML transformation was proposed. The model was realized in the mathematic program MATLAB and allows to calculate intensity of the induced light corresponding to the definite mechanical deformation. The intensity of the induced light depends on the amplitude and the time of the applying mechanical stress. In order to prove the adequacy of the proposed model we carried out the experiments. We obtained results which confirmed the ML model. This model can be used to create the ML sensor.

References

1. C.N. Xu, T. Watanabe, M. Akiyama. "Direct view of stress distribution in solid by mechanoluminescence" // *Applied Physics Letters*, 1999, Vol. 74, № 17, p 2414-2416.
2. B.P. Chandra, M.S. Khan, M.N. Ansari. "Cleavage mechanoluminescence in crystals" // *Crystal Research Technology*, 1998, № 33 (2), p 291-302.
3. Y.A. Ossipyan, S.Z. Shmurak. "Deformation luminescence and motion of charged dislocations in crystals" // *Defects Insul. Cryst. Proc. Int. Conf.*, Riga, 1981, p 135-160.

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА 2**Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Новакова Алла Андреевна**

УДК 621.039.56

**СТРУКТУРНО-ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
АМОРФНЫХ СПЛАВОВ NI-B**

Клименко Н. А., Овчинников С.Г, Ситуха Н.В.

*Обнинский государственный технический университет атомной
энергетики*

Из экспериментальных данных по рассеянию медленных нейтронов на изотопически замещённых образцах аморфной системы Ni-B [1] с помощью специально разработанной версии комплекса программ PRANA получены парциальные плотности фононных состояний атомов Ni $q_{Ni}(\omega)$ и B $q_B(\omega)$, а так же структурно-динамические факторы

$S_{Ni-Ni}(q, \omega)$, $S_{Ni-B}(q, \omega)$, $S_{B-B}(q, \omega)$. Для этого использовались нейтронные спектры, измеренные для трёх образцов ${}^xNi_{65}{}^{11}B_{35}$ с различным изотопным составом по никелю /x/. Полученные парциальные плотности фононных состояний $q_{Ni}(\omega)$ и $q_B(\omega)$ сопоставлены с данными экспериментальных работ [2,3], а так же с результатами теоретического расчета [4].

Разработана программа МОЛДИН (на языке C++) для расчета структурно-динамических характеристик бинарных систем методом молекулярной динамики на основе межатомного потенциала. С ее помощью рассчитаны парциальные структурные факторы, парные функции распределения, автокорреляционные функции скорости, средние квадраты смещения и траектории движения атомов разного сорта и другие структурно-динамические характеристики аморфных сплавов Ni-B различного состава. Полученные расчетные данные сопоставлены с имеющимися экспериментальными.

Указанные результаты использованы для вычисления термодинамических характеристик системы Ni₂B, которые показали отличия для кристаллического и аморфного образцов, в основном, в области низких температур.

Литература

1. Ishmaev S. N., Lisichkin J. V., Pashkov A. V. et al, Neutron Study of Atomic Correlations in Amorphous Isotopic Ni-B Alloys // Materials Science Forum. 2000. v.321-324. P. 502-506.
2. Lustig N., Lannin J. S., Hasegarva R. Vibrations density states in Amorphous Ni_{1-x}B_x Alloys and C – Ni₂B // Phys. Rev. B. 1986. v. 34. № 10.p. 6725-6729.
3. Земляков М. Т., Сырых Г. Ф., Черноплёков Н. А., Мваб Э. Измерение парциальных плотностей колебательных состояний атомов Ni и B при аморфизации Ni₂B // ЖЭТФ. 1988. т. 94. № 11. с.365-369.
4. Белашенко Д. К. Построение моделей аморфного сплава Ni₂B // Физика металлов и металловедение. 2002. т. 93. №6. с. 6-10.

УДК 538,9: 548,4

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ОБЛУЧЕННОГО ФОРСТЕРИТА МЕТОДОМ РСА

Калашников А.С., Гопиенко И.В., Грохольский А.В.

Амурский государственный университет

Разработка, создание и исследование твердотельных лазеров нового поколения - одно из наиболее быстро развивающихся направлений лазерной физики. Велик и разнообразен объем фундаментальных исследований в этом направлении. В последнее время резко повысился интерес к новым лазерным материалам, которые можно использовать в качестве активных сред перестраиваемых лазеров и лазеров с ультракороткими импульсами видимого и ближнего ИК диапазонов. К числу наиболее известных и изученных на сегодняшний день лазерных материалов данного класса можно отнести кристаллы форстерита с хромом, $Mg_2SiO_4:Cr$. Исследованию образования точечных дефектов в оксидных кристаллах под воздействием высокоэнергетических частиц посвящено значительное количество работ. Однако, по нашим данным, нет работ посвященных исследованию структуры кристаллов форстерита подвергнутых облучению электронами высоких энергий.

Поэтому целью данной работы является исследование структурных изменений лазерных кристаллов форстерита с хромом под воздействием высокоэнергетического электронного облучения; выявление механизмов таких изменений в связи с процессами дефектообразования.

Объектом исследования являются кристаллы форстерита, нелегированные, легированные хромом $Cr:Mg_2SiO_4$ (0,11 вес.%) и после облучения электронами с флюенсом $7 \cdot 10^{13}$ электрон/см² на ускорителе «Микротрон СТ» импульсного воздействия (ИМЕТ РАН). Исследование проводилось методом рентгеноструктурного анализа. В задачу входил набор статистических данных для каждого образца с целью выяснить погрешность, полученную при подготовке для исследования.

В результате исследований установлено, что

1) величина погрешности результатов, вносимая растиранием образца $\epsilon < 1\%$, что является незначительным по отношению к изменениям получаемым в результате облучения;

2) при облучении высокоэнергетическими электронами происходит сдвиг дифракционных максимумов в сторону малых углов, что говорит об изменениях параметров решетки. Возможно, это происходит вследствие возникновения дефектов после облучения.

УДК 539.21

НОВЫЙ ТИП УГЛЕРОДНЫХ АДСОРБЕНТОВ

Михайлов А.И., Бабаев В.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Доклад посвящен созданию новых материалов на основе углерода. В последние годы этой теме посвящено огромное количество научных публикаций. Углерод занима-

ет одно из первых мест в научной литературе по новизне и практической значимости полученных результатов.

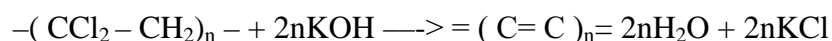
Действительно, в течение последних пятнадцати лет получены такие уникальные материалы на основе углерода как: алмазные пленки, фуллерены, нанотрубки и другие наноматериалы диэлектрик, обладающий рекордной твердостью; графит – полуметалл, является очень легким материалом, обладающие новыми важными для практических целей свойствами. Диапазон изменения физических свойств углерода рекорден: алмаз – прекрасный; нанотрубки – полупроводники. Исследование всех этих фаз показало, что углеродные технологии имеют большое будущее.

Однако все перечисленные фазы углерода не исчерпывают всех возможностей. Действительно, алмаз – это фаза углерода на основе тетраэдрических связей, что обеспечивает высокую жесткость. Графит построен на основе гексагональных связей, что обеспечивает ему высокую электропроводность. Но существует также и линейная форма углерода, в которой атомы соединяются в цепочку. В исследовании этой фазы в последнее время наблюдается значительный прогресс.

Данный доклад посвящен созданию углеродного нитевидного материала на основе этой новой фазы и исследованию некоторых его физических свойств. Показано, что нитевидный углеродный материал позволяет создать принципиально новое поколение адсорбентов, поскольку атомы жидкостей и газов легко умещаются между цепочками углерода.

Показано, что преимущество этого материала состоит в простоте технологии и резкому сокращению энергетических затрат на производство данного адсорбента.

В качестве исходного материала использовался полимер *поливинилиденхлорид* (ПВДХ). Структурная формула полимера: $-(CCl_2 - CH_2)_n-$. В процессе химической реакции *дегидрогалогенирования*



от молекулы полимера отщепляются атомы хлора и водорода, и цепочка становится углеродной. Продукт реакции содержит большое количество адсорбированной органики. Для ее удаления углеродный материал подвергался специальной обработке.

В докладе приведены данные инфракрасной и рамановской спектроскопии, масс-спектрометрии, экспериментальных исследований адсорбционных свойств. Оценена практическая значимость нового углеродного материала, показаны возможности его использования в качестве накопителя водорода для нового поколения двигателей, а также в качестве материала для холодного эмиттера электронов.

УДК 537.61

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ ГРАНИЦ ЗЕРЕН В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ

Макаев Р.И.

Башкирский Государственный Университет

Большинство реальных твердых тел используются в виде поликристаллов и неотъемлемой частью их структуры являются границы зерен (ГЗ). ГЗ влияют на многие

практически важные свойства материалов (химические, электрические, магнитные, механические). Свойства поликристаллов обусловлены не только исходной статической структурой ГЗ, но и изменениями этой структуры вследствие внешних воздействий. Эти изменения определяются характером взаимодействия, зависят от взаимодействия границ зерен с другими дефектами решетки. Создание адекватных моделей ГЗ в металлах и других кристаллических материалах является актуальной задачей. Чтобы понимать атомные механизмы, определяющие физические свойства поликристаллических материалов, и научиться управлять этими свойствами, необходимо знать атомную структуру границ зерен и элементарных актов ее перестройки. Выяснение деталей расположения атомов в границе требует эксперимента на атомном уровне разрешения, не искаженного поверхностными эффектами и погрешностями измерений, либо выполнения численных расчетов на ЭВМ. Преимущества численного моделирования на ЭВМ по сравнению с обычным экспериментом состоят в том, что можно построить любую структуру ГЗ и рассчитать любую характеристику. Наиболее удобными для моделирования ГЗ являются нанокристаллические материалы, поскольку в них удельный объем ГЗ выше. За исходную структуру была взята квазидвумерная модель нанокристаллического гранецентрированного никеля с периодическими граничными условиями, содержащая 3 специальные границы и 4 тройных стыка. Можно проследить изменение некоторых параметров в зависимости от удельного объема ГЗ и от взаимодействия границ зерен с другими дефектами решетки. Расчет конечного состояния проводился в молекулярной статике, используя метод погруженного атома. Рассчитывались структуры, содержащие до 50000 атомов. Были получены конечные состояния структуры, энергетические распределения.

УДК 620.186

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ NaCl, НАНЕСЕННЫХ ИЗ ВЫСОКОДИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ

Ломоносов А.М.¹, Мешков Е.Б.², Яминский И.В.^{1,3}

¹Институт элементарноорганических соединений им А.Н. Несмеянова РАН,

²Физический, ³Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.

Метод атомно-силовой микроскопии широко используется для исследования объектов микро- и наноразмера, в том числе наноструктур. Изучение нанокристаллов и упорядоченных наноструктур, а также методики их получения вызывают интерес не столько со стороны фундаментальной, но и прикладной науки [1]. Нами был разработан метод получения нанокристаллов из аэрозоля. Обнаружено образование упорядоченных наноструктур NaCl на поверхности слюды.

Нанокристаллы образовывались при нанесении 1 М раствора NaCl в дисциллированной воде в виде высокодисперсного аэрозоля на поверхность свежего скола слюды. Нанесение производилось в потоке воздуха в течении 2-5 сек. Исследование полученных структур проводилось на атомно-силовом микроскопе "Фемтоскан Онлайн" (Центр перспективных технологий) в контактном режиме при температуре 23° С и относительной влажности около 60%.

Было обнаружено (Рис.1), что через 60 минут после нанесения в некоторых областях на поверхности образца наблюдались параллельные ряды нанокристаллов NaCl шириной 300 ± 50 нм, высотой 60 ± 10 нм и длиной от 300 нм до >7 мкм. Расстояние между рядами нанокристаллов при этом было 1000 ± 300 нм. Контрольные измерения показали, что данные структуры сохранялись на образцах и через 7 суток, и через месяц, однако при этом происходит их укрупнение за счет поверхностной диффузии.

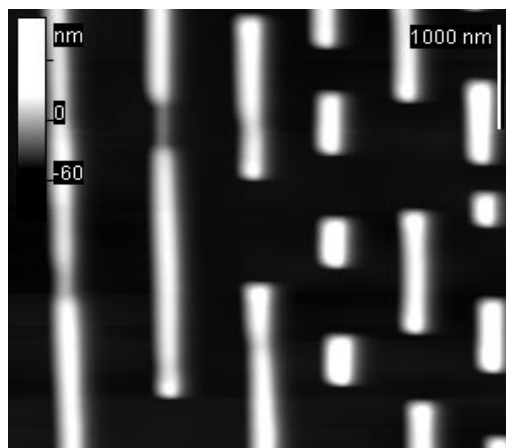


Рис. 1. Нанокристаллы NaCl на слюде.

Литература

1. Bennewitz R., Barwich V., Bammerlin M., Loppacher C., Guggisberg M., Baratoff A., Meyer E., Guntherodt H.-J. Ultrathin films of NaCl on Cu(111): a LEED and dynamic force microscopy study//Surface Science, 1999, 438, 289–296

УДК 538.975

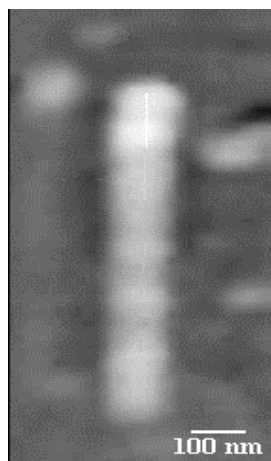
НАНО-МАСШТАБНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ (A–C:H) ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ СКАНИРУЮЩЕГО ЗОНДОВОГО МИКРОСКОПА

Андреева Н.П., Заведеев Е.В.

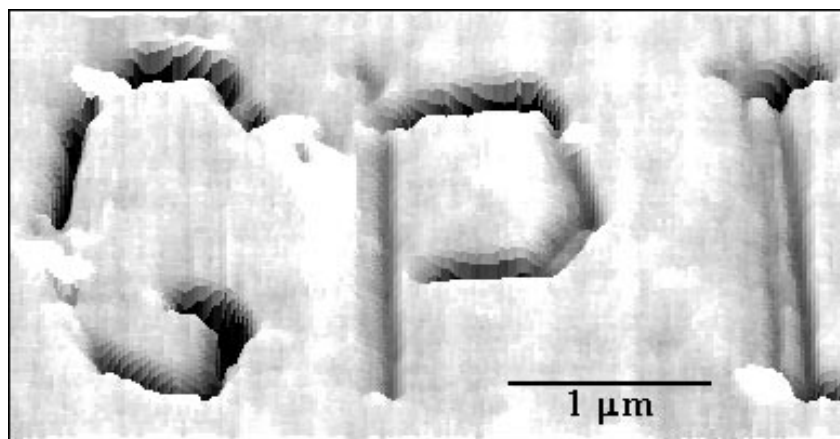
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последние годы процессы нано-масштабной модификации твердых тел путем воздействия на их поверхность электрическим полем в сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) привлекают пристальное внимание исследователей. Так, в экспериментах с кремнием и рядом металлов (Ti, TiN, Al, Cr) был продемонстрирован «рисунки», состоящий из нановыступов. Подобная модификация рассматривалась как результат локального окисления, или анодизации поверхности образца под зондом в присутствии адсорбированных водяных паров. Более сложное поведение наблюдалось в случае углеродных материалов. Некоторые из них, например графитоподобные [9] и алмазоподобные пленки [10], показали либо нановыступы либо нановпадины в области воздействия, в зависимости, главным образом, от величины приложенного к образцам положительного напряжения. Для других видов углерода, были зарегистрированы структуры только одного типа, например, только нановпадины в высокоориентированных пленках пирографита [11] или только нановыступы на поверхности алмаза с внедренным водородом [12]. Природа столь многообразной реакции углеродных материалов на электрические воздействия представляет большой интерес.

Настоящая работа направлена на исследование процессов модификации низкопроводящих гидрированных алмазоподобных (a-C:H) пленок (поверхностное сопротивление $R \sim 10^6 \text{ Ohm}/\square$) под действием электрического поля зонда СЗМ.



Нановыступ на поверхности (а-С:Н) пленки



Надпись 'GPI' нарисованная на поверхности а-С:Н) пленки

Для осуществления воздействий на пленки, между образцом и кантилевером прикладывалось импульсное напряжение (либо положительное, либо отрицательное или биполярное) в нескольких точках вдоль заданной линии, в ходе сканирования кантилевера в контактном режиме. Было установлено, что как геометрические, так и электрические параметры сформированных нанообъектов существенно зависят от формы импульса: при биполярном воздействии появляется нановпадина с высокопроводящим дном; в противном случае воздействия в большинстве случаев приводят к появлению низкопроводящих нановыступов.

Возможный механизм обнаруженных наноструктурных превращений а-С:Н пленок обсуждается.

Литература

1. T. Mühl, H. Brückl, G. Weise, G. Reiss, J. Appl. Phys. 82 (1997) 5255.
2. S. Myhra, Appl. Phys. A (2003), rapid communication, DOI: 10.1007/s00339-003-2370-7
3. T.R. Albrecht, M.M. Dovek, M.D. Kirk, C.A. Lang, C.F. Quate, D.P.E. Smith, Appl. Phys. Lett. 55 (1989) 1727.
4. M. Tachiki, T. Fukuda, K. Sugata, H. Seo, H. Umezawa, H. Kawarada, Jpn. J. Appl. Phys. 39, (2000) 4631.

УДК 669.866.018:448.7

СИНТЕЗ И АТОМНО-КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ФАЗ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В СПЛАВАХ КВАЗИБИНАРНОЙ СИСТЕМЫ $Yb_{1-x}Y_xFe_2$

Цырулин Н.Л., Галат В.А.

МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе проведены синтез фаз высокого давления в сплавах квазибинарной системы $Yb_{1-x}Y_xFe_2$ и рентгеноструктурное определение фазового состава и атомно-кристаллической структуры и кристаллоструктурных параметров.

Синтез фаз высокого давления проводился в Институте физики высоких давлений РАН методом закалки из расплава порошков соединений чистотой не менее 99,9%, предварительно выплавленных при атмосферном давлении. Синтез осуществлялся в камере типа “Тороид” при температурах до 2000 К и давлении 8 ГПа по методике, подробно описанной в [1]. Были синтезированы сплавы системы $\text{Yb}_{1-x}\text{Y}_x\text{Fe}_2$ следующих составов (по x): 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1.

Рентгенодифрактометрическое исследование осуществлялось на дифрактометре ДРОН-3 с использованием фильтрованного излучения от железного анода с автоматической регистрацией дифракционной картины на диаграмную ленту электронного потенциометра. Обработка результатов рентгеновских экспериментов проводилась по методике, описанной в [2].

В результате анализа рентгенодифракционных данных было установлено, что сплавы всех составов однофазны и их структура изотипна кубической фазе Лавеса типа MgCu_2 (C15), пространственная группа $\text{Fd}\bar{3}m$ и в её элементарной ячейке содержится 8 формульных единиц. Определение кристалло-структурных параметров показало, что величина параметра элементарной ячейки a для интерметаллида YbFe_2 составила 7,245 Å, а для YFe_2 – 7,356 Å, что хорошо согласуется с литературными данными [3]. Изучение концентрационной зависимости параметра a показало, что по мере изотипного замещения атомов иттербия атомами иттрия в системе $\text{Yb}_{1-x}\text{Y}_x\text{Fe}_2$ происходит монотонное, но нелинейное его возрастание.

Таким образом в результате проведенных исследований были впервые синтезированы фазы высокого давления сплавов квазибинарной системы $\text{Yb}_{1-x}\text{Y}_x\text{Fe}_2$, получены рентгеновски однофазные образцы и определены их кристаллоструктурные параметры.

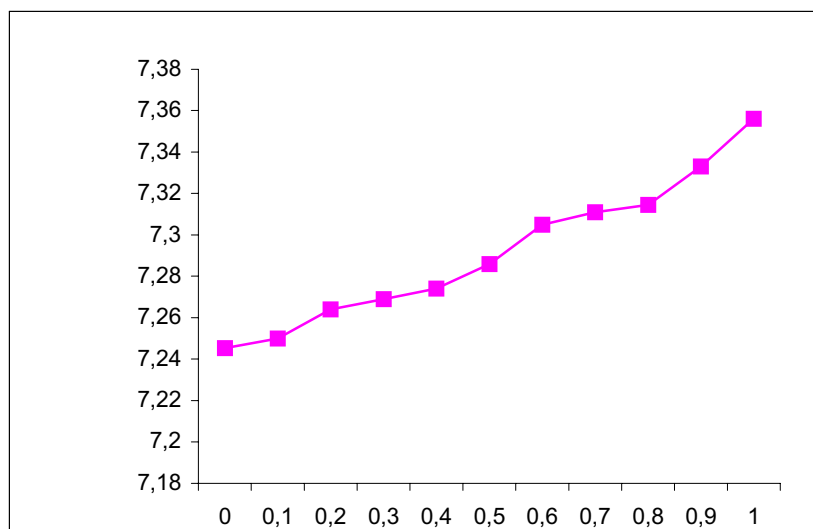
Данные о кристаллоструктурных параметрах фаз высокого давления в системе $\text{Yb}_{1-x}\text{Y}_x\text{Fe}_2$ приведены в таблице и на графике.

Состав, x	a , Å	$V_{\text{я.}}$, Å ³	$V_{\text{ф.е.}}$, Å ³
0	7,245	380,35	47,54
0,1	7,250	381,08	47,64
0,2	7,264	383,29	47,91
0,3	7,269	384,08	48,01
0,4	7,274	384,88	48,11
0,5	7,286	386,78	48,35
0,6	7,305	389,82	48,73
0,7	7,311	390,78	48,85
0,8	7,315	391,34	48,92
0,9	7,333	394,32	49,29
1	7,356	398,04	49,76

a – параметр элементарной ячейки;

$V_{\text{я.}}$ - объем элементарной ячейки;

$V_{\text{ф.е.}}$ – объем, приходящийся на формульную единицу.



Литература

1. L.G. Khvostantsev, L.F. Vereshchagin, A.P. Novikov, Device of toroid type for high pressure generation.// High temp – high press. 1977. V.9, p 637-639.
2. Г.С. Жданов, А.С. Илюшин, С.В. Никитина Дифракционный и резонансный анализ. М. “Наука” 1980. 256 с.
3. А.С. Илюшин Введение в структурную физику редкоземельных интерметаллических соединений. М. Изд-во МГУ, 1991, 176 с.

УДК 539.193/.194; 535.33/.34

КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ 9,10-АНТРАХИНОНА

*Березин К. В., Кривожижина Т. В., Нечаев В. В.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Методом гибридного функционала плотности DFT/B3LYP с базисным набором 6-31G(d) с использованием программы [1] выполнен расчет структуры, частот нормальных колебаний, абсолютных интенсивностей полос в ИК и КР спектрах 9,10-антрахинона и его изотопомеров симметрии D_{2h} . Выполнено отнесение и интерпретация колебательных спектров рассматриваемых соединений. Методом Пулаи [2] с использованием алгоритма [3] найдено эффективное гармоническое силовое поле 9,10-антрахинона в зависимых и независимых естественных координатах и координатах симметрии. Уточнение квантово-механического силового поля проводилось с использованием частот, полученных методом линейного масштабирования [4,5] по уравнению

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

$$v = av_{теор}^2 + bv_{теор}, \quad (1)$$

где $v_{теор}$ - вычисленная частота в см^{-1} , $a = -8.35(3) \times 10^{-6}$ см, $b = 0.9813(4)$. Для масштабирования частот валентных колебаний С=О были использованы другие коэффициенты: $a = -0.5915(1) \times 10^{-4}$ см, $b = 1.0610(0)$, полученные методом наименьших квадратов с использованием экспериментальных данных о частотах только С=О колебаний молекул из базы данных в [5]. Такая замена коэффициентов вызвана тем, что частоты С=О колебаний оказываются завышенными после масштабирования по формуле (1). Предложена новая методика получения эффективных силовых полей без непосредственного использования экспериментальных данных о частотах фундаментальных колебаний. С использованием полученных данных об абсолютных интенсивностях полос в спектрах КР 9,10-антрахинона и с учетом изменения форм колебаний за счет масштабирования силового поля проведено моделирование КР спектра. Обнаружено нетипичное распределение интенсивности для двух пар колебаний типа A_g и B_{3g} , которое объяснено интерференционными эффектами между компонентами тензора производных поляризуемости молекулы по нормальным координатам. Предложена новая интерпретация для четырех экспериментально наблюдаемых полос в спектре КР 9,10-антрахинона.

Литература

1. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B. et al. Gaussian 03, Revision B.03; Gaussian, Inc., Pittsburgh PA, 2003.
2. Pulay P., Fogarasi G., Pongor G., Boggs J.E., Vargha A., «*»*// J. Am. Chem. Soc. 1983, V. 105, № 24, p. 7037-7047.
3. Березин К. В., «Матричный метод нахождения масштабирующих множителей для квантово-механических силовых полей»// Оптика и спектроскопия, 2003, Т. 94, № 3, с. 394-397.
4. Yoshida H., Takeda K., Okamura J., Ehara A., Matsuura H., «A New Approach to Vibrational Analysis of Large Molecules by Density Functional Theory: Wavenumber-Linear Scaling Method»// J. Phys. Chem. A 2002, V. 106, № 14, p. 3580-3586.
5. Березин К.В., Нечаев В.В., Кривожижина Т.В., «Применение метода линейного масштабирования частот в расчетах нормальных колебаний многоатомных молекул»// Оптика и спектроскопия, 2003, Т. 94, № 3, с. 398-401.

УДК 541.64:539.2

АГРЕГАЦИЯ ЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В ПРИСУТСТВИИ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТОВ

Мамчиц Е.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследовано влияние полиэлектролитов на молекулярное состояние противоположно заряженного цианинового красителя. Изучено взаимодействие положительно заряженного цианинового красителя 3,3' - диэтил - 2,2' - тиокарбоцианин йодида (ДЭК) с отрицательно заряженными гелями на основе полиакриловой (ПАК) и полиметакриловой (ПМАК) кислот. Показано, что гели эффективно абсорбируют противоположно заряженный цианиновый краситель. При иммобилизации катионного красителя ДЭК в анионные гели ПАК и ПМАК краситель образует в основном Н-агрегаты. В водном растворе тех же полиэлектролитов краситель находится преимущественно в форме ди-

меров и одиночных молекул. Таким образом, трехмерная структура сетки способствует образованию агрегатов молекул красителей.

Проанализировано влияние полианионов (ПАК и ПМАК) на образование Н-агрегатов ДЭК. Показано, что в водных растворах в присутствии полиакриловой кислоты краситель сосуществует в форме димеров и одиночных молекул, тогда как в водных растворах полиметакриловой кислоты краситель кроме димеров и мономеров образует Н-агрегаты. В гелях на основе полиакриловой кислоты иммобилизованный краситель сосуществует в форме Н-агрегатов, димеров и одиночных молекул, тогда как в гелях на основе полиметакриловой кислоты краситель образует только Н-агрегаты и мономеры.

Исследована зависимость образования Н-агрегатов от доли заряженных звеньев в полимерной сетке. Показано, что увеличение плотности заряда полимерной цепи стимулирует образование агрегатов молекул красителей. Проведена оценка агрегационного числа для Н-агрегатов. Показано, что при увеличении концентрации красителя в водном растворе противоположно заряженного полиэлектролита наблюдается рост агрегационного числа. При иммобилизации красителя в полиэлектролитном геле агрегационное число не изменяется. При уменьшении плотности заряда полимерных цепей сетки геля наблюдается уменьшение агрегационного числа. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 03-03-32878).

УДК 539.2 : 541.64

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕНИЛАЛАНИНА С κ -КАРРАГИНАНОМ

Григорьев Т.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время широкое распространение в геной инженерии получило использование электростатических комплексов ДНК с положительно заряженными лигандами – катионными полиэлектролитами и липосомами – для невирусного транспорта генов. В определенных условиях такие комплексы заряжены положительно, что облегчает их проникновение в клетку в результате быстрого преодоления отрицательного электростатического потенциала клеточной оболочки. Высокая эффективность передачи геной информации электростатическими комплексами ДНК определяет актуальность детального исследования механизмов образования, структуры и физико-химических свойств этих комплексов. Однако, исследования в данной области осложняют трудоемкость получения значительных количеств высокоочищенных препаратов ДНК, необходимых для физических экспериментов. Одним из путей преодоления этой проблемы можно рассматривать моделирование поведения ДНК в присутствии лигандов некоторыми анионными полисахаридами, в частности, ι - и κ -каррагинанами. Эти линейные сильно заряженные полимеры с регулярной первичной структурой способны образовывать двойные спирали в определенных условиях. Они воспроизводят три основные физические характеристики ДНК – отрицательный заряд, высокую плотность заряда и двуспиральную конформацию.

Настоящая работа посвящена исследованию гелеобразования κ -каррагинана (природного полисахарида – полианиона) с аминокислотой – фенилаланином. Рассмотрено также поведение гелей при их инкубации в солевых растворах с различным рН.

В присутствии фенилаланина и KCl (0.1 моль/л) при всех исследуемых значениях рН (кислотность среды варьировалась в пределах $4 < \text{pH} < 10$) и концентрациях полисахарида (0.5 и 1 %) наблюдается гелеобразование κ -каррагинана. Показано, что после-

дующая инкубация сформированных гелей в растворе KCl (0.1 моль/л) не приводит к разрушению физического геля. Однако, наблюдается частичное выделение фенилаланина из геля в раствор, не зависящее от pH среды. Установлено, что при инкубации гелей каррагинана в солевых растворах фенилаланина с различным pH наблюдается частичное поглощение фенилаланина из раствора гелем. В кислой среде поглощение фенилаланина больше, чем в нейтральной и щелочной средах.

Исследование взаимодействия κ -каррагинана с фенилаланином при $\text{pH} < 6.3$ выполнено также методом высокочувствительной дифференциальной сканирующей калориметрии. Калориметрические измерения проведены на дифференциальном адиабатном сканирующем микрокалориметре “ДАСМ-4А” (НПО “Биофизприбор”) в интервале температур 10-90 °С при скорости нагревания 1 К/мин и избыточном давлении 4 атм. Концентрацию полисахарида (матрицы) варьировали в интервале 0.5-1.0 мг/мл, а концентрацию аминокислоты (лиганда) – в интервале 0,4 мг/мл - 8 мг/мл. В качестве фонового электролита использовали 30 мМ и 100 мМ KCl. Комплексы фенилаланин-каррагинан получали методом титрования. Сначала смешивали растворы матрицы и лиганда при $\text{pH} \sim 6,3$, где они заряжены одноименно, а затем медленно доводили pH смеси до заданного значения в интервале 2-5. В этом интервале pH матрица заряжена отрицательно, а лиганд – положительно. Установлено, что калориметрические параметры (температура и энтальпия) перехода спираль-клубок κ -каррагинана в присутствии фенилаланина, определенные из термограммы первого сканирования, не отличаются существенно от параметров для свободного полисахарида во всем исследованном интервале pH.

Методом атомно-силовой микроскопии исследованы локальные сетки κ -каррагинана, абсорбированные на поверхности. Проанализировано влияние фенилаланина. Измерения проводились на воздухе в режиме прерывистого контакта.

Работа выполнена при поддержке гранта INTAS № 00-243

УДК 535.215

ИЗУЧЕНИЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В КОМПЛЕКСАХ НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ

*Бакулин А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Такие качества сопряженных полимеров как проводимость, механическая гибкость и оптические свойства делают их привлекательными в самых различных областях. Особый интерес для области фотовольтаики представляют смеси полимеров с органическими акцепторами, в которых наблюдаются процессы генерации и фотоиндуцированного переноса заряда, приводящие к пространственному разделению зарядов между молекулами полимера, работающего как донор, и молекулой акцептора. В большинстве исследуемых смесей взаимодействие донора с акцептором происходит только в возбужденном состоянии. Особый интерес представляют смеси, в которых донор с акцептором образуют комплекс, т.е. взаимодействуют в основном состоянии.

Мы работали с одним из наиболее перспективных в области фотовольтаики полимеров – полипарафениленвинилоном (ПФВ). В ходе работы было установлено, что

* Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.

при добавлении в пленки ПФВ акцепторов динитроантрохинона и тринитрофлуоренона происходит: во-первых, эффективное гашение фотолюминесценции примерно на 3 порядка, во-вторых, появление красного хвоста поглощения в области, где составляющие смеси по отдельности прозрачны, в-третьих, изменение структуры пиков фотоиндуцированного поглощения, при котором доминирующими становились пики, соответствующие заряженным состояниям. По этим результатам можно сделать вывод, что в исследуемых образцах молекулы ПФВ и акцепторов взаимодействуют в основном состоянии. При фотовозбуждении, как самого полимера так и появляющихся за счет взаимодействия с акцептором уровней, происходит перенос заряда на молекулу акцептора, т.е. происходит формирование комплекса с переносом заряда. Однако, по результатам сравнения с хорошо изученной смесью ПФВ и фуллерена C₆₀, эффективность этого процесса невысока. Особого внимания заслуживает тот факт, что механизм релаксации возбуждения в заряды сохраняется при возбуждении в хвост поглощения, возникающий в результате формирования комплекса. Это говорит о возможности расширения области чувствительности фотоэлементов на сопряженных полимерах.

УДК 548.75+539.23+578.742+548.0:535

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ДИНАМИКИ ЗАЦЕПЛЕННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМ

Долгушев М.В., Крутьева М.А., Фаткуллин Н.Ф.

Казанский государственный Университет

Микроскопические модели динамики зацепленных полимерных расплавов приводят к интегро-дифференциальным уравнениям для автокорреляционных функций [1-3]:

$$\frac{\partial}{\partial t} C_p(t) + \int_0^t \Gamma_p(t-\tau) \frac{\partial C_p(\tau)}{\partial \tau} d\tau = -\gamma_p C_p(t) \quad (1)$$

Структура уравнений (1) оказывается достаточно сложной, вследствие сложного вида ядра $\Gamma_p(t)$ - функции памяти. Мы предлагаем, основываясь на подходящем приближении функции памяти, построить теорию возмущений, которая позволяет получить аналитические приближения уравнения (1).

В качестве нулевого приближения функции памяти используется экспоненциальная функция $\Gamma_p^{(0)}(t) = \gamma_p e^{-\gamma_p t}$, начальное значение и нулевой момент которой совпадает с нулевым значением и нулевым моментом функции памяти исходного уравнения (1). Его решение:

$$C_p^{(0)}(t) = \alpha e^{-z_1 t} + \beta e^{-z_2 t} \quad (2)$$

Далее мы строим теорию возмущений, вводя поправку к экспоненциальной функции памяти $\delta\Gamma_p(t) = \Gamma_p(t) - \Gamma_p^{(0)}(t)$, и вычисляем первое приближение данной теории возмущений:

$$C_p^{(1)}(t) = (A_1 t + B_1)e^{-z_1 t} + (A_2 t + B_2)e^{-z_2 t} \quad (3)$$

Для дважды ренормированной модели Рауза расчеты первой поправки показали, что уже нулевой порядок хорошо описывает автокорреляционные функции. Таким образом, аппроксимация функции памяти в уравнении (1) экспоненциальной функцией оказывается достаточно удачной.

Работа поддержана РФФИ-02-03-32921, Volkswagen-Stiftung (1/74602), CRDF BRNE.

Литература

1. K.S. Schweizer // J. Chem. Phys. 91, 5802, 1989.
2. K.S. Schweizer // J. Chem. Phys. 91, 5822, 1989.
3. N.Fatkullin, R.Kimmich, M.Kroutieva // ЖЭТФ, V. 91, p.15

УДК: 537.61+537.622

СПОНТАННОЕ И ИНДУЦИРОВАННОЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ УПОРЯДОЧЕНИЯ В СИНГЛЕТНЫХ СИСТЕМАХ: $\text{NOVA}_2\text{CU}_3\text{O}_{7-x}$ ($0 \leq x \leq 1$)

*Демидов А.А., Колмакова Н.П.

Брянский государственный технический университет

Основным состоянием мультиплета, расщепленного кристаллическим полем (КП), в редкоземельных (РЗ) соединениях с некрамерсовскими ионами (Tb^{3+} , Ho^{3+} и др.) может быть синглетный уровень. Возможность спонтанного магнитного упорядочения при понижении температуры в таких системах зависит от величины обменного и дипольного взаимодействий и энергетической щели, отделяющей основной синглет от ближайших возбужденных состояний. В некоторых соединениях с известными параметрами обменного взаимодействия и величиной щели объяснить спонтанное магнитное упорядочение возможно только при учете сверхтонкого взаимодействия. Как было показано в наших работах [1], в соединениях $\text{NOVA}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, которые при $x < 0.6$ являются ВТСП, магнитное поле $H_{\parallel[001]}$ приводит к пересечению нижних энергетических уровней РЗ иона (кроссовер), которое при низких температурах сопровождается скачком на кривой намагничивания $M(H)$. Сравнительно слабые парные взаимодействия могут приводить к магнитному упорядочению вблизи кроссовера, где основное состояние оказывается вырожденным вследствие пересечения уровней. Данная работа посвящена изучению влияния сверхтонкого взаимодействия на фазовую диаграмму антиферромагнитного упорядочения, как индуцированного внешним магнитным полем, так и спонтанного, на примере семейства $\text{NOVA}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с разной величиной дефицита по кислороду x с целью выбора условий для последующего экспериментального исследования.

Для расчета эффекта Зеемана, магнитных характеристик и фазовых диаграмм соединений $\text{NOVA}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ использовался гамильтониан H , включающий гамильтониан

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

КП, записанный через эквивалентные операторы O_n^m , зеемановский член, гамильтониан обменного и дипольного взаимодействий в приближении молекулярного поля и гамильтониан сверхтонкого взаимодействия.

$$H = \sum_{n,m} B_n^m O_n^m - g_J \mu_B \mathbf{HJ} + \sum_{i,j} [\lambda_{\perp} (M_{jx} J_{ix} + M_{jy} J_{iy}) + \lambda_z M_{jz} J_{iz}] + A_J \mathbf{JI}. \quad (1)$$

Здесь $n=2, 4, 6$; $m=0, 2, 4, 6$ - для орторомбической ($x < 0.6$) и $m=0, 2, 4$ - для тетрагональной ($x > 0.6$) симметрии; g_J - фактор Ланде, \mathbf{J} - оператор углового момента РЗ иона; $\mathbf{M}_j = g_j \mu_B \langle \mathbf{J}_j \rangle$; \mathbf{I} - оператор ядерного спина. Параметры B_n^m для разных x известны из экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов [2]; обменные константы λ могут быть найдены через значения T_N , которые варьируются от 0 К ($x=1$) до 0.19 К ($x=0$); $A_J \approx 0.027 \text{ см}^{-1}$ [3]. Магнитные характеристики вычислялись на основе спектра и волновых функций иона Ho^{3+} , которые рассчитывались путем численной диагонализации гамильтониана H для каждого значения H и T с решением соответствующих самосогласованных задач.

Наши расчеты в общем формализме на базисе основного мультиплета для $H=0$ подтвердили вывод работ [4], в которых расчеты были проведены в приближенной модели на двух нижних уровнях, о невозможности объяснения спонтанного упорядочения в $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ без учета сверхтонкого взаимодействия. При этом также были выявлены некоторые некорректности подхода, использованного в [4].

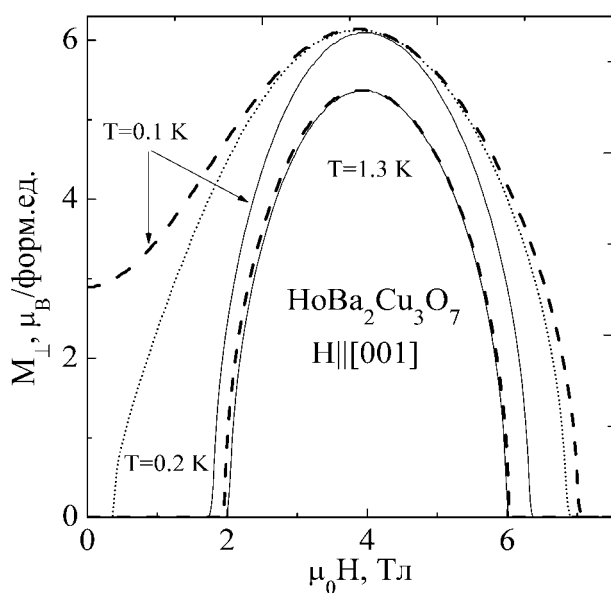


Рис. 1

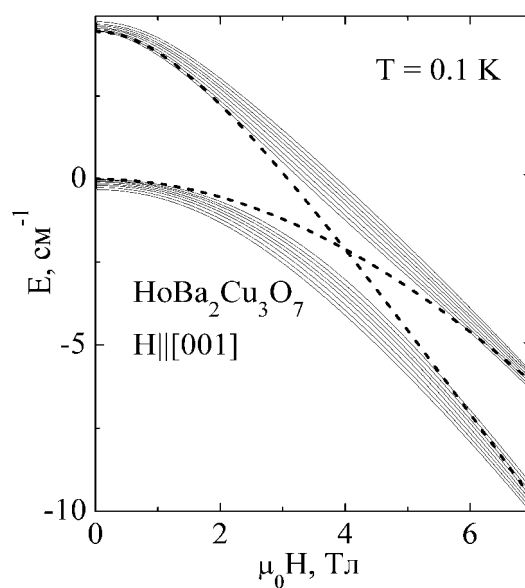


Рис. 2

В поле $H \parallel [001]$ вблизи H_c , которое варьируется от 4 Тл для $x=0$ до 4.75 Тл для $x=1$, происходит пересечение основного синглета первым возбужденным энергетическим уровнем. Учет обменного взаимодействия приводит при достаточно низких температурах к появлению магнитного упорядочения в области кроссовера, которое сопровождается отклонением магнитных моментов от направления поля и появлением антипараллельных на соседних узлах составляющих магнитных моментов в плоскости (001). $M_{\perp}(H)$ изображена на рис. 1 для разных T в случае $x=0$. Эти зависимости получены без учета (непрерывные линии) и с учетом (штриховые и точечная линии) сверхтонкого взаимодействия. Видно, что учет сверхтонкого взаимодействия мало влияет на

$M_{\perp}(H)$ при температуре 1.3 К, но при более низких температурах существенно изменяет M_{\perp} и значительно расширяет область упорядочения. Отметим, что без учета сверхтонкого взаимодействия кривые $M_{\perp}(H)$ совпадают для $T < 0.8$ К. При повышении температуры происходит сужение области упорядочения и ее исчезновение при $T > 1.8$ К. На рис. 2 приведен эффект Зеемана (показаны два нижних уровня), рассчитанный без учета обменного и сверхтонкого взаимодействий (штриховые линии) и с учетом их (непрерывные линии). Обменное взаимодействие снимает вырождение в кроссовере, сверхтонкое взаимодействие приводит к расщеплению каждого из уровней на 8 компонент (для ^{165}Ho $I=7/2$), за счет спонтанного упорядочения уровни расщеплены уже при $H=0$.

Общий вывод из проделанных нами расчетов магнитных характеристик соединений $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ состоит в том, что сверхтонкое взаимодействие слабо влияет на магнитное упорядочение в области кроссовера при $T > 0.5$ К и оказывает весьма существенное влияние при температурах близких к T_N .

Литература

1. А.А. Демидов, З.А. Казей, Н.П. Колмакова, Вестник МГУ №3 (2002) 53; ЖММ 258-259 (2003) 590.
2. U. Staub, J. Mesot, M. Guillaume et al., Phys. Rev. B 50 (1994) 4068.
3. А. Абрагам, Б. Блини. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, Изд. Мир, Москва, 1972, с. 335.
4. B. Roessli, P. Fischer, U. Staub et al. Europhys. Lett. 23 (1993) 511; J. Appl. Phys. 75 (1994) 6337.

УДК. 548.527+548.55

КОНКУРИРУЮЩИЕ РОСТОВЫЕ ЦЕНТРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПИРАМИДЫ (101) И ПРИЗМЫ (100) КРИСТАЛА KDP, ПРИ РОСТЕ ИЗ РАСТВОРА

Бредихин В.И., Галушкина Г.Л., Кузнецов С.П., Кулагин А.А и Мальшакова О.А.

Институт Прикладной Физики, Российской Академии Наук

Процессам роста кристаллов KDP из растворов, в последнее время, уделяется большое внимание. Это связано, прежде всего, с необходимостью получения крупногабаритных, высококачественных монокристаллов для целей управляемого лазерного термоядерного синтеза (ICF). Одним из наиболее важных вопросов в этой проблеме является морфологическая устойчивость растущей поверхности, возможность управления ее структурой.

Важной составляющей данных исследований является исследование устойчивости *in situ* растущей поверхности большой площади в условиях близких к реальной технологии, т.к. понимание этих процессов, умение ими управлять сейчас становится очень важным для развития эффективных технологий выращивания высококачественных крупногабаритных кристаллов.

Целью нашей работы является исследование растущей поверхности кристаллов KDP *in situ*. Представлены некоторые результаты исследования *in situ* морфологии растущей поверхности граней (100) и (101) кристалла KDP в условиях одностороннего роста и контролируемых гидродинамических условий. Работа интересна в первую очередь специалистам, занимающимся выращиванием крупногабаритных кристаллов высокого

качества. Поскольку понимание процессов происходящих на поверхности в процессе выращивания, является основополагающим фактором для получения высококачественных водорастворимых кристаллов.

УДК 535.317.1

ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ ЗАПИСАННЫХ В СИСТЕМЕ ТРЕХУРОВНЕВЫХ ЦЕНТРОВ

Русинов А.П.

Оренбургский Государственный Университет

Исследована динамика записи нестационарных фазовых голограмм в системе насыщаемых трехуровневых центров. Рассмотрен случай, когда на образец падает световое поле с синусоидально промодулированной интенсивностью. Решена система балансных кинетических уравнений для населенностей n_0 , n_S , n_T и получено точное решение для случая постоянной интенсивности накачки и приближенное решение для случая медленно изменяющейся интенсивности [см. подробнее 1]. Для анализа кинетики населенностей использовалось второе решение, основанное на приближении квазистационарной населенности в подсистеме S – уровней.

На основе уравнения теплопроводности найден точный вид инициированного теплового поля. Предполагая данную решетку тонкой, поглощение на выбранной длине волны пробного луча малым и учитывая влияние теплового поля в дополнительном набеге фазы $\Phi(x, t)$, решена задача дифракции пробной световой волны на записанной фазовой решетке и найдено выражение для расчета дифракционной эффективности тонкой фазовой голограммы

$$\eta_m(t) = \frac{1}{\Lambda^2} \left| \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp[-i\Phi(x, t)] \exp\left[-im \frac{2\pi x}{\Lambda}\right] dx \right|^2,$$

где m – порядок дифракционного максимума, Λ - период записанной тепловой структуры.

Проведен численный расчет сигналов ДЭГ для голограмм записанных на синглетном и триплетном уровнях. В качестве модельной среды использовались полимерные пленки ксантеновых красителей (эозин, эритрозин).

Анализ полученных кривых показывает, что при увеличении интенсивности накачки, максимальная ДЭГ на тепловой решетке уменьшается, вследствие более сильных искажений профиля решетки и более быстрого ее затирания. Зависимость максимальной амплитуды ДЭГ от интенсивности излучения накачки для дифракционных максимумов 2-го и 3-го порядка линейна, а для дифракционного максимума 1-го порядка линейная зависимость на малых интенсивностях искажается вследствие насыщения.

Литература

1. Кучеренко М.Г., Русинов А.П. Оптическая запись нестационарных пространственных структур в системе насыщаемых трехуровневых центров//Квант. электр.2004.№8.15с.

**ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ТВЕРДЫХ ТЕЛ
И НАНООБЪЕКТОВ****Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Кульбачинский Владимир Анатольевич**

УДК 621.315.592

**ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ
PbTe(Mn, Cr) И PbTe(Mn, Mo)**

Арташкин А. И., Кожанов А. Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Легирование сплавов на основе теллурида свинца некоторыми элементами приводит к появлению ряда эффектов, нехарактерных для исходного материала.

Известно, что стабилизация уровня Ферми при легировании PbTe некоторыми переходными и редкоземельными элементами (Yb, Cr) осуществляется внутри одной из разрешенных зон, и связана с изменением валентности примесных атомов на 1: $\text{Yb}^{2+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ и $\text{Cr}^{2+} \rightarrow \text{Cr}^{3+}$, в отличие от легирования элементами III группы, когда валентность меняется на 2. Примесные состояния, формируемые другим переходным металлом – молибденом – в твердых растворах на основе теллурида свинца ранее не исследовались.

В настоящей работе проведены исследования транспортных и магнитных свойств сплавов PbTe(Mn, Cr) и PbTe(Mn, Mo), при различном содержании примеси. Известно, что легирование PbTe марганцем не приводит к образованию примесных уровней вблизи разрешенных зон, а лишь увеличивает ширину запрещенной зоны полупроводника. Количество хрома, введенного в кристалл, было достаточным для стабилизации уровня Ферми во всех исследованных образцах, поэтому в серии образцов с разной концентрацией марганца уровень Ферми мог быть стабилизирован как в зоне проводимости, так и внутри запрещенной зоны. Обнаружено аномальное поведение стабилизированного уровня Ферми при изменении концентрации марганца в сплаве.

Показано, что в PbTe(Mn, Mo) уровень Ферми может быть стабилизирован как в валентной зоне, так и внутри запрещенной зоны. В последнем случае наблюдается значительная задержанная фотопроводимость, как и в случае PbTe(Mn, Cr).

Исследования магнитной восприимчивости показали, что магнитные свойства как PbTe(Mn, Cr), так и PbTe(Mn, Mo) определяются слабым антиферромагнитным взаимодействием между ионами марганца. Кроме того, обнаружено, что в PbTe(Mn, Mo) на температурной зависимости обратной восприимчивости при температурах ~ 100 К наблюдается излом – отклонение от закона Кюри-Вейсса. В PbTe(Mn, Cr) такого поведения магнитной восприимчивости не наблюдается. Обсуждаются возможные причины появления эффекта.

УДК 621.315.592

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ТИПА МЕТАЛЛ-ДИЛЕКТРИК В ЛЕГИРОВАННЫХ ГАЛЛИЕМ СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ РВТЕ

Дмитриев Н.Н., Голубев А.В.

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

С целью уточнения легирующего действия галлия в сплавах на основе теллурида свинца были исследованы гальваномагнитные свойства сплавов $Pb_{1-x}Ge_xTe$ ($0 \leq x \leq 0.08$) легированных галлием ($C_{Ga} = 0.3 - 3 \text{ mol. } \%$) в интервале температур $4.2 \leq T \leq 300 \text{ K}$ и в магнитных полях $B \leq 0.1 \text{ Тл}$.

Обнаружено, что зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ и коэффициента Холла $R_H(T)$ в $PbTe$ с низким содержанием галлия ($C_{Ga} \leq 0.3 \text{ mol. } \%$) имеет металлический характер, а знак R_H положителен во всем исследованном интервале температур. При увеличении концентрации Ga ($C_{Ga} = 0.5 - 0.7 \text{ mol. } \%$) характер зависимостей $\rho(T)$ и $R_H(T)$ меняется на полупроводниковый, происходит инверсия типа проводимости и реализуется диэлектрическое состояние с очень низкими близкими к собственной концентрациями носителей заряда ($10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$). В сплавах $n-Pb_{1-x}Ge_xTe$ содержащих $1.5 - 2.0 \text{ mol. } \%$ галлия температурные зависимости гальваномагнитных коэффициентов ρ и R_H имеют полупроводниковый характер. В области максимальных значений введенной примеси ($C_{Ga} > 2.0 \text{ mol. } \%$) происходит переход к металлическому типу проводимости, а концентрация свободных электронов растет.

Результаты работы объясняются в рамках модели энергетического спектра носителей заряда в $PbTe$ и сплавах на его основе, предполагающей формирование двух дефектных уровней и перераспределение носителей заряда между примесными и разрешенными зонами при легировании галлием. При увеличении содержания галлия в исследованных образцах мы наблюдали два последовательных электронных перехода. Первый переход в $PbTe$ из металлической фазы p -типа в диэлектрическое состояние n -типа с уровнем Ферми стабилизированным примесным уровнем галлия E_{Ga1} в запрещенной зоне. В сплавах содержащих германий ширина запрещенной зоны возрастает, в диэлектрической фазе уровень Ферми пинингуется в запрещенной зоне вторым примесным уровнем E_{Ga2} , который заполняется электронами с ростом содержания галлия и реализуется последующий переход из диэлектрической в металлическую фазу n -типа. Таким образом, установлено, что при вариации содержания галлия в $PbTe$ и сплавах на его основе можно реализовать любую желаемую степень заполнения энергетических зон и любой тип проводимости. Построены диаграммы перестройки энергетического спектра исследованных сплавов при вариации содержания примеси.

УДК 538.955

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ Er^{3+} В СТРУКТУРАХ SiO/SiO_2 С КРЕМНИЕВЫМИ НАНОКРИСТАЛЛАМИ

*Тетеруков С.А., Жигунов Д.М., Лисаченко М.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Интерес к люминесценции ионов эрбия Er^{3+} в различных кремниевых структурах в последние годы вызван потребностью создания устройств, эффективно излучающих

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

на длине волны 1.5 мкм, которая соответствует минимуму поглощения волоконно-оптических линий связи [1]. Одной из перспективных для практических применений структур является система чередующихся слоев квазиупорядоченных кремниевых нанокристаллов со слоями диоксида кремния, легированная ионами эрбия (далее *nc-Si/SiO₂:Er³⁺*) [2,3]. Исследования показали, что в данных структурах линия люминесценции ионов эрбия заметно уширена (ширина на половине высоты $\Delta\lambda \sim 40$ нм) по сравнению с аналогичной полосой в образцах, где эрбий находится в матрице однородного диоксида кремния ($\Delta\lambda \sim 10$ нм) [4]. Спектральная ширина линии оказывается тем больше, чем больше размер кремниевых нанокристаллов, содержащихся в системе. Это свойство можно было бы использовать при построении различных оптоэлектронных устройств, в которых необходимо варьировать полосу пропускания, ширину спектра и т.д. В данной работе предложена модель, объясняющая вышеупомянутое поведение ширины линии люминесценции эрбия в структурах *nc-Si/SiO₂:Er³⁺*.

Наличие в структурах *nc-Si/SiO₂:Er³⁺* областей с различными значениями диэлектрических проницаемостей неизбежно приводит к неоднородной поляризации среды в электрических полях. Ионы Er^{3+} в такой системе наводят на границах раздела областей с различными значениями диэлектрических проницаемостей заряды изображения, электрическое поле которых в свою очередь воздействует на сами ионы, вызывая дополнительное расщепление уровней энергии. Как следствие этого происходит добавочное уширение линии люминесценции по сравнению с системами, в которых Er^{3+} находится в диэлектрически однородной матрице.

В работе получены следующие основные результаты: 1) измерены спектры люминесценции ионов Er^{3+} в структурах с различными размерами нанокристаллов; 2) выполнены расчеты энергий штарковского расщепления уровней ионов Er^{3+} в этих структурах; 3) установлено, что величина расщепления возрастает при увеличении контраста диэлектрической проницаемости в слоях диоксида кремния и кремниевых нанокристаллов, а также при приближении иона к границе раздела слоев. Полученные результаты хорошо объясняют наблюдающееся в эксперименте дополнительное уширение полосы эрбиевой люминесценции с ростом толщины нанокристаллических слоев.

Авторы выражают огромную признательность своим научным руководителям Кашкарову П.К. и Тимошенко В.Ю. за помощь в процессе выполнения работы.

Литература

1. G.S. Pomrenke, P.B. Klein, D.W. Langer. „Rare Earth Doped Semiconductors” // MRS Proc. **301** (1993).
2. M. Schmidt, M. Zacharias, S. Richter, et al. //Thin Sol. Film. **397**, 211 (2001).
3. J. Heitmann, M. Schmidt, M. Zacharias, et al. //Mat. Sci. and Engin. **B105**, 214 (2003).
4. A. Polman // J. Appl. Phys. **82**, 1 (1997).
5. В. Смайт. Электростатика и электродинамика. М. Ин. Лит. (1954).
6. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука. М. (1970).
7. [П. В. Елютин, В.Д. Кривченков. Квантовая механика. М. Наука (1976).

УДК 548.55

ВЫРАЩИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛА И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФАЗЫ LiCu_2O_2

Сусанина Т.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,

В настоящее время фаза LiCu_2O_2 привлекает внимание исследователей как купрат, имеющий в кристаллической структуре характерные для высокотемпературной сверхпроводимости Cu-O фрагменты, как модельный объект для изучения особенностей низкоразмерных магнетиков, а также эффектом порогового переключения электрическим полем из высокоомного в низкоомное состояние [1]. Кристаллы LiCu_2O_2 имеют орторомбическую симметрию $Pnma$, $a = 5.730$, $b = 2.860$, $c = 12.417 \text{ \AA}$, $Z = 4$ [2]. Своими интересными свойствами кристалл обязан наличию в структуре как одно-, так и двухвалентных катионов меди. Структуру соединения можно представить как последовательное чередование трёх слоёв: $-\text{Cu}^+$, $-\text{O Cu}^{2+} \text{O Li}-$ и $-\text{Li O Cu}^{2+} \text{O}-$ (см. рис. 1). Вдоль оси a простираются цепочки из чередующихся Cu-O- и Li-O-пирамид, а вдоль оси b – линейные цепочки, состоящие только из Cu-O-или Li-O-пирамид. Магнитная структура этой фазы формируется двумя обменно-связанными между собой линейными цепочками из катионов Cu^{2+} , вытянутыми вдоль оси b и принадлежащим двум соседним LiCu_2O_2 -слоям. Эти катионы образуют лестницепоподобную систему из двух цепочек со спином $S = 1/2$. На магнитной восприимчивости с понижением температуры наблюдается широкий максимум, характерный для низкоразмерных магнетиков. Однако, при дальнейшем понижении температуры до $T_N = 22 \text{ K}$ в этом соединении происходит переход в антиферромагнитное состояние [3]. Установление трёхмерного магнитного порядка может быть вызвано дефектами, связанными с взаимными частичными замещениями катионов Cu^{2+} и Li в их структурных позициях, а также геометрической фрустрацией обменного взаимодействия. На наличие в решётке повышенного беспорядка также указывают электрические свойства кристалла (прыжковый механизм проводимости по локализованным состояниям) [4]. Устранение локализации может способствовать переходу в сверхпроводящее состояние при низких температурах, а также сильно изменить электрические свойства.

В связи с этим актуальными задачами на данный момент являются уточнение распределения катионов по позициям кристаллической структуры, выяснение механизмов переноса заряда и целенаправленное изменение свойств фазы путём вариаций условий её синтеза. Первым шагом на пути решения этой проблемы является построение фазовой диаграммы системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{CuO}$ и нахождение области гомогенности фазы LiCu_2O_2 , если она существует.

В данной работе выращивание монокристаллов осуществлялось методом кристаллизации из раствора в расплаве на воздухе. Наличие других фаз проверялось с помощью рентгенофазового анализа и по зависимости теплоёмкости от температуры. Термогравиметрический анализ совпадает с данными [4] и показывает, что фаза устойчива в ограниченном диапазоне температур $890 - 1050^\circ\text{C}$. Также был произведён синтез керамических образцов следующего состава: $(1-x)\text{Li}_2\text{O} \times (x)\text{CuO}$ с $x = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.857, 0.9 \text{ mol\%}$. По предварительным данным получена фазовая диаграмма.

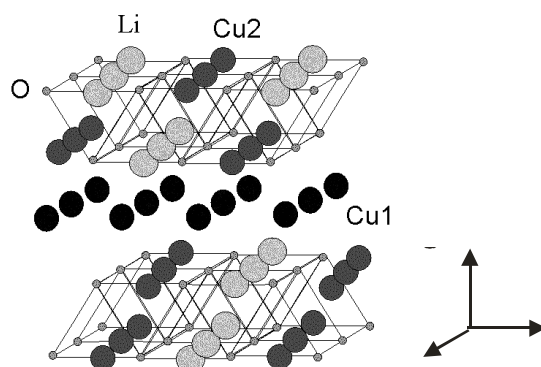


рис.1

1. Буш А.А., Каменцев К.Е. “Электрическая неустойчивость кристаллов LiCu_2O_2 ”// Физика твердого тела, 2004, т.46, №3, с.433-440.
2. Berger R., Meetsma A. and S. van Smaalen “The structure of LiCu_2O_2 with mixed-valence copper from twin-crystal data”// J. Less-Common Met., 175, 1991, p.119-129.
3. Воротинова А.М., Понкрац А.И., Петраковский Г.А., Саблина К.А. и др. “Магнитные и резонансные свойства монокристаллов LiCu_2O_2 ”// ЖЭТФ, 1998, т.113, №5, с. 1866-1876.
4. Буш А.А., Каменцев К.Е., Тищенко Э.А. “Выращивание, термическая стабильность и электрические свойства монокристаллов LiCu_2O_2 ”// Неорганические материалы, 2003, Т.39, №12, с.1-7.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ НА ОСНОВЕ ХРОМА

*Крупенин В.А., Залуин В.О., Зорин А.Б.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Введение

Устройства, использующие явление кулоновской блокады, обладают уникальными свойствами и поэтому уже неоднократно использовались в качестве датчиков в сложных физических экспериментах. В данной работе мы описываем свойства плёнок, представляющих из себя массивы островов нанометровых размеров, разделённых слоями диэлектрика. Такие плёнки демонстрируют явление кулоновской блокады а также новое, ранее не наблюдавшееся явление переключения из блокадного в проводящее состояние.

Изготовление образцов

Для изготовления образцов использовалась двухтенева технология формирования наноструктур. Исследуемые хромовые плёнки и алюминиевые подводящие электроды формировались посредством последовательного теневого напыления под двумя

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

разными углами к поверхности через подвешенную маску без разрыва вакуумного цикла. На первом этапе производилось формирование исследуемой хромовой плёнки. Для этого применялось электронно-лучевое испарение гранул чистого хрома в атмосфере кислорода (давлением порядка 10^{-6} мБар). Толщина полученной плёнки составляла 7-8 нм. На втором этапе производилось формирование подводящих алюминиевых электродов (см. Рис. 1). Исследуемые плёнки имели одинаковую ширину 100 нм, в то время как их длина составляла 200, 500 и 1000 нм.

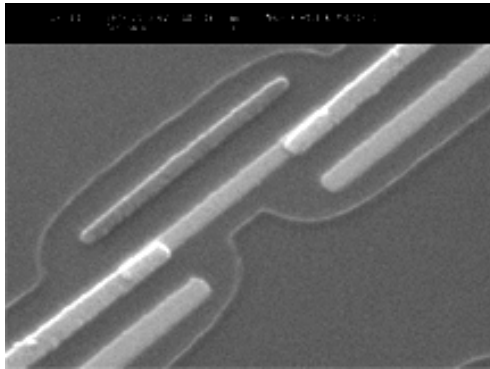


Рис. 1. SEM фотография хромовой плёнки и алюминиевых подводящих электродов

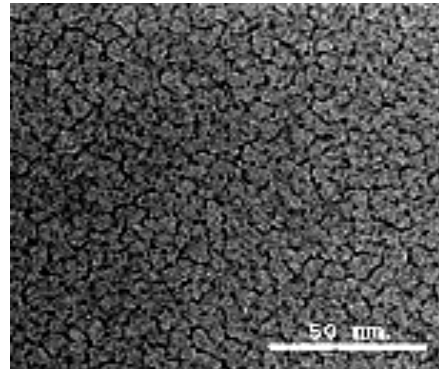


Рис. 2. ТЕМ фотография, демонстрирующая гранулированную структуру исследуемых плёнок

Характеризация образцов

Сопротивление исследуемых плёнок, измеренное при комнатной температуре, существенным образом зависело от давления кислорода, поддерживаемого в процессе напыления. Плёнки, изучавшиеся в эксперименте и имевшие сопротивление на квадрат $\rho \approx 10R_k$, где $R_k \equiv h/e^2 \approx 25.8k\Omega$ - квантовое сопротивление, напылялись при давлении кислорода 10^{-6} мБар. Межгранульное сопротивление (по порядку величины равно R_k) существенно превосходило квантовое, обуславливая одноэлектронный характер транспорта в исследуемых плёнках. ТЕМ фотография изготовленных плёнок представлена на рисунке 2. Они имеют гранулированную структуру. Проводящие хромовые острова (светлые области на рисунке), имеющие размер порядка 10-20 нм и разделённые туннельными барьерами (CrO_x), образуют внутри исследуемой плёнки двумерный массив, имеющий ширину 5-10 островов.

Обсуждение результатов

Вольтамперные характеристики образцов были измерены при температурах от 25 мК до 1 К в рефрижираторе растворения. На этих характеристиках присутствовал участок Кулоновской блокады (через структуру не протекает ток) переходящий в проводящий участок, когда напряжение смещения превышает пороговое значение. Необычность поведения наших образцов заключалась в присутствии гистерезиса на ВАХ. При увеличении напряжения смещения от 0 до $V_t^+ = 3 \div 5 \text{ мВ}$ образец оставался в блокадном состоянии. Когда напряжение смещения достигало V_t^+ , происходило скачкообразное переключение образца из блокадного в проводящее состояние. Величина скачка тока при переключении составляла от нескольких десятков пикоампер до долей наноампера. Дальнейшее уменьшения напряжения смещения не приводило к переключению образца обратно в блокадное состояние, пока напряжение смещения не уменьшилось до значения $V_t^- < V_t^+$.

Величина скачка при переключениях была максимальна для плёнок длиной 1000 нм и изменялась от 0.1 до 0.5 нА. Иногда на вольт-амперных характеристиках присутствовали нетипичные многократные переключения: при увеличении (или уменьшении) напряжения смещения происходило несколько скачков, перед тем как достигалось стабильное состояние. Плёнки длиной 500 нм демонстрировали сходное поведение. Однако величина скачка тока у таких плёнок была меньше, чем у плёнок длиной 1000 нм. Ещё одно различие заключалось в том, что в 500 нм плёнках многократные переключения встречались чаще. Наиболее короткие плёнки, имевшие длину 200 нм, демонстрировали однократные и многократные переключения одинаково часто, также отличаясь от плёнок длиной 1000 нм меньшими скачками тока при переключении. Присутствие гистерезиса было общей чертой всех исследованных плёнок – переключения “вверх” происходили при напряжениях меньших, чем переключения “вниз”.

Температурная зависимость характера наблюдаемого явления была общей для всех образцов. При температуре 100 мК величина скачка тока существенно уменьшалась, происходили многократные переключения между блокадным и проводящим состоянием. Слабые переключения можно было наблюдать ещё при температуре 200 мК, при 400 мК эффект был уже более незаметен.

Мы можем объяснить наблюдаемое поведение образцов влиянием зарядовых ловушек, которые могут образовываться внутри исследуемых плёнок из-за неоднородности размера хромовых островов и сопротивления разделяющих их туннельных барьеров. Находящиеся в ловушке электроны, имеющие в двумерном массиве конечный радиус экранирования (т.е. ведущие себя как солитоны) могут блокировать одноэлектронный транспорт через структуру. Такая блокировка может быть осуществлена, если радиус экранирования (радиус солитона) сравним (или больше) ширины массива. При достижении порогового напряжения электрон покидает ловушку, блокировка прекращается, и через структуру начинает течь ток.

Однако такое описание не объясняет механизмов возникновения гистерезиса вольт-амперных характеристик изучаемых образцов. Следует отметить, что протекание через гранулы сверхмалого размера (объёмом 10^{-6} мкм²) относительно большого тока (порядка 0.1 нА) приводит к существенному тепловыделению (10^{-6} Вт) и повышению температуры исследуемой плёнки до нескольких сотен милликельвин. При увеличении напряжения смещения от нуля до порога переключения исследуемая плёнка имеет температуру рефрижиратора. При переключении системы в проводящее состояние через неё начинает течь ток, электронный газ плёнки нагревается. При обратном сканировании электронный газ подходит к точке, где произошло переключение существенно перегретым, электроны из-за термических флуктуаций не могут задержаться в ловушке. Структура остаётся в проводящем состоянии до тех пор, пока температура электронного газа не уменьшится и ловушка не будет занята. Структура демонстрирует гистерезисное поведение.

Для дальнейшего изучения механизмов, ведущих к появлению гистерезиса на вольт-амперных характеристиках необходимо проведение дополнительных экспериментальных исследований и численного моделирования. Такие ис-

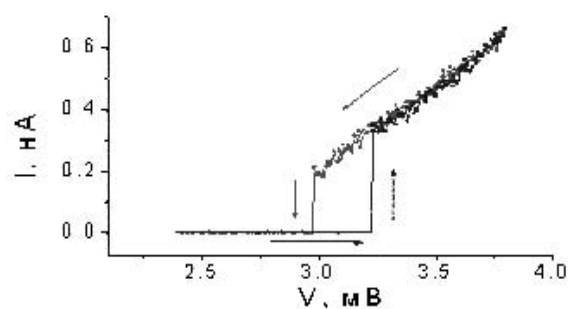


Рис. 3. Гистерезисная вольт-амперная характеристика образца длиной 1000 нм.

следования могут привести к использованию исследованных структур в качестве переключателей в сложных одноэлектронных устройствах.

УДК 537.311.322

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В СТРУКТУРАХ ALGAAS/GAAS/ALGAAS С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

*Васильевский И.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Отрицательное магнетосопротивление (ОМС) является аномальным эффектом и обычно обнаруживается в слабом (до 0.1-1 Тл) магнитном поле при низких температурах. Удовлетворительное объяснение эффекту ОМС в структурах с металлическим типом проводимости дала теория слабой локализации [1], описывающая температурные и полевые зависимости сопротивления в структурах с двумерными носителями тока. Недавно была предложена альтернативная теория, рассматривающая ОМС как кинетический эффект в рамках решения кинетического уравнения для матрицы плотности [2].

В данной работе исследовано магнетосопротивление и эффект Холла при температуре 4.2 К в образцах с квантовыми ямами AlGaAs/GaAs/AlGaAs различной ширины, с 1,8 нм барьером AlAs в середине КЯ и без него, с различным уровнем легирования (2 серии). Для всех образцов анализируются температурные зависимости сопротивления в интервале 4.2 – 290 К. Для определения зонной структуры исследовались эффект Шубникова – де Гааза и эффект Холла в сильном магнитном поле до 40 Тл.

Структуры выращивались на установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) ЦНА-24. Температура роста слоёв GaAs составляла 600⁰С, а слоёв Al_{1-x}Ga_xAs 640⁰С. Образцы 2-7 имели двухстороннее легирование слоёв Al_{1-x}Ga_xAs кремнием с концентрацией 1*10¹⁸ см⁻³. В образцах 2, 4 и 6 одиночная КЯ имела ширину 13, 26 и 35 нм соответственно. В образцах 3, 5 и 7 в центре квантовой ямы GaAs (также шириной 13, 26 и 35 нм) дополнительно выращивался барьер из AlAs шириной 1,8 нм. Образцы 16, 17, 18 и 19 содержали одиночную КЯ шириной 13, 18, 26 и 35 нм, соответственно, но были слабее легированы (концентрация кремния 0.7*10¹⁸ см⁻³). Для гальваномагнитных измерений образцы были изготовлены в форме холловских мостиков.

В первой серии образцов (2–7) при понижении температуры наблюдалось почти линейное уменьшение сопротивления (металлический тип проводимости) (Рис. 1). При температурах ниже 60 К сопротивление слабо возрастало. В сильно легированных образцах (16–19), напротив, при уменьшении температуры сопротивление увеличивалось (см. Рис. 1). При 4.2 К холловские подвижности электронов в первой группе образцов (2-7) составляли 1.0-1.7 м²/Вс, тогда как во второй группе образцов (16-19) она была намного ниже: 0.015-0.07 м²/Вс. Такая невысокая подвижность и вид температурной зависимости сопротивления указывают на сильную неоднородность потенциала в квантовой яме образцов второй серии, что может быть связано с особенностями условий роста. Магнетосопротивление первой серии образцов было отрицательным, относительно небольшим (~1%), затем при B>0.08-0.18 Т становилось положительным (Рис.

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

2). Во второй серии образцов наблюдалось сильное ОМС вплоть до $B \sim 0.6$ Т. Относительная величина ОМС в обр. 16-19 была большой ($\sim 20\%$), но по абсолютной величине поправка к проводимости оставалась порядка величины кванта проводимости, как и в обр. 2-7. Во всех образцах первой серии наблюдался эффект Шубникова- де Газа (для образца 6 осцилляции приведены на Рис. 3), когда как из-за низкой подвижности во второй серии он наблюдался только в обр. 17 (Рис. 4). По частотам Фурье-спектров осцилляций ρ_{xx} вычислена концентрация электронов в подзонах размерного квантования (см. вставки на Рис. 3, 4).

Сравнение экспериментальных данных по ОМС проводилось с расчётами в двух различных приближениях – теории слабой локализации [1] и квантового кинетического подхода [2]. В квантовом кинетическом приближении характер магнетосопротивления зависит от подвижности и концентрации электронов всех подзон структуры. При низкой подвижности электронов следует сильное ОМС. Переход от ОМС к положительному линейному росту даёт учёт слабо заполненной подзоны с высокой подвижностью электронов.

Таким образом, в работе исследованы транспортные свойства электронов в квантовых ямах AlGaAs/GaAs/AlGaAs. Найдено хорошее согласие экспериментальных зависимостей ОМС и теории. Особенности наблюдаемого магнетосопротивления связаны с подвижностями и концентрациями двумерных электронов.

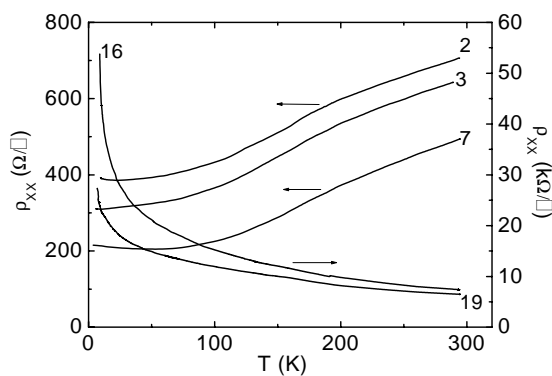


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления ρ_{xx} обр. 2, 3, 7, 16, 19

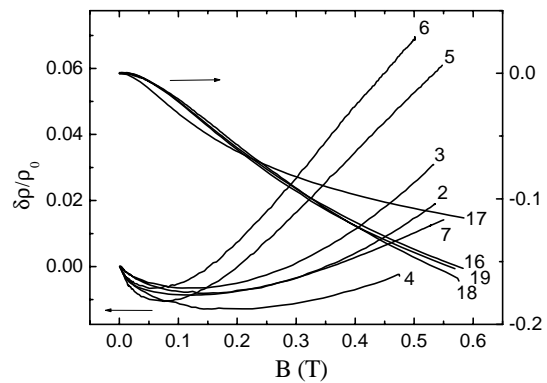


Рис. 2. Магнетосопротивление образцов при 4.2 К

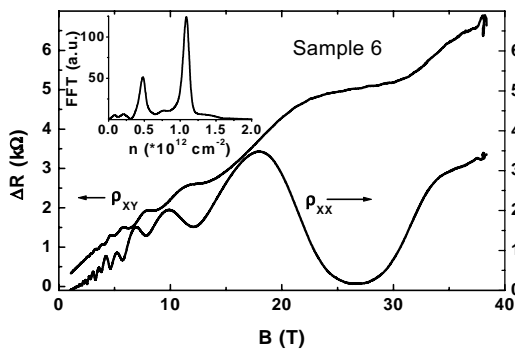


Рис. 3. Магнетосопротивление ρ_{xx} и холловское сопротивление ρ_{xy} обр. 6. На вставке – Фурье-спектр ρ_{xx}

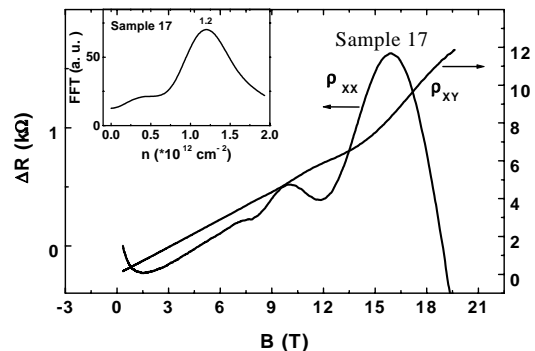


Рис. 4. Магнетосопротивление ρ_{xx} и холловское сопротивление ρ_{xy} обр. 17. На вставке – Фурье-спектр ρ_{xx}

Литература

1. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г и др., ЖЭТФ, 81, №2, 768-783 (1981).
2. Kaminskii V.E, Phys. Rev. B, 67, №8, 085201 (2003).

УДК 538.955

ПРОЦЕСС ТУННЕЛИРОВАНИЯ И ТРАНСПОРТ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СТРУКТУРАХ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

Мухамедов А.В., Лисаченко М.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Повышенный интерес к нанокристаллам Si (nc-Si) [1], а также структурам nc-Si [2], связан с их возможным применением в электронике. В связи с этим большое значение имеет построение теории, объясняющей экспериментальные результаты по электрическому транспорту в структурах nc-Si [3], а также предсказывающей их новые физические свойства. В данной работе теоретически рассмотрены процессы туннелирования носителей заряда в слоях nc-Si, чередующихся со слоями оксида кремния (nc-Si/SiO₂), а также проанализированы возможности применения полученных расчетных данных для объяснения электрического транспорта в таких структурах.

- В качестве модельных объектов были рассмотрены:
- две одномерные квантовые ямы (nc-Si) одинаковой конечной глубины, определяемой разностью работ выхода nc-Si и SiO₂;
- одиночная трехмерная сферически симметричная квантовая яма конечной глубины (nc-Si, окруженный SiO₂).

Использовался стандартный метод решения стационарного уравнения Шредингера для частицы, находящейся в поле с определенным потенциалом. Условия непрерывности волновых функций и их производных на границах участков квантовых систем задают систему алгебраических уравнений относительно коэффициентов при волновых функциях. Условие нормировки, а именно, равенство суммы интегралов по всем областям пространства от квадратов соответствующих волновых функций единице, добавляет еще одно уравнение к системе. Таким образом, были рассчитаны коэффициенты при волновых функциях, а также получены уравнение квантования для определения собственных значений уравнения Шредингера. Эти собственные значения определяют разрешенные значения энергии данной квантовой системы. В итоге волновые функции были получены в явном виде [4].

Для решения полученных уравнений численными методами использовался пакет C++. Данный подход позволил получить не только набор корней трансцендентных уравнений, но также построить зависимости некоторых величин при варьировании одного из параметров квантовой системы. Этими параметрами системы являлись глубина и линейные размеры ям, расстояние между ними, а также массы электрона внутри и снаружи ямы. Интеграл от квадрата волновой функции определяет вероятность нахождения электрона в анализируемых областях (nc-Si или SiO₂).

Получены следующие основные результаты: 1) найдены зависимости вероятности нахождения электрона внутри или вне ямы от линейных размеров ям (делокализа-

ция волновой функции); 2) получены зависимости разности энергий первых двух состояний от разности ширин ям.

Было установлено, что расстояние между ямами является важным фактором, определяющим положение уровней энергии электронов. С уменьшением данного расстояния происходит понижение уровней энергии. В пределе при нулевом значении расстояния между ямами (что соответствует одной яме с шириной, равной сумме ширин двух ям) уровни энергии принимают минимальное значение. При увеличении расстояния между ямами уровни энергии поднимаются и стремятся к значениям энергии соответствующего состояния одиночной ямы, т.е. как для изолированной ямы. Волновая функция электрона в обсуждаемой системе представляет собой суперпозицию волн с разными амплитудами и, следовательно, разными вероятностями нахождения частицы в данных ямах.

В случае если ямы эквивалентны (равны по глубине и ширине), наблюдается расщепление уровня, соответствующего одиночной яме, на два подуровня. Причем величина расщепления зависит экспоненциально от расстояния между ямами.

Полученные результаты объясняют наблюдавшийся эффект резонансного туннелирования в структурах nc-Si/SiO_2 [3], а также могут быть полезны при разработке электронных и светоизлучающих устройств на основе nc-Si/SiO_2 . В частности, найдены параметры структур, обеспечивающие высокую вероятность туннелирования, а следовательно и транспорт носителей заряда в таких структурах.

Авторы выражают огромную признательность своим научным руководителям Кашкарову П.К. и Тимошенко В.Ю. за поставленную интересную задачу и помощь в процессе выполнения работы.

Литература

1. Fishman G., Mihalcescu I., Romestain R., Phys. Rev. B 48, pp.1464 (1993).
2. Кашкаров П.К., Лисаченко М.Г., Шалыгина О.А., Тимошенко В.Ю., Каменев Б.В., Schmidt M., Heitmann J., Zacharias M. // ЖЭТФ. 2003. Т.124. В.12. С.1255.
3. Tsybeskov L., Grom G.F., Krishnan R., Montes L., Fauchet P.M., Kovalev D, Diener J., Timoshenko V., Koch F, McCaffrey J P., Varibeau J.-M., Sproule G.I., Lockwood D.J, Niquet Y.M., Delerue C., Allan G.; Europhys. Lett., 55 (4), pp. 552 (2001).
4. Елютин П.И., Кривченков В.Д. *Квантовая механика*. М. Наука (1976).

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

ЭФФЕКТ ФОТОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В КВАНТОВОЙ НИТИ ПРИ ФОТОИОНИЗАЦИИ $D_2^{(-)}$ – ЦЕНТРОВ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Марко А.А.

Пензенский государственный университет

Проведено теоретическое исследование эффекта фотонного увлечения (ЭФУ) электронов при фотоионизации $D_2^{(-)}$ – центров в квантовой нити (КН) (двухцентровая задача в рамках модели потенциала нулевого радиуса [1]) при наличии продольного по отношению к оси КН магнитного поля. ЭФУ обусловлен импульсом фотонов, передаваемым в процессе поглощения электронной подсистеме. Учет импульса света приво-

дит к асимметрии в распределении носителей заряда в пространстве квазимульса, т. е. к образованию тока увлечения (ТУ). Решение задачи о примесном ЭФУ в КН основано на кинетическом уравнении Больцмана, записанном в приближении времени релаксации. Генерационный член этого уравнения определяется квантовыми фотопереходами носителей с g -терма в гибридноквантованную зону, которые рассчитываются в линейном по продольному импульсу фотона приближении. В режиме короткого замыкания в приближении сильного магнитного квантования получено аналитическое выражение для плотности ТУ при рассеянии электронов на системе короткодействующих примесей. Для спектральной зависимости плотности ТУ характерен дублет Зеемана с ярко выраженным пиком, связанным с оптическим переходом электронов с g -терма в гибридноквантованные состояния КН с магнитным квантовым числом $m=+1$. Расстояние между пиками, составляющими дублет, определяется циклотронной частотой, а расстояние между дублетами – гибридной частотой. Оценка величины плотности ТУ в пиках составляющих дублет в структуре, представляющей собой регулярную цепочку из КН на основе InSbс периодом 0,7 мкм, при величине магнитной индукции 10 Тл составила: 22,6 мкА/см² и 39,4 мкА/см² соответственно, что вполне доступно для эксперимента.

Литература

1. Кревчик В.Д., Марко А.А., Семенов М.Б., Грунин А.Б. // Известия вузов. Поволжский регион. - 2003. - №6. - С. 57

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ НИТЯХ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ КОНФАЙНМЕНТА

Киндаев А.А.

Пензенский государственный университет

В последние годы прогресс в нанотехнологии стимулировал интенсивные теоретические и экспериментальные исследования структур с квантовыми нитями (КН). Наиболее быстроразвивающимся направлением является изучение транспортных [1], оптических и магнитооптических свойств [2] таких структур, что определяется перспективой различных приборных приложений [3]. Тем не менее, как показывают исследования [4], технология изготовления КН требует дальнейшего совершенствования. Это связано, прежде всего, с наличием в структурах дефектов упаковки и дислокаций, которые при определенных условиях (низкие температуры) могут кардинально влиять на транспортные и оптические свойства изготавливаемых на их основе приборов.

В настоящей работе теоретически рассмотрена задача рассеяния электронов на дислокациях в полупроводниковой КН с параболическим потенциалом конфайнмента. Получена зависимость времени релаксации τ от проекции k на ось КН квазиволнового вектора налетающего электрона. Показано, что зависимость $\tau(k)$ является немонотонной. Причем «ступенька» в зависимости $\tau(k)$ возникает всякий раз, когда энергия налетающего электрона становится равной энергии дна соответствующей размернокванто-

ванной подзоны. Период появления ступенек равен $\hbar\omega_0$, т. е. определяется характерной частотой осциллятора ω_0 .

Таким образом, измеряя на эксперименте средний период появления ступенек, можно оценить величину эффективной массы электрона m^* . С другой стороны, зависимость $\tau(k)$ важна при изучении электронного транспорта в наноструктурах, где определяющим является механизм рассеяния носителей заряда на краевых дислокациях.

Литература

1. Гейлер В.А., Маргулис В.А., Филина Л. И., «Проводимость квантовой проволоки в продольном магнитном поле» // ЖЭТФ, 1998, №4, С. 1376.
2. Кривчик В.Д., Грунин А.Б., Зайцев Р.В., «Анизотропия магнитооптического поглощения комплексов «квантовая точка - примесный центр» // ФТП, 2002, №10, С. 1225.
3. Алферов Ж.И., «Двойные гетероструктуры: концепция и применение в физике, электронике и технологии» // УФН, 2002, №9, С. 3.
4. Берт Н.А. и др. «Создание и исследование оптических свойств квантовых проволок InGaAs/GaAs» // ФТП, 1994, №9, С. 1605.

УДК 532.6.669:06

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАБОТУ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА НАНОЧАСТИЦ СПЛАВОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Канчуков В.З., Кашежев А.З., Манукянц А.Р.¹⁾, Созаев В.А.¹⁾

Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик

¹⁾*Северо-Кавказский Государственный Технологический Университет, г. Владикавказ*

Изучение фотоэлектрических свойств металлических наноструктур имеет как научное, так и практическое значение, так как наносистемы на основе сплавов с участием щелочных металлов могут использоваться при конструировании термо и фотокаатодов.

В настоящей работе предпринимается попытка оценить в рамках метода функционала электронной плотности влияние электрического поля на работу выхода электрона (РВЭ) наночастиц сплавов щелочных металлов.

Рассмотрим наночастицу сплава A_xB_{1-x} , внешний радиус которой $R_0=r_s(N_A+N_B)^{1/3}$, где N_A, N_B – число частиц компонентов A и B соответственно, r_s – радиус ячейки Вигнера-Зейтца сплава. Вследствие поверхностной сегрегации одного из компонентов в частице образуется сегрегационный слой с плотностью положительного заряда n_s и толщиной $D=R_0-R$, где R – радиус внутренней области частицы с плотностью положительного заряда n_0 .

Используя правило сумм, можно показать, что для РВЭ наночастицы в поле с напряженностью \vec{E} справедлива формула:

$$\Phi_0 = -\varphi(R) - \frac{n_s}{n_0} [\varphi(R_0) - \varphi(R)] - \varepsilon(n_0) - E^2/8\pi n_0, \quad (1)$$

где $\varphi(R), \varphi(R_0)$ – электрический потенциал в точках $r=R$ и R_0 – находится из уравнения Пуассона с учетом граничных условий и условий непрерывности $\varphi(r)$ и $\varphi'(r)$, $\varepsilon(n_0)$ –

сумма плотностей кинетической, обменной и корреляционной энергий электронного газа.

Оценки РВЭ по проведенной выше схеме показывают, что зависимость РВЭ от E близка к параболической. При изменении поля от 0 до $\pm 2.6 \times 10^7$ В/см РВЭ меняется на 6-10%.

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА КОМПЛЕКСА «КВАНТОВАЯ ТОЧКА – $D^{(-)}$ - ЦЕНТР» В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Яшин С.В.

Пензенский государственный университет

В данной работе показано, что в квантующем магнитном поле можно ожидать усиление «популяции» $D^{(-)}$ - состояний в квантовой точке (КТ) за счет гибридного квантования. Рассматривается полупроводниковая сферическая КТ в квантующем магнитном поле. Для описания одноэлектронных состояний в КТ используется потенциал конфинмента в виде осцилляторной сферической ямы. В рамках модели потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы задача на связанные состояния в комплексе «квантовая точка – $D^{(-)}$ - центр» решена аналитически точно. Кардинальная модификация электронных состояний в КТ, обусловленная размерным квантованием по трем пространственным направлениям, приводит к анизотропии энергии связи $D^{(-)}$ -центра: в плоскости x, y , перпендикулярной магнитному полю, имеет место гибридное квантование, а в направлении поля размерное квантование.

Показано, что магнитное поле оказывает стабилизирующее действие на $D^{(-)}$ - состояния в КТ (расчеты проведены применительно к $D^{(-)}$ - состояниям в КТ на основе *InSb*). В случае примесных уровней расположенных ниже дна КТ, энергия связи $D^{(-)}$ -центра незначительно уменьшается с ростом магнитного поля. Это обусловлено отсутствием зависимости энергии основного состояния осциллятора в направлении оси z от магнитного поля, т. е. отсутствием магнитного квантования.

Эффект модуляции энергии связи примесных состояний в квантующем магнитном поле привлекает возможностью создания на его основе квантовых полупроводниковых приборов нового поколения, в частности фотоприемников с управляемой чувствительностью в области примесного поглощения света.

УДК 621.315.592:539.213:681.586

ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКОЙ СРЕДЫ НА МЕХАНИЗМЫ ТОКОПЕРЕНОСА В СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЯХ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Сизов А.В.

Московский государственный институт электронной техники

Использование солнечных батарей (СБ) на околоземной орбите приводит к значительному изменению вида вольт-амперных характеристик (ВАХ). В нашей работе исследо-

вались причины деградации ВАХ и механизмы переноса носителей заряда в солнечных батареях на основе c-Si с целью выявления факторов, влияющих на электро-физические параметры СБ.

Было проведено измерение ВАХ под освещением и в условиях отсутствия освещения в интервале температур от -100°C до $+180^{\circ}\text{C}$ СБ, проработавших более 10 лет на станции МИР, а также солнечных батарей хранившихся на Земле на протяжении того же времени.

Анализ литературных данных позволил разработать усовершенствованную модель для описания ВАХ СБ. В результате моделирования ВАХ СБ были определены преобладающие механизмы токопереноса. Анализ результатов моделирования показал, что преобладающим механизмом транспорта носителей заряда является рекомбинационный. Основной вклад в рекомбинационно-генерационный ток в случае СБ, эксплуатировавшихся в космической среде, вносят ловушки, энергетическое положение которых находится вблизи середины ширины запрещенной зоны. Последовательное сопротивление линейно возрастает с температурой. Это указывает на то, что преобладает вклад в последовательное сопротивление лицевой контактной сетки и p-слоя, сформированного методом диффузии. Шунтирующее сопротивление ($R_{ш}$) исследованных СБ определяется совместным действием многоступенчатого туннелирования и захватом-эмиссией носителей заряда в области объемного заряда. При повышении температуры преобладающим в структуре солнечной батареи является ток, ограниченный объемным зарядом. Влияние космической среды, которое привело к деградации ВАХ, выразилось в том, что основной вклад в рекомбинационно-генерационный ток вносят ловушки, энергетическое положение которых вблизи $E_g/2$. Следовательно, влияние космического пространства на солнечные батареи связано с увеличением плотности дефектов вблизи середины запрещенной зоны полупроводника.

Таким образом, моделирование ВАХ солнечных батарей позволило определить преобладающие механизмы переноса носителей заряда в СБ на основе c-Si с p-n переходом и выявить механизмы деградации солнечных батарей под влиянием космической среды.

Работа выполнена при поддержке грантов Минобразования №№ 517-ГБ-53-ТЭ, 501-ГБ-53-Гр.

УДК 621.315.592

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НАНОПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Горчинский А.Д., Лендел В.В., Мельниченко Н.Н.,

** Свеженцова Е.В., Хоменко А.Ю.*

Киевский Национальный Университет имени Т.Шевченко, Украина

В последние годы развитие нанотехнологий стимулировало интерес к изучению наноструктурных материалов, благодаря их уникальным физико-химическим свойствам. Ярким примером таких материалов является нано-пористый кремний, наноразмер-

** Доклад отмечен грамотой Конференции, как лучший доклад на подсекции.*

ность которого определяет характер поведения оптических и электрофизических свойств. Поэтому такие материалы требуют детального комплексного изучения их свойств.

В данной работе методами сканирующей зондовой микроскопии изучена морфология поверхности нанопористого кремния сформированного химическим травлением. Установлено, что морфология поверхности характеризуется наличием однородной наноструктуры на поверхности исходного микрорельефа подложки. Проведено исследование распределения примесей нанопористого кремния по глубине с помощью Оже-электронной спектроскопии и вторичной ионной масс-спектрометрии. Показано, что глубина залегания примесей соответствует 20-30 нм, что хорошо коррелирует с оценкой высоты наноструктур, полученной с помощью атомно силовой и сканирующей туннельной микроскопии. Полученные образцы нанопористого кремния характеризуются яркой фотолюминесценцией, характерной анодным слоям, и отсутствием ее деградации на протяжении длительного периода. При этом стравливание слоя толщиной порядка 20 нм, который характеризуется наличием комплекса SiO_x , приводит к полному исчезновению фотолюминесцентных свойств.

Проведены измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур кремний – нанопористый кремний, металл – кремний – нанопористый кремний, а также структур металл – кремний – нанопористый кремний – металл. ВАХ указанных структур измерялись в интервале температур 20-60°C и смещений $\pm 3\text{В}$. Наблюдается достаточно сильная зависимость ВАХ от морфологии поверхности и однородности нанопористого слоя, которые изменяются от почти омических до выпрямляющих. Отмечено, что температурная зависимость ВАХ типична для процессов переноса зарядов через барьер.

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В НАНОГЕТЕРОСИСТЕМАХ С УЧАСТИЕМ $\text{D}^{(-)}$ -ЦЕНТРОВ

Майоров В.Г., Кревич В.Д.

Пензенский государственный университет

Интерес к двухфотонному поглощению света в наноструктурах обусловлен прежде всего возможностью наблюдения эффекта ДФ возбуждаемой люминесценции, которая в последнее время широко используется как метод исследования нанокристаллов [1]. ДФ возбуждаемая люминесценция обычно наблюдается при достаточно высокой интенсивности накачки (плотность мощности составляет более 10^8 Вт/см^2). Причем на первом этапе происходит ДФ поглощение света, а на втором – испускание, сопровождающееся излучательным переходом со дна размерно-квантованной подзоны на электронные уровни основного состояния. С другой стороны, ДФ поглощение позволяет изучать, в частности, объемные рекомбинационные процессы, мало искаженные влиянием реальной поверхности [1]. Данная работа посвящена теоретическому изучению ДФ поглощения света комплексами «квантовая точка (КТ) – $\text{D}^{(-)}$ - центр», синтезированных в прозрачной боросиликатной матрице. Теоретический подход основан на исследовании энергетического спектра комплекса «КТ – $\text{D}^{(-)}$ - центр» в КТ с параболиче-

ским потенциалом конфайнмента [2]. Потенциал примеси имитировался потенциалом нулевого радиуса. Такой подход, как известно [3], применим для описания $D^{(-)}$ - состояний, соответствующих присоединению дополнительного электрона к мелкому донору. Поглощение света при ДФ ионизации $D^{(-)}$ - центров в КТ рассмотрено для случая, когда примесный атом расположен в центре КТ. В силу сферической симметрии рассматриваемой задачи для оптических переходов в дипольном приближении действует обычное правило отбора: переходы из основного s – состояния $D^{(-)}$ - центра идут в возбужденные p – состояния КТ. В приближении эффективной массы, во втором порядке теории возмущений получено аналитическое выражение для ДФ коэффициента поглощения света с учетом дисперсии размеров КТ. При этом предполагалось, что дисперсия возникает в процессе фазового распада пресыщенного твердого раствора и удовлетворительно описывается формулой Лифшица–Слезова [3]. Учет дисперсии приводит к размытию дискретных линий в спектре ДФ поглощения. Спектральная зависимость коэффициента ДФ поглощения является немонотонной, что обусловлено размерным квантованием. При этом период осцилляций T определяется амплитудой потенциала конфайнмента КТ и средним значением ее радиуса. С уменьшением энергии связанного состояния (радиус локализованного состояния увеличивается) сила осциллятора дипольного ДФ оптического перехода заметно возрастает, а край полосы ДФ поглощения сдвигается в длинноволновую область спектра. С точки зрения эксперимента, приведенная зависимость может быть использована для определения среднего радиуса нанокристаллов (КТ), если известны параметры: энергия связанного состояния и амплитуда потенциала конфайнмента КТ.

Литература

1. Миков С.Н., Иго А.В., Горелик В.С. «Спектры двухфотонно-возбуждаемой люминесценции в нанокристаллах алмаза» // ФТТ, 1999, т. 41, Вып. 6, С. 1110-1112.
2. Кревчик В.Д., Зайцев Р.В. «Примесное поглощение света в структурах с квантовыми точками» // ФТТ, 2001, т. 43, №3, С. 504-507.
3. Лифшиц И.М., Слезов В.В. «О кинетике диффузионного распада пересыщенных твердых растворов» // ЖЭТФ, 1958, т. 35, Вып. 2(8), С. 479-492.

УДК 536.421.1

ПЛАВЛЕНИЕ НАНОНИТЕЙ IN, CD И ZN, ОСАЖДЕННЫХ В МАТРИЦУ ПОРИСТОГО АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

*Белов А.Н.

*Московский государственный институт электронной техники
(технический университет)*

В настоящее время в мире к наноструктурированным материалам проявляется всевозрастающий интерес. Эти материалы проявляют принципиально новые свойства,

* Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

определяемые пониженной размерностью и квантовыми размерными эффектами. Таким образом, при создании приборов, содержащих наноразмерные компоненты, необходимо учитывать их термодинамические характеристики, и обеспечить химическую и термическую стабильность нанокристаллов.

Среди термодинамических свойств, которые поддаются точному измерению, можно выделить температуры фазовых превращений, в частности, температуру плавления, которая уменьшается при уменьшении размеров наночастиц. В обобщенной форме большинство моделей описывающих это явление представляются как:

$$T_m(r) = T_m(1 - \alpha/r),$$

где $T_m(r)$ – зависящая от размера частицы температура плавления, T_m – температура плавления объемного кристалла, r – характерный размер нанокристалла, α - параметр, зависящий от плотности, теплоты плавления и поверхностной энергии материала.

В данной работе исследованы температуры плавления нанонитей индия, кадмия и цинка. Нанонити формировали электрохимическим осаждением из растворов сульфатов этих металлов, в качестве наноматриц использовали мембраны пористого анодного оксида алюминия с нанесенным, с одной стороны электродом. Были сформированы структуры, размеры которых варьировались диаметром пор наноматрицы. Для определения температуры плавления металлов использовали метод дифференциальный сканирующий микрокалориметр ДСМ-2М

В результате измерений было установлено что по мере уменьшения диаметра нанонитей, ее температура плавления уменьшается, однако, обнаружено также, что начиная с некоторого размера, температуры плавления увеличивается.

На основе анализа результатов было установлено, что немонотонная зависимость температуры плавления нанокристаллов в порах анодного оксида алюминия, объясняется влиянием переходного слоя между матрицей и нанокристаллом и в частности зависимостью поверхностного натяжения от радиуса нанокристаллов.

СОДЕРЖАНИЕ

Пленарные доклады Стр. 5–23

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ НАУКИ О ПОЛИМЕРАХ Академик РАН А.Р. Хохлов	5
СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ Чл.-корр. РАН О.В. Руденко	13
Подсекция АКУСТИКИ Стр. 25–48	
ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОГО ЗАКОНА ПОГЛОЩЕНИЯ НА ЭВОЛЮЦИЮ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ Басова М.С., Аверьянов М.В., Хохлова В.А.	25
ИЗМЕРЕНИЕ ЗАТУХАНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В КРИСТАЛЛЕ KDP АКУС- ТООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ Трохимовский А.Ю.....	26
ВОЛНОВАЯ СХЕМА АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ ОКЕАН С РАЗ- ЛОЖЕНИЕМ РЕФРАКЦИОННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПО ПОЛОСЧА- ТОМУ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОМУ БАЗИСАМ Шуруп А.С.....	28
МОДЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ АКТИВНО-ПАССИВНОЙ АКУСТИ- ЧЕСКОЙ ТЕРМОТОМОГРАФИИ Евтухов С.Н.....	29
МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕШЕНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ АКУСТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ПО АЛГОРИТМУ НОВИКОВА–ХЕН- КИНА Алексеенко Н.В.....	32
АНАЛИЗ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ОБЪЕКТОВ МАЛЫХ РАЗМЕРОВ ИМПУЛЬ- САМИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН Зырянова А.В., Можаяев В.Г.....	35
ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛА РВ2МОО5 АКУСТООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ Рыжевский В.Р.	37
ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНКАХ Изосимова М.Ю.	38

АНАЛИЗ ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСА ЗВУКОВОГО УДАРА ОТ СВЕРХЗВУКОВОГО САМОЛЕТА, ДВИЖУЩЕГОСЯ С УСКОРЕНИЕМ Козлов А.П.....	42
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН С РЕШЕТКОЙ ВИНТОВЫХ СУПЕРДИСЛОКАЦИЙ Калимгулов А.Р.....	44
КОРРЕЛЯЦИОННО-ТОМОГРАФИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕКТОРА СКОРОСТИ КРОВОТОКА Матвеев О.В. , Нестерова Е.В.....	45
СТАЦИОНАРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОСИММЕТРИЧНОМ АНИЗОТРОПНОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ Куренная К.И.....	48
Подсекция АСТРОФИЗИКИ Стр. 49–74	
ОЦЕНКА МАССЫ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ И НАКЛОНЕНИЯ ОРБИТЫ ПО КРИВОЙ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ CYG X-1 Абубекеров М.К., Антохина Э.А., Черепашук А.М.....	49
ИОНИЗУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД, ОКРУЖЁННЫХ ОБОЛОЧКАМИ Зайцев М.А.	49
КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА НА АНИЗОТРОПНОЙ БРАНЕ Третьяков П.В.....	50
АВТОМАТИЧЕСКАЯ КОМПЕНСАЦИЯ ОБЩИХ НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ВО ВРЕМЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ Потанин С.А.	51
ОРБИТАЛЬНАЯ ОРИЕНТАЦИЯ СИСТЕМЫ ПУЛЬСАР-ВЕ-ЗВЕЗДА ПОСЛЕ ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ Богомазов А.И.	52
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ И СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЗОВИДНОЙ ГАЛАКТИКИ С ОБОЛОЧКАМИ NGC 474 Копосов С.Е.....	55
УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ПОЛОСЫ ДЛЯ МНОГОЦВЕТНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ Амбарцумян А.Р.	56
МЕТОД АВТОМАТИЧЕСКОГО ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ЧАСТИЧНО ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ СПИСКОВ ЗВЕЗД Николаев Ф.Н.	57

ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ НА ОСНОВЕ ХОРОШО ИЗУЧЕННОЙ СВЕРХНОВОЙ SN1999EM Бакланов П.В., Блинников С.И.	58
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ RUNJOB Бондарцова О.В.	59
АКТИВНОСТЬ SS433 В СТАНДАРТНОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ ПО ДАННЫМ ASM RXTE И GBI NRAO Аболмасов П.К.	60
О КОМПТОНИЗАЦИИ ОБЫКНОВЕННЫХ ФОТОНОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ПРЕДЕЛЕ МАЛЫХ ЧАСТОТ Журавлев В.В., Шакура Н.И.	61
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЛАСТЕЙ ИОНИЗОВАННОГО ГЕЛИЯ В SS433 Медведев А.С.	62
КОМБИНИРОВАННАЯ ОПТО-АКУСТИЧЕСКАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ АНТЕННА Кутькин А.М.	64
НАБЛЮДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ТРАНЗИЕНТОВ НА ТЕЛЕСКОПАХ СИСТЕМЫ МАСТЕР Антипов Г.А.	66
СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ РОБОТИЗИРОВАННЫМ ТЕЛЕСКОПОМ Кувшинов Д.А.	67
АЛГОРИТМ АРСЕТА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ И ПРОГРАММА NBODY6PRO Чумаков Я.О.	69
ОТКРЫТИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЁЗД Игнатъева Т.И.	70
ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛЮСА ЗЕМЛИ И СКОРОСТИ ЕЕ ВРАЩЕНИЯ Зотов Л.В.	71
РЕЗУЛЬТАТЫ СОВМЕСТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ И РЕНТГЕНОВСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ВСПЛЕСКОВ БАРСТЕРА GS 1826-24 ОСЕНЬЮ 2003 ГОДА Мещеряков А.В.	74
Подсекция АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ Стр. 75–86	
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ТРЕКОВОГО ЗЕРКАЛА ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ Климов П.А.	75

КРИОГЕННАЯ СИСТЕМА НУКЛОТРОНА: СОСТОЯНИЕ И ПОСЛЕДНИЕ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ	
Васенева Ю.А., Агапов Н.Н.	77
УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ БЫСТРЫХ ЗАРЯ- ЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ХИМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, МОДЕЛИРУЮЩИЕ ЖИВЫЕ ОРГАНИЗМЫ	
Конюхова И. А.	80
ПРОВЕРКА ПРЕДСКАЗАНИЙ ТЕОРИИ ГОРЯЧЕГО РАССЛОЕНИЯ НА БАЗЕ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ СПУТНИКА АРЕОЛ-3	
Ермакова Н.О.	81
ЛЕГКИЙ БОЗОН ХИГГСА В THDM С СР НАРУШЕНИЕМ	
Ахметзянова Э.Н.	83
СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯ- ТИВИСТСКИХ СТРУКТУРНЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С АТО- МАМИ	
Гусаревич Е.С.	84
ИОНИЗАЦИЯ АТОМА И РОЖДЕНИЕ СВОБОДНО-СВЯЗАННЫХ ПАР ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С УЛЬТРАКОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ	
Пашев И. Н.	85
Подсекция БИОФИЗИКИ Стр. 87–108	
ХИРАЛЬНЫЕ ЗАГРЯЗНЕНИЯ КАК ФАКТОР АНТРОПОГЕННОГО ПРЕССИНГА	
Сидорова В.В.	87
HSPBP1 КАК ИНГИБИТОР ЦИТОТОКСИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОМПЛЕК- СА HSP70:TAG7	
Сорокин В.А. Яшин Д.В.	88
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТИЛАКОИДА КАК РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОННОГО И ПРОТОННОГО ТРАНСПОРТА	
Фролов А.Е.	89
ВЛИЯНИЕ СОЛЮБИЛИЗАЦИИ ВОДЫ ОБРАЩЕННЫМИ МИЦЕЛЛАМИ НА АССОЦИАЦИЮ РАСТВОРЕННЫХ МОЛЕКУЛ КРАСИТЕЛЕЙ	
Нищева И.Г., Потапов А.В.	90
ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ В СИСТЕМАХ ОБРАЩЕННЫХ МИЦЕЛЛ	
Кузьмичева А.Н., Потапов А.В.	91
МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ	
Карелина Т.А.	91

О РОЛИ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СЛАБЫХ ЭЛЕКТРО- МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ Пивоваров И.О.	93
РЕДУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ В МОДЕЛИ СВЯЗАННОЙ С БИОПОЛИ- МЕРАМИ ВОДЫ Соловей А.Б.	94
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ СОЛЕЙ, КИСЛОТ И ДРУГИХ ВЕЩЕСТВ, НЕ ОБЛАДАЮЩИХ СОБСТВЕННОЙ ЛЮМИ- НЕСЦЕНЦИЕЙ Дубровский А.А.	96
ОЦЕНКА ДОСТОВЕРНОСТИ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ПРОФИЛЕЙ ЭКС- ПРЕССИИ, ПОЛУЧЕННЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ГЕННЫХ МИКРОЧИПАХ Свешникова А.Н., Иванов П.С.	98
СТАБИЛИЗАЦИЯ МАРГАНЦЕВОГО КЛАСТЕРА ВОДОРАСЩЕПЛЯ- ЮЩЕГО КОМПЛЕКСА ЕГО ОКРУЖЕНИЕМ Денисенко А.С.	99
СХЕМА СОПРЯЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО И ПРОТОННОГО ТРАН- СПОРТА В КОМПЛЕКСЕ РАЗЛОЖЕНИЯ ВОДЫ У ВЫСШИХ РАСТЕНИЙ Белоусов Р.В.	101
ПЛЁНКИ ЛЕНГМЮРА–БЛОДЖЕТТ, СОДЕРЖАЩИЕ НУКЛЕОЛИПИДЫ, В КАЧЕСТВЕ РАСПОЗНАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА БИОСЕНСОРОВ Старицын С.Н., Твердислов В.А., Яковенко С.А.	103
ЛЮМИНЕСЦЕНТНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ СТРУК- ТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В БЕЛКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПО- ВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ Мельников А.Г.	104
КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БИФУНКЦИОНАЛЬНОГО МНОГОСУБ- СТРАТНОГО ФЕРМЕНТА В СТАЦИОНАРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ Каратасо Ю.О. Филимонов И.С. Цаплина Л.С.	105
ИЗУЧЕНИЕ ХИРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ БИОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ МЕТОДОМ ГЕНЕРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ Назаров М.М., Шоджаи Багини М., Шкуринов А.П., Яковенко Л.В.	105
КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЕ И ФОТОПРОЦЕССЫ В ЗАМЕЩЁННЫХ НАФТАЛИНА И КУМАРИНЕ 1 Жаркова О.М., Морозова Ю.П., Артюхов В.Я.	106
ВОЗМОЖНОСТЬ ДИСТАНЦИОННОГО ОБНАРУЖЕНИЯ НЕФТИ УТЕЧЕК ПО ИЗМЕНЕНИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ХЛОРОФИЛЛА РАСТЕНИЙ Шульгина Л.А. Фатеева Н.Л.	107

**Подсекция
ГЕОФИЗИКИ
Стр. 109–132**

СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ВКЛАДОВ РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ В НАБЛЮДАЕМУЮ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА НАД ЕВРОПОЙ	
Захаров И.С., Кузнецов Г.И., Тарасова О.А.	109
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НАБЛЮДАЕМЫХ И МОДЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ ИЗМЕНЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ ОЗОНА В ЗВЕНИГОРОДЕ	
Калистратова Е.С., Кузнецов Г.И., Тарасова О.А.	111
АНАЛИЗ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПОЛЕЙ ПЕРЕНОСА ВОЗДУШНЫХ МАСС НАД ЕВРОПОЙ	
Нам М.Ю., Кузнецов Г.И., Тарасова О.А.	113
МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕТРОВЫХ СОЛИТОНОВ	
Мочулин П.В.	115
ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ОБМЕН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХСЛОЙНОЙ ЖИДКОСТИ	
Дружинский А.П., Журавлёв П.Н.	116
ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА ОТ МЕТЕОПАРАМЕТРОВ	
Бубнов А.И.	118
ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА ОТ ОКСИДОВ АЗОТА И ГАЗОВ ПРЕДШЕСТВЕННИКОВ	
Бубнов А.И.	119
ИЗУЧЕНИЕ ФОРМЫ ВИХРЕВОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ	
Степанова Е.В.	120
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДВУХ МЕТОДИК ОЦЕНКИ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЕРОКСИРАДИКАЛОВ	
Колотников А.М., Кузнецов Г.И., Тарасова О.А.	122
ПРИБЛИЖЕННЫЕ СИММЕТРИИ И ПРИБЛИЖЕННО ИНВАРИАНТНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ И ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ	
Васильев М.П.	124
РАЗВИТИЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТЕЧЕНИЙ В ВОДОХРАНИЛИЩАХ И ОЗЕРАХ	
Гребнева Н.В.	126
НАТУРНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛОТНОСТНОГО ПОТОКА С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ТЕЧЕНИЙ ОКРУЖАЮЩИХ ВОД	
Афанасьев Е.С.	128
КАРТИНА СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ТЕЧЕНИЯ ВОКРУГ ПЛОХО-ОБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ	
Савельев И.Б.	130

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОРОТКОПЕРИОДИЧНОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА СОСТОЯНИЕ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ МЕТОДОМ ФЛИККЕР-ШУМА Малиновская Е.А.	132
Подсекция МАТЕМАТИКИ Стр. 133–154	
ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ДОЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА НА ОСНОВЕ КВАЗИГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ Соколова М.Е.	133
ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ КВАЗИГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ НА ТРЕУГОЛЬНЫХ СЕТКАХ Серёгин В.В.	135
РАСЧЕТ КОАКСИАЛЬНОГО КИРАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ Мосунова Н.А.	136
О ПОЛНОЙ НЕПРЕРЫВНОСТИ ОПЕРАТОРА, ПОСТРОЕННОГО ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ЗАДАЧИ О КОЛЕБАНИЯХ В ЛОКАЛЬНО НЕРЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ Панин А.А.	138
О ПОВЕДЕНИИ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЛНОВОДА ПРИ ВОЗМУЩЕНИИ ЗАПОЛНЕНИЯ Пономарева В.Л.	140
СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ИМПЕДАНСНОГО ВОЛНОВОДА Мухартова Ю.В.	142
EQUATION CHAPTER 1 SECTION 1 СИНТЕЗ ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ПРЯМОУГОЛЬНЫМ И КОПЛАНАРНЫМ ВОЛНОВОДАМИ Буткарев И.А.	144
ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ Николаева Н.Н.	146
МЕТОД ГАЛЁРКИНА В ЗАДАЧЕ НА СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ ВОЛНОВОДА С ЧАСТИЧНЫМ БИИЗОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ Моденов В.П., Ромашин А.В.	148
МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗАДАЧЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЛОВУШЕЧНЫХ МОД ВОЛНОВОДА Тихонов А.В.	149
УЧЕТ ИНФОРМАЦИИ О СПЕКТРЕ ШУМА ПРИБЛИЖЕННО ЗАДАННОЙ ПРАВОЙ ЧАСТИ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРВОГО РОДА ПРИ ВЫБОРЕ РЕГУЛЯРИЗИРУЮЩЕГО ФУНКЦИОНАЛА Хохлов А.А.	151

АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОЙ СИСТЕМЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ПЕРВОГО ПОРЯДКА В ЧАСТНЫХ ПРОИЗВОДНЫХ С МАЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ В КРИТИЧЕСКОМ СЛУЧАЕ	
Нестеров А.В., Шулико О.В.	153
СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ	
Хинкина Е.П., Чермянинов И.В., Черняк В.Г.	154
Подсекция	
МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ	
И КОМПЬЮТЕРНОГО ПРАКТИКУМА	
Стр. 155–170	
УЧЕБНЫЙ КОМПЛЕКС С «ВИРТУАЛЬНЫЙ МОНОХРОМАТОР»	
Терешонок М.В.	155
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ КЕЛЬТСКОГО КАМНЯ	
Григорьев Д.А., Тихонов М.А.	156
КОМПЬЮТЕРНАЯ ДЕМОНСТРАЦИЯ МЕХАНИЗМА ВОЗНИКНОВЕНИЯ РАДУГИ	
Багров Д.В.	157
МОДЕЛИ ЗАДАЧ БИОФИЗИКИ В КОМПЬЮТЕРНОМ ПРАКТИКУМЕ	
Докукина И.В.	158
КЛЕТОЧНЫЕ АВТОМАТЫ – ОБРАБОТКА ДАННЫХ В КОМПЬЮТЕРНОМ ПРАКТИКУМЕ	
Сержан Б.Л., Докукина И.В.	160
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ГЛАДКОМЫШЕЧНОЙ ТКАНИ: МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ	
Сержан Б.Л.	162
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВХОДЕ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ В АТМОСФЕРУ МАРСА	
Соколова М.Е.	164
ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ В ЗАДАЧЕ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА АЛМАЗНЫХ ПОРОШКОВ	
Апальков И.В., Бухтояров С.С., Соколенко Е.А., Хрящев В.В.	167
НЕЙРОСЕТЕВОЙ МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ	
Соколенко Е.А., Апальков И.В., Хрящев В.В.	167
ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННОГО КРИСТАЛЛА МЕТОДОМ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ	
Бульба А.В.	168
КОМПЬЮТЕРНАЯ ОБУЧАЮЩАЯ ПРОГРАММА ПО ТОМОГРАФИИ	
Бульба А.В.	169

**Подсекция
МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ
Стр. 171–184**

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ КРАСИТЕЛЕЙ РАЗЛИЧНОГО ТИПА В СПИРТОВЫХ РАСТВОРАХ В ПОРИСТОМ СТЕКЛЕ Гордеева Ю.А., Чугаров Д.П.	171
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАЛЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ С ПОТОКОМ НЕОДНОРОДНОГО НЕРАВНОВЕСНОГО ГАЗА Мукин Р.В.	171
СТАБИЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ВОДЫ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ Плотникова А.В.	172
ОБРАЗОВАНИЕ ДОРОЖКИ КАРМАНА ПРИ ОБТЕКАНИИ ЦИЛИНДРА КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННЫМ МОЛЕКУЛЯРНЫМ ГАЗОМ Винниченко Н.А.	174
СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ПОЛОСТИ МЕЖДУ КОАКСИАЛЬНЫМИ ГОРИЗОНТАЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ ПРИ ОБЪЕМНОМ ЭНЕРГО-ВЫДЕЛЕНИИ Рощина Н.А.	176
СЛЕДСТВИЯ, ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ ОДНОЙ МОДЕЛИ ПОСТРОЕНИЯ ПОГРАНИЧНОЙ КРИВОЙ РАССЛАИВАЮЩИХСЯ ЖИДКИХ СМЕСЕЙ Букин Д.Г.	178
СТАТИСТИЧЕСКИ НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ШУМ ПРИ БРОУНОВСКОМ ДВИЖЕНИИ В РАЗРЕЖЕННОЙ СРЕДЕ Белик В.В., Чичигина О.А.	179
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЗОТНОЙ КИСЛОТЫ С КЕРАСИНОВОЙ САЖЕЙ: ПРИМЕНЕНИЕ К АТМОСФЕРНЫМ ПРОЦЕССАМ Луховицкая Е.Е., Поповичева О.Б., Персианцева Н.М., Равишанкара А.	181
ИЗМЕРЕНИЕ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТЕЙ ПО ЗАТУХАНИЮ КОЛЕБАНИЙ КАМЕРТОНА Жданов А.Г., Агафонов И.Н.	182
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ Барыбин А.И.	183

**Подсекция
ОПТИКИ
Стр. 185–208**

ЭФФЕКТЫ «ДРОЖАНИЯ» ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ НА ПРИЗЕМНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ТРАССАХ Маганова М.С., Таначев И.А.	185
---	-----

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ПЛЕНОК СЕГНЕТО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ Крупенин С.В., Фокин Ю.Г.	186
МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛА ОПТИЧЕСКОГО КОГЕРЕНТНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО ТОМОГРАФА: ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ НА ВОССТАНОВЛЕННЫЙ ПРОФИЛЬ СКОРОСТЕЙ Быков А.В., Кириллин М.Ю.	187
ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЭЛЕЕВСКОГО РАССЕЙЯНИЯ В ОДНОМОДОВЫХ СВЕТОВОДАХ Зеньковский Г.В., Лихачев М.Е., Семенов С.Л.	189
ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТОИНДУЦИРОВАННОЙ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ НА ПОВЕРХНОСТИ МАГНИТНЫХ ЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ КРИСТАЛЛОВ Рассудов А.А., Федянин А.А.	190
РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРОВ ФОТООТРАЖЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВОЙНОГО МОНОХРОМАТОРА Боков П.Ю.	192
ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ФОТОННОЙ ЗОНОЙ НА ОСНОВЕ АНИЗОТРОПНОГО МЕЗОПОРИСТОГО КРЕМНИЯ Соболева И.В., Федянин А.А.	193
ДИОДНЫЙ ЛАЗЕР С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ: ПЕРЕСТРОЙКА ДЛИНЫ ВОЛНЫ И НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Бруевич В.В., Елизаров С.Г.	195
СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ АГРЕГАЦИИ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМОЛЕКУЛЯРНЫХ СЛОЕВ СПИРОКУМАРИНОПИРАНОВ Карпов Р.Е, Чудинова Г.К, Масляницын И.А, Барачевский В.А, Строкач Ю.П, Мирошников В.С, Чибисова Т.А, Травень В.Ф.	196
ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР SU/ITO Редичев Е.Н.	197
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИК ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ И ДИНАМИКА ИСПАРЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ Бестемьянов К.П., Хоменко А.С., Шелепина Д.Н.	198
РЕЦИРКУЛЯЦИОННЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ КОЛЬЦЕВЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫМИ УСИЛИТЕЛЯМИ НА ЭРБИЕВЫХ СВЕТОВОДАХ Базаров Е.Н., Губин В.П., Старостин Н.И., Усов А.И.	199

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОТОКОЛОВ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ ОТ ПАРАМЕТРОВ КВАНТОВОГО АЛФАВИТА Сыч Д.В., Гришанин Б.А., Задков В.Н.....	200
ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИМИ ДАТЧИКАМИ И СПОСОБЫ ИХ УМЕНЬШЕНИЯ Ионе С.Д., Лиманова Н.И.....	201
БИФУРКАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ В НЕЛИНЕЙНОМ КОЛЬЦЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ С ОГРАНИЧЕНИЕМ НЕЛИНЕЙНОСТИ Денисов П.Е., Измайлов И.В.	202
ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ПРИ СТЫКОВКЕ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОГО ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА Евдокимов И.Г.	203
ИЗГОТОВЛЕНИЕ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОГО ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА (МИОЭ) ДЛЯ ВОГ Масленников Е.И.	203
ПОЛУЧЕНИЕ БИЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ Домкин К.И., Костюнин А.В., Кревчик В.Д.....	204
ЭМИССИОННАЯ МОДУЛЯЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ФТОРУГЛЕРОДНОЙ ПЛАЗМЫ Белостоцкий С.Г.....	205
Подсекция ПРИМЕНЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В МЕДИЦИНЕ Стр. 209–226	
РЕГИСТРАЦИЯ ПОВРЕЖДАЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ИШЕМИИ НА КОМПОНЕНТЫ СЫВОРОТКИ КРОВИ МЕТОДАМИ СПЕКТРОСКОПИИ ДИНАМИЧЕСКОГО И СТАТИЧЕСКОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ Власова И.М., Микрин В.Е.	209
ИССЛЕДОВАНИЕ БЕЛКОВЫХ РАСТВОРОВ, СОДЕРЖАЩИХ ТЯЖЕЛЫЕ ИОНЫ, МЕТОДОМ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ Сокол Н.В.	210
МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ОПТИЧЕСКОГО КОГЕРЕНТНОГО ТОМОГРАФА ОТ СЛОЕВ БИОТКАНИ АНАЛИЗ КРАТНОСТЕЙ РАССЕЯНИЯ Федосеева М.С., Кириллин М.Ю.	210
ВЛИЯНИЕ СЕМАКСА НА ДЕФОРМИРУЕМОСТЬ ЭРИТРОЦИТОВ У КРЫС С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ВЫЗВАННОЙ ИШЕМИЕЙ Луговцов А.Е., Тюрина А.Ю., Малютина Е.Н.....	212
ВЛИЯНИЕ ПОВЫШЕННОГО ПОТРЕБЛЕНИЯ КОЭНЗИМА Q10 НА СОКРАТИТЕЛЬНУЮ И МИТОХОНДРИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ МИОКАРДА Губкин А.А., Лакомкин В.Л., Тимошин А.А.	214

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МНОГО-ЭЛЕМЕНТНОГО МЕДИЦИНСКОГО АКУСТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА Смагин М.А., Морозов А.В.	215
ГЕНЕРАЦИЯ СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ КИСЛОРОДА В МИТОХОНДРИЯХ СЕРДЦА: ЭФФЕКТ ГИПОКСИИ–РЕОКСИГЕНАЦИИ Свириева И.В.	217
ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПАРАМЕТРОВ БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ КРЫС ПРИ НАРУШЕНИЯХ МОЗГОВОГО КРОВООБРАЩЕНИЯ Бойко А.В.	218
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВЕТОРАССЕИВАЮЩИХ НАНОЧАСТИЦ ЧАСТИЦ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ КОЖИ Попов А.П., Федорова О.Е. , Ладеман Ю.	219
ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СДВИГОВОГО МОДУЛЯ В РЕЗИНОПОДОБНОМ МАТЕРИАЛЕ Бурлакова Т.А.	221
НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОТВЕРСТИЯ В ПЛОСКОЙ МЕМБРАНЕ Илюхина М.А.	223
ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НЕЙРОНОВ ПАРИЕТАЛЬНОЙ КОРЫ МОЗГА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ АППЛИКАЦИИ НОРАДРЕНАЛИНА И ГЛУТАМАТА Исакова А.В.	225
ПЛАЗМЕННЫЙ КОАГУЛЯТОР КРОВИ С ШИРОКИМ ПОЛЕМ ВОЗДЕЙСТВИЯ Волошин Д.Г., Саенко В.Б.	226
Подсекция РАДИОФИЗИКИ Стр. 227–248	
ПЕРЕКРЕСТНОЕ ФОТОУПРУГОЕ И ТЕРМОРЕФРАКТИВНОЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В СПЛОШНЫХ СРЕДАХ Стрыгин С.Е.	227
КВАНТОВЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНТЕННАХ Данилишин Ш. Л.	228
РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАДИОВОЛН МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ВОДНЫМИ СРЕДАМИ Лебедев А.В., Морозов В.О., Пирогов Ю.А.	230
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ С НЕСИНУСОИДАЛЬНОЙ ТОК-ФАЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ФАЗОВЫХ КУБИТОВ Кленов Н.В.	231

САМОСИНХРОНИЗАЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ И ЭФФЕКТ СКАНИРОВАНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ	
Акпаров В.В., Плисов К.И.	232
АНАЛИЗ ДИФРАКЦИОННЫХ ПОТЕРЬ В УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЯХ	
Тарабрин С.П.	234
СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ В МНОГОЛУЧЕВЫХ СИСТЕМАХ ПАССИВНОГО РАДИОВИДЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА	
Шлемин И.В., Пирогов Ю.А., Гладун В.В.	236
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА СУПЕРПРИЗМЫ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ	
Волкова З.А., Пятаков А.П.	237
СУБГАРМОНИЧЕСКИЕ СТУПЕНИ ШАПИРО НА ВАХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ С БОЛЬШОЙ ЁМКОСТЬЮ	
Карминская Т.Ю.	238
МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ В УСЛОВИЯХ НЕРЕГУЛЯРНОГО РЕЛЬЕФА	
Дудов Р.А.	240
МОДЕЛЬ БИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ	
Соловьев И.И.	242
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ, ИЗЛУЧЕННОЕ ПРОВОДОМ ВБЛИЗИ ЗЕМЛИ	
Атутов Е.Б, Ломухин Ю.Л.	244
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЙЯНИЯ РАДИОВОЛН МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА НЕСФЕРИЧЕСКИХ ГИДРОМЕТЕОРАХ МЕТОДОМ Т-МАТРИЦ	
Афонин А.А.	245
ТЕОРИЯ КАТАСТРОФ И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ К МОДЕЛИ НЕЛИНЕЙНОЙ КОЛЬЦЕВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ	
Филинков А.Г.	246
АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ГОРОДСКИХ УСЛОВИЯХ МЕТОДОМ ГЮЙГЕНСА-КИРХГОФА	
Козлов Р.Ю., Дымов А.В.	246
ОПТИМИЗАЦИЯ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОСПЕКТРОМЕТРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА И ОКИСИ ХЛОРА НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ	
Игнатъев А.Н., Крopotкина Е.П., Розанов С.Б., Соломонов С.В.	247
Подсекция ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Стр. 249–264	
МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ КАЗИМИРА ПРИ НАЛИЧИИ ЛОГАРИФМИЧЕСКИ РАСХОДЯЩИХСЯ ЧЛЕНОВ	
Малахов И.Ю.	249

ДИФФУЗИЯ МОЛЕКУЛЫ ПО ПОВЕРХНОСТИ ПРИ РЕАКЦИИ АД- СОРБЦИИ	
Белов И.В.	251
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЯ ЛИНЕАРИЗОВАННЫХ НЕСТАЦИОНАР- НЫХ ТРЕХМЕРНЫХ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ-СТОКСА	
Игнатъева О.А.	252
ДВУХЧАСТИЧНАЯ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ОДНОРОДНОЙ ФАЗЫ ВЕЩЕСТВА	
Николаева О.П.	254
НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА САМООРГАНИЗАЦИИ ГЕКСАГОНАЛЬ- НЫХ НАНОСТРУКТУР АДАТОМОВ С УЧАСТИЕМ ПОВЕРХНОСТНЫХ КВАЗИРЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН	
Емельянов В.И., Микаберидзе А.И.	256
МОДЕЛЬ АБСОРБЦИИ МЕТАНА НА NPC(SiC)	
Вабищевич Н.П.	257
О НЕМОНОТОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА ОТ ПРИ- ЛОЖЕННОГО ВНЕШНЕГО ПОЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ ПЕРИОДИЧЕСКОГО АСИММЕТРИЧНОГО ПОТЕНЦИАЛА	
Поляков А.В.	260
РАССЧЁТ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ПЕРЕХОДА ЗАМК- НУТОЙ БОЗОННОЙ СТРУНЫ В ОТКРЫТУЮ	
Щеглова Т.Ю.	262
О ВАРИАЦИОННЫХ ПРИНЦИПАХ В ТЕТРАДНОЙ ТЕОРИИ ГРА- ВИТАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ С НЕМЕТРИЧНОСТЬЮ ВЕЙЛЕВСКОГО ТИПА	
Королёв В.Ф.	263
Подсекция ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ И МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ Стр. 265–280	
АНОМАЛИИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ В СПЛАВАХ РВ1-ХГЕХТЕ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИТТЕРБИЕМ	
Волкова О.С., Пластун А.А., Пакпур Ф.А.	265
МАГНИТОФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ НАНОКОМ- ПОЗИТОВ	
Ерохин С.Г.	266
ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ АКТИВНЫХ МОЛЕКУЛ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ	
Воронцов А. С., Рябчиков Ю. В., Цыганков К. С.	267
ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЭНДВИЧЕЙ СО СВЕРХ- ПРОВОДЯЩИМИ КОНТАКТАМИ	
Ведяев А.В., Гусакова Д.Ю., Пугач Н.Г.	269
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКИ С УЧЕТОМ ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННО- ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ	
Ильницкий Д.К.	270

МЕХАНИЗМЫ ТОКОПЕРЕНОСА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ A-SI:H И ЕГО СПЛАВОВ	
Мазуров А.В.	271
МЕХАНИЗМЫ ФОТОХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ CdS_xSe_{1-x}	
Хамидов М.М., Маккаева А.А.	272
ВЛИЯНИЯ ИОННОЙ ОБРАБОТКИ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ СТРУКТУР GAAS-ALXGA1-XAS	
Зубанов А.В.	273
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ В ПЛАСТИНЕ (011) С КОМБИНИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ	
Вахитов Р.М., Гареева Е.Р., Вахитова М.М.	274
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ	
Уточкин И.Г., Марков С.Г.	275
ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО ТРАНЗИСТОРА	
Авачев А.П., Нестеров О.Е.	277
МОДЕЛЬ ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА	
Бускунов Д.Р, Петров Д.В.	277
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИРАЛЕЙ В ДВУМЕРНОЙ ХУ-МОДЕЛИ В ПЛАНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	
Синицын В.Е., Бострем И.Г., Овчинников А.С.	278
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР С D ⁻ -ЦЕНТРАМИ	
Зайцев Р.В.	279
Подсекция	
ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА 1	
Стр. 281–294	
ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ СЛОЖНОГО СОСТАВА НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА KN2PO4 (KDP)	
Грабовский С.В.	281
ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛОВ С ПЕРЕМЕННЫМ ПЕРИОДОМ РЕШЕТКИ	
Андреев А.В., Коновко А.А.	282
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА НА ПРОЦЕССЫ ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ И ИСПАРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ	
Лобок М.Г.	283
ТЕРМОЭДС СПЛАВА ВТ35 В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ДЕФОРМАЦИЙ	
Савина О.В.	284

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДИАРСЕНИДА ЦИНКА ПРИ СТАТИЧЕСКОМ ДАВЛЕНИИ ДО 50 ГПА Татур С.В., Лях Т.С.....	285
АДСОРБЦИЯ И ПОВЕРХНОСТНАЯ КОНЦЕНТРАЦИИ АЛЮМИНИЯ В СИСТЕМЕ AL-SN-IN Чочаева А.М.	286
МЕЖФАЗНАЯ ЭНЕРГИЯ ПЛЕНОК СПЛАВОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ НА ГРАНИЦЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДОЙ Лошицкая К.П., Созаев В.А., Чернышова Р.А.	287
ПОВЫШЕНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ АТОМНО-РАСSEИВАЮЩИХ ФАКТОРОВ Кульченков Е.А., Малофеев С.Е., Сидоров А.А.	288
ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПРОТОНООБМЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА И ТАНТАЛА ЛИТИЯ Алкаев А.Н.....	289
ДЕФОРМАЦИИ КРИВОЛИНЕЙНЫХ ТРУБ ИЗ ГИПЕРУПРУГИХ МАТЕРИАЛОВ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУР Козулин А.А., Скрипняк В.А., Савельев Н.Л.....	289
ПРОТОНООБМЕННЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ СТРУКТУРЫ В СТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ Фролова М.В.	290
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ СВИНЦА С МАЛЫМИ ДОБАВКАМИ НИКЕЛЯ Губжиков М.М, Ибрагимов Х.И., Канчукоев В.З., Понежев М.Х., Созаева А.Б., Созаев В.А. Хасанов А.И.	291
МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ С ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИМИ ПОТЕРЯМИ ЭНЕРГИИ ПРИ СИММЕТРИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ КРИСТАЛЛА Зыков А.В.	292
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ Трефилова А.Н., Корионов И.В., Бабушкин А.Н.....	293
VISUALIZATION OF MECHANICAL STRESS DISTRIBUTION IN SOLID BY MECHANOLUMINESCENCE Makarova N.U.....	294
Подсекция	
ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА 2	
Стр. 295–310	
СТРУКТУРНО-ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМОРФНЫХ СПЛАВОВ NI-B Клименко Н. А., Овчинников С.Г, Ситуха Н.В.....	295

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ОБЛУЧЕННОГО ФОРСТЕРИТА МЕТОДОМ РСА Калашников А.С., Гопиенко И.В., Грохольский А.В.	296
НОВЫЙ ТИП УГЛЕРОДНЫХ АДСОРБЕНТОВ Михайлов А.И., Бабаев В.Г.	296
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ ГРА- ИЦ ЗЕРЕН В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ Макаев Р.И.	297
ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ NaCl, НАНЕСЕННЫХ ИЗ ВЫ- ОИСПЕРСНОГО АЭРОЗОЛЯ Ломоносов А.М., Мешков Е.Б., Яминский И.В.	298
НАНО-МАСШТАБНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ (A-C:H) ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ СКАНИРУЮЩЕГО ЗОНДОВОГО МИКРОСКОПА Андреева Н.П., Заведеев Е.В.	299
СИНТЕЗ И АТОМНО-КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ФАЗ ВЫ- ОКОГО ДАВЛЕНИЯ В СПЛАВАХ КВАЗИБИНАРНОЙ СИСТЕМЫ YV1- XUXFE2 Цырулин Н.Л., Галат В.А.	300
КВАНТОВО МЕХАНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯ- ИЙ 9,10 АНТРАХИНОНА Березин К. В., Кривохижина Т. В., Нечаев В. В.	302
АГРЕГАЦИЯ ЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В ПРИСУТСТВИИ ПОЛИ- ЛЕКТРОЛИТОВ Мамчиц Е.Г.	303
КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕ- ИЛАЛАНИНА С К- КАРРАГИНАНОМ Григорьев Т.Е.	304
ИЗУЧЕНИЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В КОМП- ЛЕКСАХ НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ Бакулин А.А.	305
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ДИНАМИКИ ЗАЦЕПЛЕННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМ Долгушев М.В, Крутьева М.А., Фаткуллин Н.Ф.	306
СПОНТАННОЕ И ИНДУЦИРОВАННОЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ УПОРЯ- ДОЧЕНИЯ В СИНГЛЕТНЫХ СИСТЕМАХ: NOVA2CU3O7-X (0JX J 1) Демидов А.А., Колмакова Н.П.	307
КОНКУРИРУЮЩИЕ РОСТОВЫЕ ЦЕНТРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПИРА- МИДЫ (101) И ПРИЗМЫ (100) КРИСТАЛА KDP, ПРИ РОСТЕ ИЗ РАСТ- ВОРА Бредихин В.И., Галушкина Г.Л., Кузнецов С.П., Кулагин А.А., Мальшакова О.А.	309

ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ ЗАПИСАННЫХ В СИСТЕМЕ ТРЕХУРОВНЕВЫХ ЦЕНТРОВ Русинов А.П.....	310
Подсекция ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И НАНООБЪЕКТОВ Стр. 311–328	
ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ РВТЕ(MN, CR) И РВТЕ(MN, MO) Артамкин А. И., Кожанов А. Е.	311
ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ТИПА МЕТАЛЛ-ДИЛЕКТРИК В ЛЕГИРОВАННЫХ ГАЛЛИЕМ СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ РВТЕ Дмитриев Н.Н., Голубев А.В.	312
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ ER ³⁺ В СТРУКТУРАХ SiO/SiO ₂ С КРЕМНИЕВЫМИ НАНОКРИСТАЛЛАМИ Тетеруков С.А., Жигунов Д.М., Лисаченко М.Г.	312
ВЫРАЩИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛА И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФАЗЫ LiCu ₂ O ₂ Сусанина Т.А.	314
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ НА ОСНОВЕ ХРОМА Крупенин В.А., Залуин В.О., Зорин А.Б.	315
ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ В СТРУКТУРАХ AlGaAs/GaAs/AlGaAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ Васильевский И.С.	318
ПРОЦЕСС ТУННЕЛИРОВАНИЯ И ТРАНСПОРТ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СТРУКТУРАХ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ Мухамедов А.В., Лисаченко М.Г.	320
ЭФФЕКТ ФОТОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В КВАНТОВОЙ НИТИ ПРИ ФОТОИОНИЗАЦИИ D ₂ (-) – ЦЕНТРОВ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ Марко А.А.	321
РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ НИТЯХ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ КОНФАЙНМЕНТА Киндаев А.А.	322
ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАБОТУ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА НА НАНОЧАСТИЦ СПЛАВОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ Канчукоев В.З., Кашежев А.З., Манукянц А.Р., Созаев В.А.	323
ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА КОМПЛЕКСА «КВАНТОВАЯ ТОЧКА – D(-)- ЦЕНТР» В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ Яшин С.В.	324

ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКОЙ СРЕДЫ НА МЕХАНИЗМЫ ТОКОПЕРЕНОСА В СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЯХ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ Сизов А.В.	324
КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НАНОПОРИСТОГО КРЕМНИЯ. Горчинский А.Д., Лендел В.В., Мельниченко Н.Н., Свеженцова Е.В., Хоменко А.Ю.	325
ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В НАНОГЕТЕРОСИСТЕМАХ С УЧАСТИЕМ D(-)-ЦЕНТРОВ Майоров В.Г., Кревчик В.Д.	326
ПЛАВЛЕНИЕ НАНОНИТЕЙ IN, CD И ZN, ОСАЖДЕННЫХ В МАТРИЦУ ПОРИСТОГО АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ Белов А.Н.	327

**Одиннадцатая Международная конференция студентов, аспирантов
и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2004»**

**Секция «Физика»
Сборник тезисов**

Физический факультет
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
2004 г.

Подписано в печать 25.05.2004.
Объем 21,75 п.л. Тираж 150 экз.
Заказ № _____

Физический факультет МГУ
119992 ГПС-2, г. Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова
Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета МГУ