

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2006»
Секция «Физика»
Сборник тезисов

14 апреля 2006 г. Физический факультет
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции:

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

В тринадцатый раз в Московском государственном университете проводилась Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов». Отрадно отметить, что из года в год растет число участников этого форума научной молодежи, в этом году их было 308 человек, среди них 131 из других городов России и стран ближнего зарубежья, в том числе 46 из стран СНГ. В этом году смогли приехать и выступить 50 иногородних студентов и аспирантов. Уровень представленных докладов был традиционно для этой конференции высоким, представление – современным и ярким.

Студенты старших курсов, аспиранты и молодые сотрудники имели возможность выступить с докладами по собственным результатам на 20 подсекциях, охватывающих практически все аспекты физической науки. На каждой подсекции председательствующим совместно с присутствующими сотрудниками физического факультета были выделены лучшие сообщения, авторы которых награждены дипломами конференции. Ниже приведены имена этих молодых талантливых ученых:

1. Цыганков С.С. – аспирант ИКИ РАН
2. Листопад А.А. – студ. 6 курса Новосибирского гос. техн. университета
3. Кувыкин И.В. – студ. 5 курса каф. биофизики
4. Горелкин И.В. – студ. отд. дополн. образования
5. Самсонова В.В. – студ. 5 курса каф. магнетизма
6. Артемьев А.В. – студ. 4 курса каф. математики
7. Хвалей С.В. – аспирант НИИ Прикладных физических проблем, Минск
8. Орлов Д.М. – студ. 5 курса каф. молекулярной физики
9. Стремоухов С.Ю. – студ. 4 курса каф. ОФ и ВП
10. Хлапов В.П., Федорова К.В. – студ. 3 курса и аспирант каф. молекулярной физики
11. Захарова А.С. – студ. Саратовского гос. университета
12. Тархов М.А. – аспирант Московского педагог. гос. университета
13. Шалин А.С. – аспирант Ульяновского гос. университета
14. Сидоров Д.Б. – аспирант Поморского гос. университета
15. Пальванов П.С. – студ. 4 курса каф. магнетизма
16. Палюлин В.В. – студ. 5 курса каф. физики полимеров и кристаллов
17. Порохова А.В. – студ. 5 курса каф. нейтронографии
18. Залеский А.В. – студ. Белорусского гос. университета
19. Сорочан В.В. – аспирант Приднестровского гос. университета

Для большинства участников конференция «Ломоносов-2006» - 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 -2006», профессор

П.К. Кашкаров

**Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2006»
Секция «Физика»
Сборник тезисов**

Подписано в печать 22.05.2006.
Объем 12 п.л. Тираж 150 экз.
Заказ №

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

Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета

АСТРОФИЗИКА

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

УДК 523.035.2

**О СТРУКТУРЕ ВНЕШНИХ ЧАСТЕЙ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ,
ОБЛУЧАЕМЫХ РЕНТГЕНОМ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА**

Мещеряков А.В., Лихачев Р.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Аккреционные диски в астрофизике имеют место в самых различных астрофизических объектах: от дисков вокруг протозвезд до дисков вокруг сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик и квазарах [1].

В большинстве случаев внешние части аккреционных дисков подвергаются мощному облучению жестким рентгеном от центрального источника. В этом случае возникает необходимость расчета структуры внешних частей диска с учетом этого облучения. Прежде всего в результате этого облучения над стандартным диском появляется мощная оптически прозрачная горячая корона. В работе изучается изменение структуры в результате облучения более плотного и более холодного, оптически толстого диска, в котором реально и происходит основная аккреция вещества.

В работе выводится система обыкновенных дифференциальных уравнений, которые описывают вертикальную структуру облученного диска. Эта система уравнений решается численно с учетом граничных условий на физические величины (давление, плотность, температура, поток лучистой энергии). Отмечена большая роль электронного рассеяния жесткого рентгена. В результате учета электронного рассеяния появляется поле рассеянных фотонов, которые проникают в более глубокие слои диска. При расчете параметров этого поля (прежде всего средней интенсивности и потока) используется приближенный метод В.В.Соболева [2], который гарантирует относительную точность расчета не хуже 5%. Мощный нагрев внешних частей аккреционного диска может увеличить темп аккреции вещества в этих областях, что в свою очередь приведет к модуляции светимости сильно облученных дисков с характерным временем вязкой диффузии вещества.

1. Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973, A&A 24, 337
2. Соболев В.В., Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.:ГИТТЛ, 1956

НАБЛЮДЕНИЯ SS 433 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ RXTE

Филиппова Е.В., Ревнивцев М.Г., Фабрика С.Н., Постнов К.А., Сейфина Е.В.

Институт Космических Исследований (РАН)

В работе представлен анализ наблюдений системы SS 433 обсерваторией RXTE за время 1996-2005 год.

Считается, что система SS 433 состоит из компактного объекта (вероятно, черной дыры), аккрецирующей вещество в сверхкритическом режиме с массивного оптического компаньона, заполняющего полость Роша (Фабрика 2004). Главной особенностью двойной системы SS 433 является наличие мощных коллимированных струй (джетов), выбрасывающих вещество из системы со скоростью $v=0.26c$. Несмотря на длительное изучение системы (более 30 лет) до сих пор не существует надежных измерений отношения масс компаньонов $q=M_x/M_o$.

Поток от SS 433 в рентгеновском диапазоне обусловлен тепловым излучением многотемпературной оптически тонкой плазмы (тормозное излучение). В системе наблюдаются переменность потока и температуры видимого излучения, связанные с прецессией геометрически толстого диска и затмениями оптическим компаньоном.

В работе показано, что вблизи затмений струй оптической звездой наблюдается сильное фотопоглощение рентгеновского излучения, что можно объяснить присутствием плотного ветра вблизи звезды. Таким образом измерения радиуса полости Роша вторичной компоненты по рентгеновским затмениям могут привести к переоценке его размера из-за фотопоглощения в звездном ветре, поэтому их нельзя напрямую использовать для определения отношения масс компаньонов в системе.

Предположив, что высота аккреционного диска ограничивается размером радиуса полости Роша компактного объекта, и используя наблюдения на разных прецессионных фазах, мы восстановили профиль температуры плазмы в струях вдоль оси, из которого следует, что в ближайшей видимой точке струй, находящейся на расстоянии $l/a \sim 0.06-0.09$ от компактного объекта ($a \sim 4 \cdot 10^{12}$ см – размер системы) температура струи $T \sim 30$ кэВ, а радиус его поперечного сечения $r/a=0.01-0.016$ (для модели струй с постоянным углом раствора и адиабатическим охлаждением).

Впервые показано наличие рентгеновских затмений на прецессионных фазах $\psi \sim 0.33, 0.66$, соответствующих моменту, когда струи находятся в картинной плоскости.

Аппроксимация профилей затмения струй на этих фазах нашей моделью позволила поставить ограничение снизу на размер области, осуществляющей орбитальные затмения, $R/a \geq 0.5$ или верхний предел на отношение масс компаньонов $q \leq 0.3-0.35$

(в предположении, что радиус затмевающей области (звезда плюс ветер) не может превышать радиус полости Роша вторичного компаньона больше, чем на 20 %).

УДК 524.35

К ВОПРОСУ О НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Печников С.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время в астрофизике нейтронных звезд широко обсуждается вопрос о корреляции наблюдаемых распределений остатков сверхновых и пульсаров (ней-

тронных звезд). Теоретические модели этих распределений не соответствуют эмпирическим данным. Это может быть вызвано тем, что часть нейтронных звезд рождается радиотихими, однако учет такой возможности не устраняет всех противоречий. Важными поэтому становятся вопросы рождения нейтронных звезд и, конкретно, механизма взрыва сверхновых (определяющего характеристики остатков вспышки сверхновой). Так при асимметричном взрыве компактный остаток - нейтронная звезда или белый карлик - может получить отдачу и, как результат, большую пространственную скорость, при которой он покидает пределы оболочки родительской сверхновой. Рождающуюся нейтронную звезду, таким образом, характеризуют не только период вращения, скорость замедления, величина магнитного поля, температура поверхности и т. д., но и пространственная скорость, приобретенная в результате взрыва сверхновой. Отдельным нейтронным звездам, естественно, соответствуют свои значения всех этих параметров, чем ставится вопрос о распределении начальных параметров нейтронных звезд. Это очень трудная задача; ее решение в основном ищут в области эмпирики, хотя предполагаются и теоретические модели. Трудность наблюдательного решения этой задачи связана с эффектами селекции. Поэтому главным в изучении одиночных нейтронных звезд становится определение распределений начальных параметров и законов эволюции этих объектов. Более глубокие исследования должны прояснить причины возникновения соответствующих распределений и такого хода эволюции.

Последние несколько лет максимальное распространение получило распределение начальных пространственных скоростей нейтронных звезд, предложенное Арзуманяном и др. (2002). Гоббс и др. (2005) недавно получили альтернативный вариант этого распределения. Основываясь на этих предложениях, мы исследуем вопрос об ассоциации остатков сверхновых с нейтронными звездами (а) для модели Рудермана-Сазерленда (1975) с затрудненным выходом частиц с поверхности нейтронной звезды и (б) модели Аронса (1979) со свободным выходом частиц. За основу взяты стандартная магнито-дипольная модель, а также эволюционная модель Бескина и др., объясняющая замедление скорости вращения радиопульсаров пондермоторным взаимодействием токов в магнитосфере нейтронных звезд. В развитие работ Бескина мы последовательно учитываем эволюцию угла наклона магнитной оси к оси вращения нейтронной звезды. Одним из результатов работы, было построение распределения нейтронных звезд в остатках сверхновых для стадий радиопульсара и радиотихих нейтронных звезд.

1. Бескин В. С., Елисеева С. А. (2005), ПАЖ, т31, с290;
2. Azoumanian Z., Chernoff D. F., Cordes (2003), ApJ, v568, p289;
3. Hobbs G., et al. (2005), MNRAS, v360, p963;
4. Kaspi V. M. (1998), AdSpR, v21, p176.

УДК 550.388.2

ПОТОКИ ЭЛЕКТРОНОВ НА $L < 1.2$ ПОД РАДИАЦИОННЫМИ ПОЯСАМИ

Петров В.Л.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одна из особенностей распределения электронов в радиационных поясах заключается в практически полном отсутствии потоков заряженных частиц под радиацион-

ными поясами на $L < 1.2$ на приэкваториальных широтах вне Южно-атлантической магнитной аномалии. Однако, в 90х годах прошлого века, на борту орбитальной станции «Мир» комплексом оборудования «Спрут-V», а затем и «Рябина-2» впервые были зарегистрированы спорадические всплески потока электронов с энергиями в десятки-сотни кэВ на $L < 1.2$ [1]. Комплекс аппаратуры «Спрут-V» регистрировал электроны с энергиями >75 кэВ, >300 кэВ и >600 кэВ, аппаратура «Рябина-2» измеряла тормозное излучение от заряженных частиц высоких энергий (>100 кэВ и >500 кэВ).

Всплески регистрировались в приэкваториальной области в определенных долготных интервалах, при этом спектры потоков электронов в различных долготных интервалах различны.

Дальнейшее изучение экспериментальных данных подтвердило первоначально полученные результаты. В ходе эксперимента «Скорпион-1» на борту МКС, а также скоординированного с ним научно-образовательного эксперимента «Колибри-2000» [2], были зарегистрированы аналогичные всплески потока электронов с энергией в десятки-сотни кэВ на $L < 1.2$. Микроспутник «Колибри-2000» был запущен с борта грузового корабля «Прогресс-М» после отстыковки от МКС весной 2002 года и летел по орбите МКС с небольшим отставанием.

В начале 2005 года был выведен на орбиту микроспутник «МГУ-250» – «Татьяна». Спутник массой 31 килограмм имеет обширную научную программу, в том числе измеряет потоки электронов в энергетических интервалах 300–600 и 700–900 кэВ. Полученные в ходе этого эксперимента данные подтверждают предыдущие выводы и позволяют уточнить спектральные характеристики потоков.

Также были обработаны данные экспериментов «Интеркосмос-24», «Космос-900», «Коронас-Ф», SAMPEX, NOAA POES. Это позволило расширить энергетический интервал измерений от ~ 25 кэВ до ~ 12 МэВ, высотный интервал от 250 км до ~ 1000 км и временной – с конца семидесятых годов прошлого века по 2005 год. Измерения в различных экспериментах проводились различной аппаратурой с различными методами регистрации заряженных частиц, что, однако, не помешало наблюдать одно и то же явление: спорадические возрастания потока электронов различных энергий в фиксированных географических зонах. То, что они регистрируются в течение ~ 30 лет, указывает на стабильное существование этих приэкваториальных образований.

В качестве источника таких электронов под радиационными поясами нами рассматривается механизм рассеяния электронов радиационных поясов на низкочастотных волнах в ионосфере с последующим их высыпанием в атмосферу Земли [3]. В качестве природных источников таких волн могут выступать либо грозы, либо землетрясения. Проведенное морфологическое сравнение областей повышенной сейсмической активности, областей формирования основных атмосферных грозовых систем и областей повышенной регистрации электронных всплесков показало их качественное совпадение [4]. В этой связи встает вопрос о численном моделировании описанных процессов как о приоритетной задаче. Поэтому дальнейшая работа над темой связана с моделированием процесса рассеяния частиц на низкочастотных волнах, источником которых являются грозы.

1. Grigoryan, O.R., Sinyakov, A.V., and Klimov, S.I. Energetic Electrons on $L < 1.2$. Connection to Lightning Activity, Adv. Space Res., vol. 20, no 3, 389-392, 1997.
2. Тамкович Г., Климов С., Григорян О., Петров В., Радченко В. Основные научно-образовательные результаты микроспутника "Колибри-2000". IV Международная конференция–выставка «Малые спутники. Новые технологии. Миниатюризация. Области эффективного применения в XXI веке», г. Королев Московской области. 31 мая – 4 июня 2004 г.

3. Трахтенгерц В.Ю., Демехов А.Г, Космические циклотронные мазеры, Природа, №4, 2002.
5. Grigoryan O., Usanova M., Petrov V. Neutral and charged particles at low latitudes. Is their connection with thunderstorms possible? Proceeding of NATO ASI 2004, Corsica. Summer school on sprites, elves, jets and intense lightning discharges, July 24-31, 2004.

УДК

ЗАДАЧА О РЕКОНСТРУКЦИИ ПОЛЯ ПЕКУЛЯРНЫХ СКОРОСТЕЙ

Курносое А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В современной астрономии и космологии немалый интерес представляет восстановление поля пекулярных скоростей галактик, т.е. «собственных» скоростей, не обусловленных расширением вселенной. Суть проблемы в том, что на основании эффекта Доплера можно судить лишь о радиальных составляющих скоростей (закон Хаббла), пекулярные же скорости, за редким исключением, экспериментально не определяемы. Доклад посвящен одному из теоретических подходов решения задачи.

В качестве модели выбирается пылевидная вселенная: непрерывная среда без давления с объемным гравитационным потенциалом. Движение описывается системой трех уравнений: уравнения непрерывности, уравнения Эйлера и уравнения Пуассона. В случае изотропной однородной вселенной система сводится к уравнению Фридмана, решение которого известно («нулевое» решение). Окончательная постановка задачи может быть сформулирована как система уравнений на поправки к «нулевому» решению (в частности, пекулярные скорости как раз являются поправками к «нулевому» решению для поля скоростей, т.е. к закону Хаббла). Эти уравнения дополняются двумя граничными условиями по времени для распределения плотности: нынешнее распределение плотности берется из каталогов галактик, а начальное распределение предполагается однородным.

Если перейти от эйлеровых координат к лагранжевым, плотность будет однозначно выражаться через якобиан перехода, а уравнение непрерывности обратится в тождество.

Зельдовичем было замечено, что линеаризация в лагранжевых координатах приводит к меньшим «потерям», чем в эйлеровых координатах. В так называемом приближении Зельдовича [1] уравнение движения сводится к равенству нулю второй производной координат по времени, т.е. свободному движению (в лагранжевых координатах).

Можно показать [2], что задача о решении полученного уравнения аналогична вариационной задаче о поиске минимума некоторого функционала, которая, в свою очередь, сводится к задаче о назначениях – задаче линейной оптимизации.

Вариационный принцип также может быть обобщен для задачи системы уравнений Эйлера – Пуассона без приближения Зельдовича. Основная трудность заключается в том, что приходится иметь дело с потенциалом (в приближении Зельдовича гравитационное поле выпадает из уравнения движения) и функционал в целом приобретает бо-

лее сложный вид. В настоящее время развивается следующий метод решения задачи о минимизации функционала: движение считается свободным (в лагранжевых координатах), а траектории выправляются мгновенным включением поля (так называемый kick). Такой подход приводит к задаче квадратичной оптимизации, решение которой может оказаться полезным также и в других приложениях.

1. Zel'dovich Y. B., 1970, A&A, 5, 84
2. Frisch U., Matarrese S., Mohayaee R., Sobolevski A., 2002, Nat, 417, 260

УДК 550.388.2

ДИНАМИКА ПОТОКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ РПЗ В АПРЕЛЕ-МАЕ 2005 ГОДА ПО ДАННЫМ ИСЗ «КОРОНАС-Ф» И «УНИВЕРСИТЕТСКИЙ – ТАТЬЯНА»

**Муравьева Е.А., Кузнецов С.Н., Мягкова И.Н.
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе представлены результаты экспериментального исследования вариаций внешнего радиационного пояса Земли (РПЗ) для электронов с энергией >1.5 МэВ в апреле-мае 2005 г., выполненного по данным ИСЗ «КОРОНАС-Ф» ($h_{орбиты} \approx 400$ км, $i = 82.5^\circ$, $T_{обр} = 94.5$ мин) [1] и «Университетский-Татьяна» ($h_{орбиты} \approx 1000$ км, $i = 83^\circ$, $T_{обр} = 104$ мин) [9]. Релятивистские электроны внешнего РПЗ вызывают объемную ионизацию в микросхемах космических аппаратов и нарушают их работу, поэтому исследование динамики потоков релятивистских электронов представляет большое значение.

Как известно, в результате воздействия магнитных бурь потоки электронов в РПЗ претерпевают заметные вариации [2-4,6-8]; это наблюдалось и в экспериментах на спутниках «КОРОНАС-Ф» и «Университетский-Татьяна». Используя данные за этот период времени, мы имеем возможность проанализировать динамику РПЗ во время следующих магнитных возмущений: 5 апреля ($D_{st} = -85$), 12 апреля ($D_{st} = -70$), 8 мая ($D_{st} = -127$), 15 мая ($D_{st} = -263$) и 20 мая ($D_{st} = -103$).

На рис.1 показана динамика распределения по L-оболочкам потоков электронов в период с 1 апреля по 31 мая 2005 г. по данным ИСЗ «КОРОНАС-Ф» ((1) – $E_e = 1.5-3$ МэВ) и «Университетский-Татьяна» ((2) – $E_e > 3.5$ МэВ), а также параметры магнитосферы и межпланетной среды ((3),(4) – индексы D_{st} , Kp; (5),(6) – скорость и плотность солнечного ветра; (7) – Vz-компонента межпланетного магнитного поля)

Было получено, что во время главной фазы магнитной бури происходит сильное уменьшение интенсивности. На фазе восстановления внешний радиационный пояс формируется значительно ближе к Земле; для всех случаев, кроме бури 15 мая, максимум внешнего РПЗ после главной фазы бури находился ниже положения, рассчитанного по формуле $L_{max} = (2.75 \times 10^4 / D_{st})^{1/4}$ [5]. В последующие дни пояс возвращается в добуриное положение; наблюдается увеличение интенсивностей потоков электронов.

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

Падение интенсивности электронов мы связываем с резким уменьшением размеров магнитосферы во время главной фазы бури, а также с вытягиванием силовых линий внешнего РПЗ и попаданием части их в плазменный слой хвоста магнитосферы. Следует отметить, что во всех исследованных случаях восстановление РПЗ носило достаточно длительный (не менее нескольких суток) характер. Отметим, что данные, полученные на спутниках «КОРОНАС-Ф» и «Университетский-Татьяна», достаточно хорошо согласуются между собой

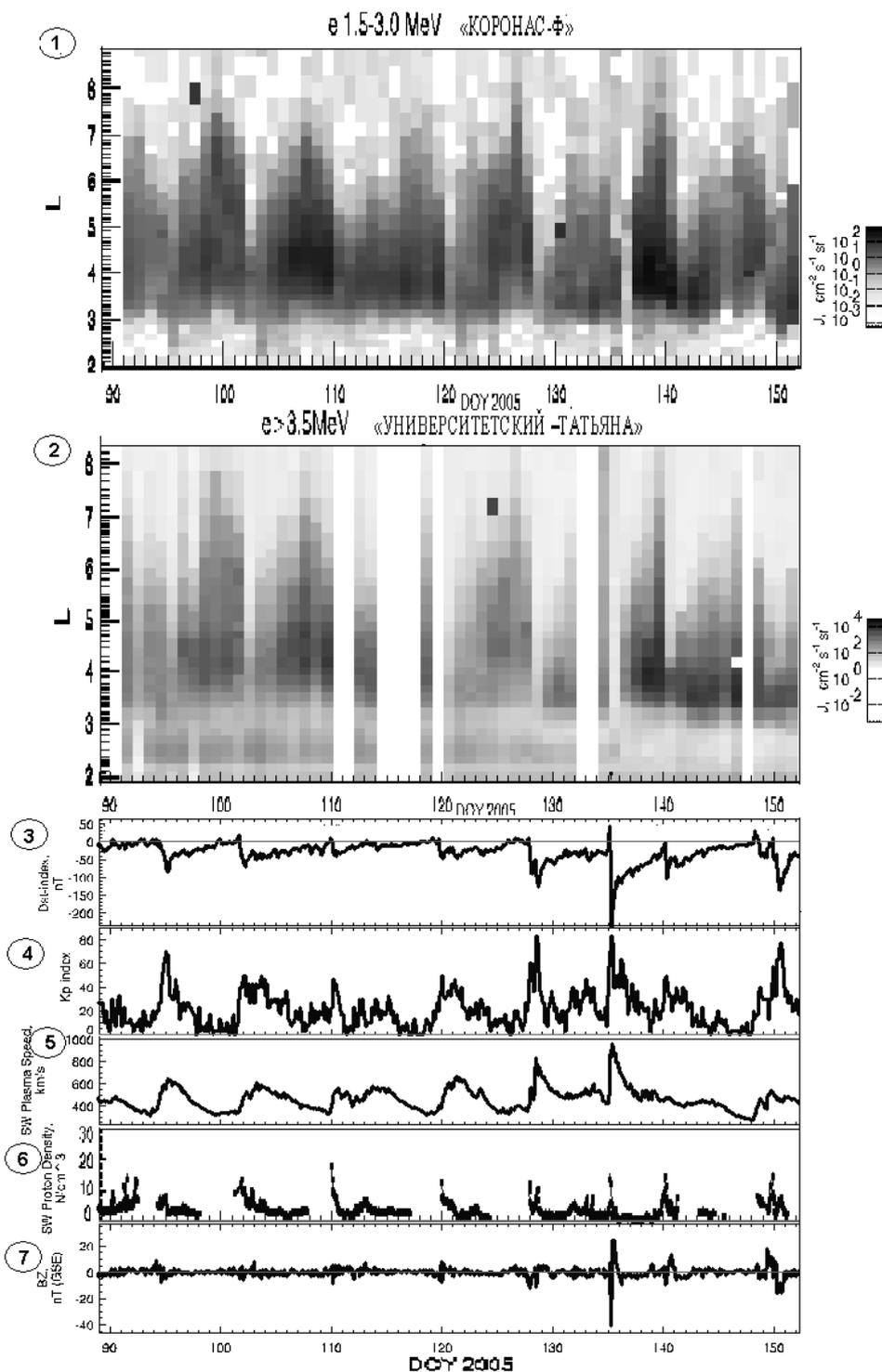


Рис. 1. Динамика потоков электронов внешнего РПЗ в апреле–мае 2005 г. по данным ИСЗ «КОРОНАС-Ф» и «Университетский-Татьяна». Параметры магнитосферы, солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (см. пояснения в тексте)

1. Кузнецов С.Н., Богомолов А.В., Гордеев Ю.П. и др. // Изв.РАН. Сер.физ. 1995. Т. 59. С.2–4
2. Williams, D.J., J.F.Arens, and L.J.Lanzerotti // J. Geophys. Res., 1968, V. 73, p.5673-5696
3. Emel'yanenko S.P., Kuznetsov S.N., Stolpovsky V.G.// Cosmic Res. (USA), 1978, V.15, p.129-132
4. West A.I., Buck R.M., Davidson G.T. // J. Geophys. Res., 1981, V. 86, p. 2111-2119
5. Л.В. Тверская, // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26. С. 864
6. С.Н. Кузнецов, И.Н. Мягкова, Б.Ю. Юшков // Геомагнетизм и аэрономия. 2005. Т.45. № 2. С. 315-320.
7. С.Н.Кузнецов, Ю.И.Денисов, И.Н.Мягкова, Е.А.Муравьева, К. Кудела. // Научная сессия МИФИ - 2004. Сборник научных трудов, том 7, стр.28.
8. М.И.Панасюк, С.Н.Кузнецов, Л.Л.Лазутин и др. // "Космические исследования", 2004 г. 42 № 5 с. 509-554
9. Космический научно-образовательный проект МГУ им. М. В. Ломоносова «МГУ-250» <http://cosmos.msu.ru>

ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ПРОФИЛЯ ИМПУЛЬСА И ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ ОТ СВЕТИМОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ

*Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Чуразов Е.М., Сюняев Р.А.
Институт Космических Исследований РАН, Москва, Россия

В работе представлены результаты анализа наблюдений нескольких рентгеновских пульсаров по данным обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE в широком (3-100 кэВ) энергетическом диапазоне. Особое внимание уделялось исследованию зависимости формы профиля импульса и положения резонансной линии циклотронного поглощения в спектре источника от его светимости и энергетического диапазона.

Было показано, что в случае пульсара V0332+53 положение центра циклотронной линии не постоянно, а линейно растет с уменьшением светимости. Подобное поведение было обнаружена и для источника 4U 0115+63, однако зависимость от светимости оказывается более сложной.

Для ряда исследуемых пульсаров была выявлена сильная зависимость формы профиля импульса от светимости источника и энергетического диапазона. Впервые было обнаружено резкое изменение профиля в районе основной гармоники циклотронной частоты у пульсара V0332+53, когда профиль из однопикового становится двухпиковым (рис. 1а, б).

В работе обсуждаются полученные результаты, а так же рассматриваются различные модели формирования излучения вблизи нейтронной звезды.

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

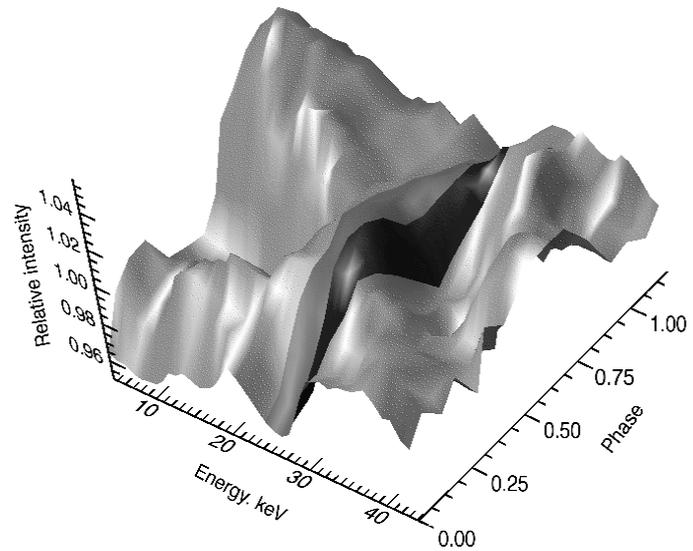


Рис. 1а. Трехмерное изображение профиля импульса источника V0332+53 в зависимости от энергетического диапазона

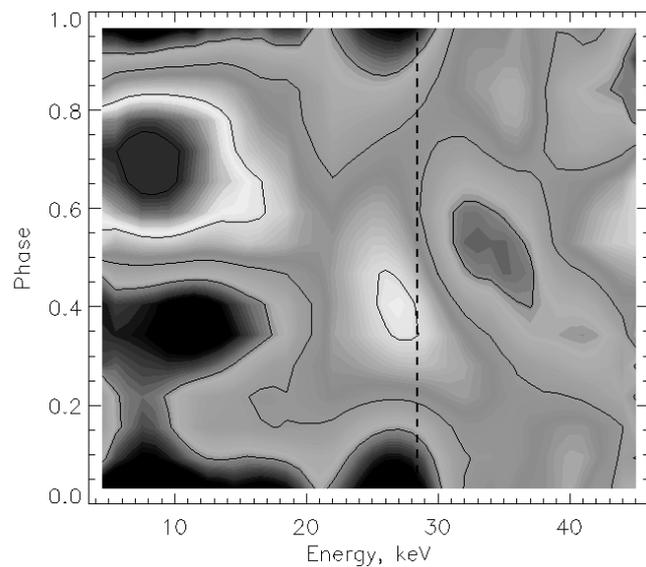


Рис. 1б. Карта интенсивности для случая, представленного на рис. 1а. Пунктирной линией показано положение центра основной гармоники циклотронной линии поглощения в спектре источника.

О ДИНАМИКЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В МОДЕЛИ С ФАНТОМНЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

Дмитриева А.В.

Ульяновский Государственный Университет, филиал в г.Димитровграде,

Исследованы астрофизические объекты на примере моделей дисковых систем (галактик) в классе нестатических неоднородных метрик Маджумдара-Папапетроу. Линейный элемент выбранной метрики представлен в виде:

$$ds^2 = e^{A(x,y,t)+a(z)} (dt^2 - dx^2 - dy^2) - e^{-A(x,y,t)} dz^2 \quad (1)$$

Рассмотрены системы уравнений Эйнштейна с различными источниками гравитационного поля в виде скалярного поля, скалярного поля с идеальной жидкостью, нелинейной сигма-модели.

Показано, что во всех трёх случаях уравнения Эйнштейна сводятся к однотипным уравнениям для нахождения функций динамики диска ($A(t, x, y)$) и поперечной структуры ($\alpha(z)$):

$$\square A(t, x, y) = \Omega_0 e^{2A(t,x,y)} \quad (2)$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\alpha}{dz} \right)^2 - \frac{d^2\alpha}{dz^2} = e^{-\alpha(z)} \Omega_0 \quad (3)$$

Получены численное и аналитическое решение, которые показывают возможность существования дисковых структур. Численное решение имеет вид:

$$\alpha(z) = \frac{1}{\operatorname{tg}^2\left(\frac{1}{2}z\right) + 1} \quad (4)$$

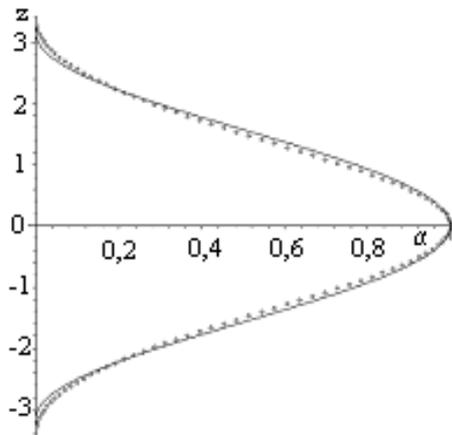


Рис. 1. Распределение вещества в рассматриваемой модели

Аналитическое решение для (3), удовлетворяло начальным условиям

$$\left. \frac{d\alpha(z)}{dz} \right|_{z=0} = 0$$

и $\alpha(0) = 1$ при параметра $\Omega_0 = e^{-\frac{1}{2}}$.

Полученные численное и аналитическое решения представлены на рисунке 1.

Также рассмотрена динамика системы и показана возможность возникновения «рукавов» и баров галактик.

1. В.М. Журавлев, Д.А. Корнилов. Неоднородная космологическая модель со скалярным полем и квинтэссенция. // Уч. записки Ульяновского гос. ун-та. Сер. физ. 2000. № 1(8), С.6-9.
2. В.М.Журавлёв, Д.А.Корнилов. Точные решения в классе неоднородных космологических моделей с идеальной жидкостью и скалярным полем. // Ульяновск: Учёные записки УлГУ. Серия физическая. 2001. С.3-10.
3. С.В.Червон. Нелинейные поля в теории гравитации и космологии. Ульяновск. 1997. С.191.
4. В.М.Журавлёв. Нелинейные волны в многокомпонентных системах с дисперсией и диффузией. Точно решаемые модели. Ульяновск: УлГУ. 2001. С.212.

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

**Председатель подсекции
проф., д.ф.-м.н. Василенко Олег Иванович**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ
КОСМИЧЕСКОГО ИЗУЧЕНИЯ В ЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЕ**

Бондарцова О.В.

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

Для достоверной интерпретации результатов эмульсионного эксперимента требуется информация о характеристиках рентгеноэмульсионной камеры. Такую информацию можно узнать из моделирования взаимодействия частиц космических лучей в камере и их дальнейшей регистрации. Результаты моделирования используются при вычислении эффективности регистрации частиц в камере и определении характеристик первичных частиц.

Для моделирования процессов в эмульсионных камерах применялся новый программный комплекс ECSim основанный на GEANT 3.21 и ядерно-ядерной модели QGSJET. Использование этого программного комплекса позволило интерпретировать результаты русско-японского балонного эксперимента RUNJOB. Полученные при моделировании результаты представлены в виде кривых эффективности регистрации и распределения по точкам взаимодействия для протонов и ядер гелия. Произведено сравнение с результатами эксперимента и расчетами других авторов.

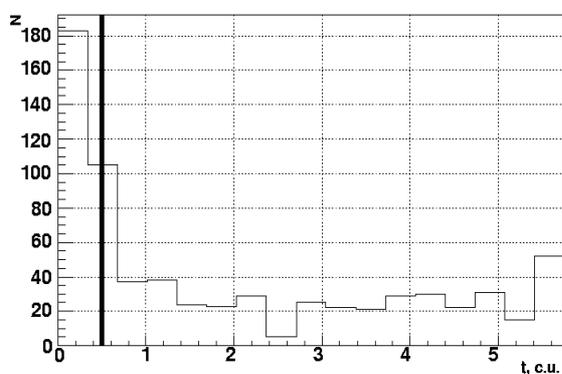


Рис. 1 Распределение по точкам взаимодействия для протонов

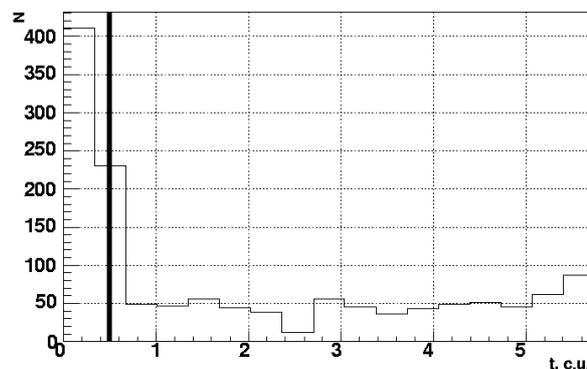


рис. 2 Распределение по точкам взаимодействия для ядер гелия

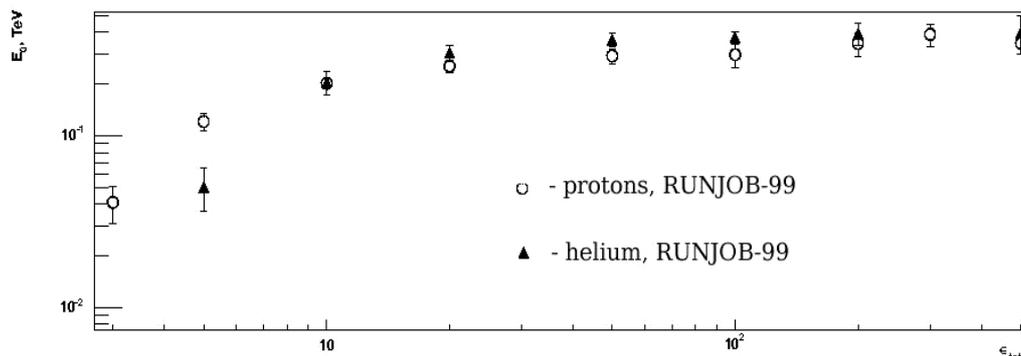


Рис.3 Эффективность регистрации протонов и ядер гелия в камерах RUNJOB-99

Автор выражает искреннюю благодарность д.ф.-м. н. Рогановой Т.М. за помощь в подготовке работы; а также поблагодарить к.ф.-м. н. Назарова С.Н. и к.ф.-м. н. Галкина В.И. за предоставленную возможность использования написанного ими программного комплекса ECSim и участие в обсуждении работы

E-mail: Bondartsova.Olga@gmail.com

1. Aranasenko A. V., et al., Composition and energy spectra of cosmic ray primaries in the energy range 1013-1015 eV/particle observed by Japanese-Russian joint balloon experiment. //Astropart. Physics. 16(2001). p.13-46
2. Назаров С. Н., Моделирование процесса регистрации космического излучения высоких энергий для обработки данных эмульсионных и черенковских экспериментов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.
3. Галкин В. И., Дербина В. А., Замчалова Е. А. и др. Изв. РАН., сер. физич. 2004, Т. 68 N11 с.1590-1592.
4. CERN/ASD Group. GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library W5013. CERN, 1994. Т. Fujinaga, M. Ichimura, Y. Niihori and T. Shibata, Nucl. Instr. and Methods, A276 (1989) p.317-339.

УДК 539.12.01

ОДИНОЧНОЕ РОЖДЕНИЕ t - КВАРКА ЗА СЧЕТ АНОМАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В $e\bar{p}$ -СТОЛКНОВЕНИИ

Ашимова А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Физика t -кварков играет выделенную роль в Стандартной Модели (СМ). Из-за большой массы t -кварка ($m_t \cong 175$ ГэВ) время его распада много меньше, чем характерное время образования адронов. В СМ t -кварк распадается преимущественно по одному каналу распада $t \rightarrow bW^+$, который описывается слабым взаимодействием. В настоящее время достигнута уникальная точность ($\leq 10\%$) в предсказании полных и диф-

ференциальных сечений, а также продуктов распада t-кварка. Эта простота делает t-кварк уникальным в плане поиска новой физики за СМ. В различных расширениях СМ аномальные взаимодействия могут приводить к существенной модификации сечения образования и появлению новых экзотических каналов распада t-кварка. Тем самым, детально изучая его свойства и механизмы рождения, можно получить информацию о новой физике вне рамок СМ.

Одним из возможных проявлений физики вне рамок СМ в секторе t-кварков являются процессы с нейтральными токами с нарушением аромата (FCNC) (рис.1). В СМ FCNC-взаимодействия эффективно могут быть реализованы за счет петлевых вкладов (рис.2). Однако в силу механизма ГИМ [1] такие процессы сильно подавлены. Тем не менее, в расширениях СМ некоторые модели предполагают значительное усиление процессов с FCNC-взаимодействиями [2]. Поиск FCNC проводился на ведущих ускорителях высоких энергий в различных процессах: FNAL – $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X$, $t \rightarrow (\gamma, Z)q$ [3]; LEP – $e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow t\bar{q}$ [4]; HERA – $e^\pm p \rightarrow e^\pm tX$ [5];

В данной работе было исследовано одиночное рождение t-кварков за счет FCNC-взаимодействий в ep -столкновении. Эксперимент по поиску одиночного рождения t-кварка проводился на коллайдере HERA при энергии $\sqrt{S} = 318$ ГэВ. Сотрудничества H1 и ZEUS искали t-кварк как продукт FCNC-реакции с фотоном и Z-бозоном: $ep \rightarrow etX$ (рис.3) [6]. Однако, никаких свидетельств рождения t-кварка найдено не было. Полученные данные были использованы для получения ограничения на аномальное взаимодействие t-кварка с фотоном: $BR(t \rightarrow \gamma q) < 0,7\%$.

Заметим, что аномальное взаимодействие t-кварка с глюоном также может давать вклад в процесс одиночного рождения t-кварка в ep -столкновении. Например, «жесткий» глюон из начального протона за счет FCNC-взаимодействия может образовать пару t- и u-кварков, один из которых за счет обычного КЭД процесса провзаимо-

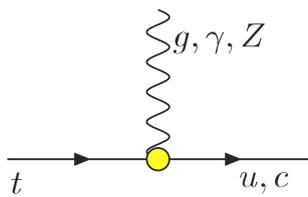


Рис. 1

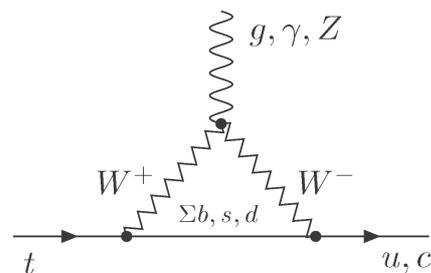


Рис. 2

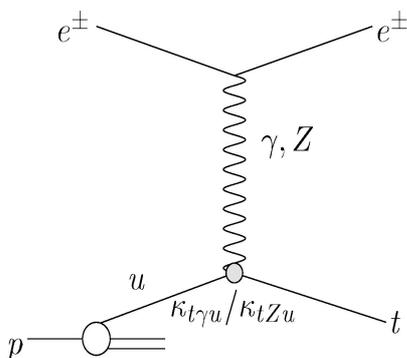


Рис. 3

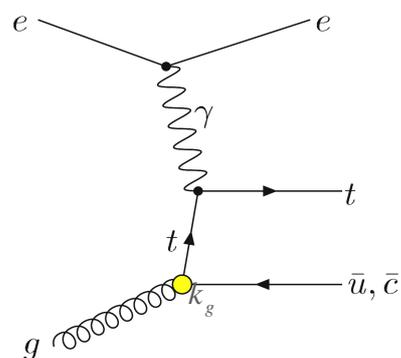


Рис. 4

действует с начальным электроном (рис.4). Тем самым, в рождении одиночного t-

кварка за счет аномальных взаимодействий следует различать два вклада. Первый – аномальное FCNC - взаимодействие с фотоном: $eu \rightarrow et$. Этот процесс, детально изученный ранее, использовался при анализе экспериментальных данных с коллайдера HERA. Второй – аномальное взаимодействие с глюоном – новый механизм рождения одиночного t-кварка в ep -столкновении.

В рамках данной задачи было проведено моделирование методом Монте-Карло процесса одиночного рождения t-кварка с учетом его распада по каналу SM при различных предположениях на аномальное взаимодействие с глюоном, u-кварком и s-кварком. Также был исследован вопрос о вкладе FCNC-взаимодействий t-кварка с глюоном и Z-бозоном в вероятность распада $t \rightarrow bW^+$. На основе данных коллайдера HERA было получено наилучшее прямое ограничение на аномальное взаимодействие t-кварка с глюоном в предположении отсутствия FCNC-взаимодействия с фотоном: $|k_{tgg}/\Lambda| < 0,4 \text{ ТэВ}^{-1}$, $BR(t \rightarrow gq) < 13\%$.

1. Glashow S.L., Iliopoulos J. and Maiani L., *Phys. Rev. Lett.* **D2**, 1285 (1970).
2. Atwood D., Reina L. and Soni A., *Phys. Rev.*, **D55**, 3156 (1997) [arXiv:hep-ph/9609279]; Yang J.M., Young B.-L. and Zhang X., *Phys. Rev.*, **D58**, 055001 (1998) [arXiv:hep-ph/9705341].
3. Abe F. *et al.* [CDF Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2525 (1998).
4. Abdallah J. *et al.* [DELPHI Collaboration], Preprint CERN-EP/2003-066, 2004 [arXiv:hep-ex/0404014] (and references therein).
5. Wolf G., [arXiv:hep-ex/0105055]; Alan A.T. and Senol A., *Europhys. Lett.* **57**, 669 (2002) [arXiv:hep-ph/0202119]; Dannheim H. [H1 Collaboration], [arXiv:hep-ex/0212004].
6. Aktas A. *et al.* [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C33**, 9 (2004) [arXiv:hep-ex/0310032]; Chekanov S. *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Lett.* **B559**, 153 (2003) [arXiv:hep-ex/0302010].

УДК 539.525

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДРА ^{12}C МЕТОДОМ УГЛОВЫХ $D\gamma$ -КВАНТ КОРРЕЛЯЦИЙ В РАССЕЯНИИ ДЕЙТРОНОВ, $E_D=15,3 \text{ МЭВ}$

Конюхова И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Для выяснения механизма неупругого рассеяния дейтронов на ядрах недостаточно исследования угловой и энергетической зависимостей дифференциального сечения. Более чувствительными к механизму взаимодействия являются данные корреляционных экспериментов.

Основной характеристикой ориентированного ядра является его спиновая матрица плотности. Традиционный метод восстановления матрицы плотности весьма трудоемок. Альтернативный метод изучения функций угловых корреляций – много более простой способ исследования характеристик ориентированных систем. Достоинством данного метода является то, что он позволяет в одном эксперименте, без изменения его

методики, получать значительный объем информации об ориентированном ядре в возбужденном состоянии.

В настоящей работе описывается получение корреляционных характеристик ядра $^{12}\text{C}(2^+)$ методом угловых $d\gamma$ -квант корреляций в неупругом рассеянии d , $E_d=15,3$ МэВ. На основе измеренных функций угловых корреляций $W(\theta_\gamma\varphi_\gamma;\theta_d)$ восстановлены четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности $^{12}\text{C}(2^+)$, оценен возможный вклад различных механизмов в исследованную реакцию.

Компоненты $A_{kk}(\theta_d)$ спин-тензоров матрицы плотности для каждого θ_d находились из измеренных двойных дифференциальных сечений $W(\theta_\gamma\varphi_\gamma;\theta_d)=d^2\sigma/d\Omega_\gamma d\Omega_d$ с помощью соотношения

$$W(\theta_\gamma\varphi_\gamma;\theta_d) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{kk} \frac{1+(-1)^k}{\sqrt{2k+1}} A_{kk}(\theta_d) Y_{kk}^*(\theta_\gamma,\varphi_\gamma), \quad (1)$$

где Y_{kk} – сферические функции от углов вылета γ -кванта в специально выбранной сферической системе координат. Величины $A_{kk}(\theta_d)$ в этой системе координат вещественны, $A_{00} \equiv d\sigma/d\Omega$, сумма вычисляется по четным значениям $k = 0, 2, 4$ и всем проекциям k . Соотношение (1) получено в [2] без предположений о конкретном механизме реакции, значит, величины $A_{kk}(\theta_d)$ модельно-независимы.

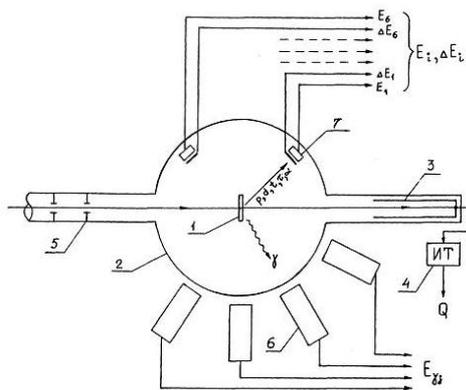
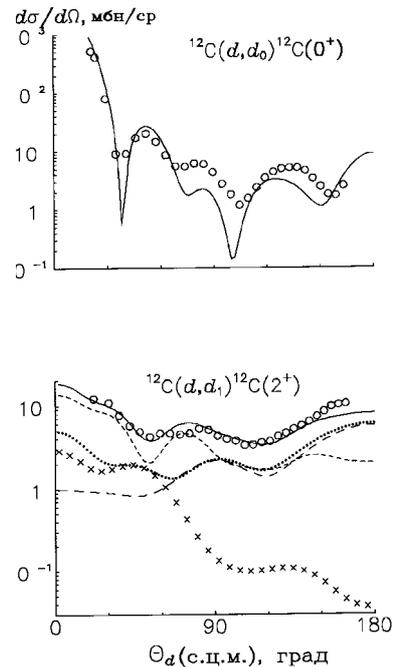


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – углеродная мишень, 2 – вакуумная камера рассеяния, 3 – цилиндр Фарадея, 4 – интегратор тока, 5 – ионнопровод с коллимирующими сменными щелями, 6 – сцинтилляционные счетчики, 7 – телескопы ΔE - E детекторов

Рис. 2. Рис.5. Угловые зависимости дифференциального сечения упругого (верхний) и неупругого (нижний) рассеяния дейтронов на ^{12}C при $E_d = 15.3$ МэВ. Кружки – экспериментальные результаты. Кривые: длинный штрих – срыв тяжелой частицы, крестики – механизм последовательной передачи нуклонов, точки – сумма этих механизмов, короткий штрих – результаты расчета по ССВА, сплошная – сумма трех упомянутых процессов



ЭКСПЕРИМЕНТ ПРОВОДИЛСЯ НА ЦИКЛОТРОНЕ НИИЯФ МГУ. Пучок дейтронов (рис.1) подавался в вакуумную камеру. Рассеянные дейтроны регистрировались внутри камеры полупроводниковыми Si-детекторами; γ -кванты – сцинтилляционными счетчиками с кристаллами NaI(Tl); ток остаточного пучка – с помощью цилиндра Фарадея. Для каждого угла вылета дейтрона θ_d было получено от 15 до 36 значений двойных дифференциальных сечений. Общее время экспозиции в эксперименте составило более 150 ч. На один θ_d было получено около 9500 совпадений, из них случайных – 30%. Ста-

стистические ошибки не превысили 10-15%. Погрешность определения абсолютных значений дифференциального сечения составляла около 10%.

Угловая зависимость дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ представлена на рис. 2. Из двойных дифференциальных сечений $W(\theta_\gamma, \phi_\gamma; \theta_d)$ с помощью выражения (1) были получены четные компоненты спин-тензора матрицы плотности $A_{kk}(\theta_d)$ состояния 2^+ (4,44 МэВ) ядра ^{12}C .

Полученные экспериментальные данные сравнивались с расчетами в предположении 4 механизмов рассеяния: механизма срыва тяжелой частицы, коллективного возбуждения ротационной полосы в ядре ^{12}C , “четырёхугольного” механизма и механизма образования составного ядра. Анализ показал, что неупругое рассеяние дейтронов ядрами ^{12}C с возбуждением 2^+ в основном удовлетворительно описывается суммой механизма коллективного возбуждения и срыва тяжелого кластера с ядра.

1. Галанина Л.И., Зеленская Н.С., Лебедев В. М., Орлова Н.В., Сериков О.И., Спасский А.В. «Исследование механизма неупругого рассеяния дейтронов на ^{12}C при $E_d = 15.3$ МэВ методом угловых d - γ -корреляций», НИИЯФ МГУ, Россия, 2004г.
2. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. «Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях». Энергоатомиздат, Москва, 1995г.
3. Зеленская Н.С., Лебедев В.М., Спасский А. В. «Исследование ориентированных ядерных систем методом угловых корреляций», Научные технологии, 2003г., №1.

УДК 539.173

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

**Дерменёв А.В., Ерёменко Д.О., Юминов О.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В рамках динамико-стохастического подхода проведен анализ формирования угловых распределений осколков деления при распаде ядер, образованных в реакциях под действием тяжелых ионов. Показано, что наличие деформации и спина в основном состоянии ядер мишени, приводит к существенно неравновесным начальным распределениям по проекции полного углового момента на ось пучка и ось симметрии делящегося составного ядра. Кроме того, продемонстрировано, что при делении ядер, обладающих барьерами деления сравнимыми с (или даже более низкими) величиной ядерной температуры в угловых распределениях должны проявляться эффекты “памяти” о начальных условиях, сформированных сразу же после слияния сталкивающихся ядер. Анализ экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления, сечениям полного слияния и множественностям предразрывных нейтронов проводился для реакций $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} (I_{gs}=0\hbar)$ [1], $^{12}\text{C} + ^{235}\text{U} (I_{gs}=7/2\hbar)$ [2], $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$. [1]. Продемонстрировано, что учет эффектов, связанных с наличием деформации и спина у ядра мишени, позволяет объяснить различное поведение анизотропии угловых распределений осколков деления для рассматриваемых реакций при энергиях близких к барьеру слия-

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

ния. Получена информация о величине коэффициента ядерной вязкости и времени релаксации для степени свободы, связанной с проекцией полного углового момента на ось деления.

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

НОВЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ФПР ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА В ГАЛ

Шозиёев Г.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время оценка энергии гигантских атмосферных ливней (ГАЛ) по измеряемому черенковскому свету очень актуальна для наземных установок (Якутск, Auger). Результаты в таких экспериментах сильно отличаются, так как у каждого эксперимента есть свои методы восстановления энергии.

Предлагается новый метод оценки гигантских атмосферных ливней (ГАЛ). В работе даётся схема расчета базы данных (БД) черенковского света и метод оценки энергии ГАЛ по полученной функции пространственного распределения черенковского света (ФПР ЧС) для ливней ультравысоких энергий.

Предлагаемый метод, состоит из

- расчета базы данных для черенковского света при энергиях ниже 10 ГэВ для электронов и фотонов;
- расчета функции источника для электронов и фотонов ниже пороговой энергии от первичной частицы ультравысокой энергии;
- восстановления ФПР ЧС ГАЛ по функциям источника и рассчитанной БД;
- оценки энергии ГАЛ.

Автор выражает признательность д.ф.м.н. Рогановой и профессору, д.ф.м.н. Деденко Л.Г. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: gulmurod@mail.ru

1. Auger collaboration, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 523 (2004) 50–95
2. D. Heck and J. Knapp, Report FZKA 6097, Forschungszentrum Karlsruhe, (1998).
3. L.G. Dedenko et. al. A Calibration of Energy Estimates of Giant Air Showers with Help of the Cherenkov Radiation, 29th ICRC, Pune, India

ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДОВ K_{13} ($K^{\pm} \rightarrow \pi^0 l^{\pm} \nu_l$)

Разумов И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Доклад посвящён изучению полулептонного распада заряженных каонов K_{13} ($K^{\pm} \rightarrow \pi^0 l^{\pm} \nu_l$). Данный распад в настоящее время исследуется несколькими международными Сотрудничествами, например, E246 КЕК-PS и NA48; хорошо статистически

обеспеченные результаты уже получены Сотрудничеством ISTRА+ (ИФВЭ). Этот распад интересен тем, что позволяет, в частности, исследовать взаимодействия иной природы, нежели (V-A).

Работа базируется на большой статистике по распадам каонов. Она набрана в физических сеансах, проведенных на установке КМН при ее облучении вторичным пучком каонов двух знаков, рожденных при взаимодействии с внешней мишенью протонного пучка ускорителя У-70.

Поскольку в литературе есть разногласии в представлении дифференциальных распределений для данного распада, в докладе произведён теоретический расчёт дифференциальных распределений по разнообразным кинематическим переменным продуктов этого распада.

Также было проведено моделирование в рамках Монте-Карловской техники распада $Ke3$, что позволило исследовать характерные особенности дифференциальных распределений для данного распада и найти эффективные пороги, которые позволяют значимо обогащать статистическую выборку событиями именно распадами $Ke3$.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ ПЛАЗМЫ И ЗАХВАЧЕННОЙ ЭНЕРГИИ НАГРЕВНЫХ ПУЧКОВ НА УСТАНОВКЕ «ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА»

* Листопад А.А.

Новосибирский государственный технический университет.

В настоящее время в ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН реализуется экспериментальная программа, направленная на получение физической базы данных для создания нейтронного генератора на основе газодинамической ловушки (ГДЛ) [1]. Сооружение мощного ($\sim 1\text{МВт/м}^2$) источника термоядерных нейтронов для материаловедческих целей является необходимой составляющей международной программы исследований по УТС. Установка представляет собой открытую аксиально-симметричную магнитную ловушку с большим пробочным отношением. Для нагрева плазмы в установке используется система инжекции, состоящая из 6-ти инжекторов быстрых атомов (водорода или дейтерия) с энергией 17кэВ, суммарной мощностью до 4МВт и длительностью импульса 1мс. Инжекция ведется под углом 45° к оси плазмы.

Одной из важных диагностических задач является исследование профиля плазмы в ловушке во время инжекции. Цель данной работы – создание комплекса диагностик, предназначенных для измерения профиля плотности плазмы и мониторинга системы атомарной инжекции установки ГДЛ.

Схема измерений распределения плотности плазмы основана на регистрации профиля пучка нагретого инжектора, прошедшего сквозь плазменный шнур. В качестве приемника использован многопроволочный резистивный калориметр [2]. Восстановление профиля плотности плазмы производится методом абелизации [3]. Эту задачу можно решить в предположении об аксиальной симметрии плазменного шнура. Если использовать систему из нескольких инжекторов, то можно восстанавливать также не аксиально-симметричные профили.

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

Для измерения полной захваченной энергии от нагревных пучков, планируется использовать две системы резистивных калориметров. Первая устанавливается на выходе инжекторных трактов нагревных инжекторов и служит для измерения неослабленных пучков, вторая располагается с противоположной стороны относительно плазменного шнура и предназначена для регистрации пучков, прошедших сквозь плазму. Диагностический комплекс также включает в себя систему крестов вторично-эмиссионных датчиков, которая позволяет измерять профили пучков по двум осям и может служить также для настройки и юстировки инжекторов.

Высокая прозрачность проволочных калориметров ($>0,99$) является одной из главных причин, благодаря которой существует возможность использования нагревных инжекторов в диагностических целях, практически не создавая возмущений в пучках. Среди основных преимуществ системы на основе нагревных инжекторов следует отметить простоту и универсальность схемы эксперимента, поскольку в этом случае не требуется привлечение дополнительного диагностического оборудования.

В настоящий момент ведутся тестовые испытания составляющих диагностического комплекса, смонтированных в одном из инжекторных трактов.

e-mail: alexlist@yandex.ru

1. И.А.Котельников, Д.Д.Рютов и др., «Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки», препринт ИЯФ, Новосибирск.
2. А.А.Листопад, С.В.Мурахтин, Н.В.Ступишин, «Калориметрическая диагностика пучков быстрых частиц», препринт ИЯФ, Новосибирск.
3. В.И.Давыденко, А.А.Иванов, Г.Вайсен, «Экспериментальные методы исследования плазмы», НГУ, Новосибирск, 1999.

МНОГОКРАТНАЯ ПОТЕРЯ ЭЛЕКТРОНОВ СТРУКТУРНЫМ ИОНОМ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С АТОМАМИ

Рябченко С.В.

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова

В последнее время активизировался интерес к процессам многократной ионизации снаряда при столкновениях тяжелых ионов с атомами [1]. Однако кватомеханическое непertурбативное рассмотрение ионизации снаряда высокой кратности до сих пор не проводилось. В этой работе на основе теории внезапных возмущений и релятивистского обобщения эйконоального приближения развита непertурбативная теория [2,3] многократной ионизации тяжелых структурных ионов при столкновениях с нейтральными атомами, проведены расчеты и сравнение с экспериментом.

Пусть N_a - число электронов в атоме, N_p - число электронов в ионе. Потенциал, действующий со стороны атома-мишени на электроны бомбардирующего иона есть функция не только относительных координат ядер снаряда и мишени, но и положений всех электронов мишени. Непосредственное использование такого потенциала затруднено, когда снаряд и мишень являются многоэлектронными ($N_a \gg 1$, $N_p \gg 1$).

Будем считать, что состояния электронов мишени описываются, как одноэлектронные орбитали в среднем самосогласованном поле в модели Дирака-Хартри-Фока-

Слейтера. Тогда вероятность перехода электронов снаряда из основного состояния в произвольное возбужденное принимает простой вид

$$W_{0 \rightarrow n}(\mathbf{b}) = \left\langle \psi_n(\{\mathbf{r}_p\}) \left| \exp\left(-i \sum_{p=1}^{N_p} \chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_p)\right) \psi_0(\{\mathbf{r}_p\}) \right. \right\rangle^2,$$

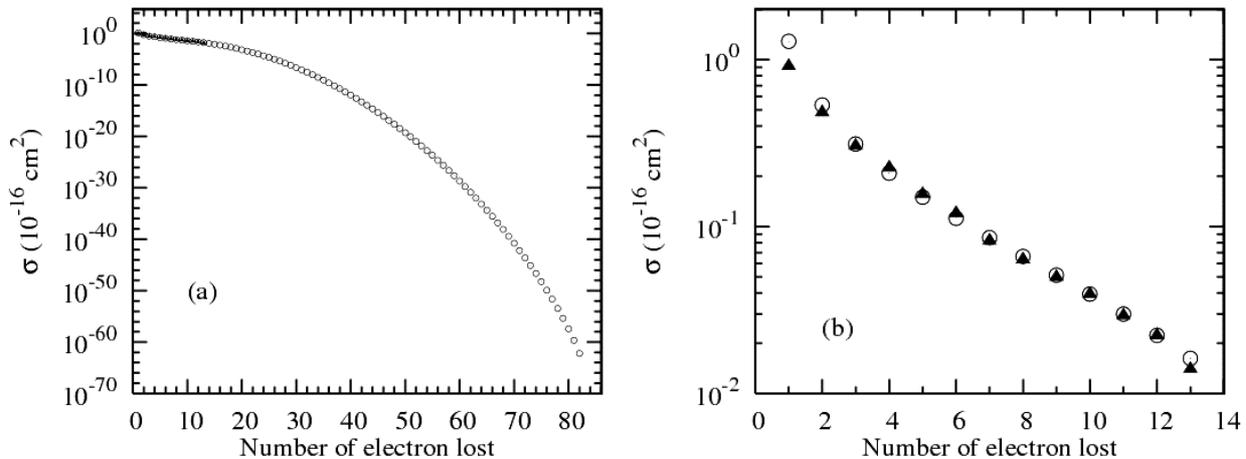
где

$$\chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_p) = -\frac{2Z_a}{v} \sum_{i=1}^3 A_i K_0(a_i |\mathbf{b} - \mathbf{s}_p|)$$

имеет смысл эйкональной фазы. Сечение ионизации получается интегрированием этой вероятности по всей плоскости параметра удара, что при большом числе электронов на оболочках иона представляется затруднительным, но при ионизации высокой кратности интеграл по параметру удара можно взять асимптотически методом Лапласа:

$$\sigma^{(N_p - N)^+} = \frac{N_p! \sigma^{N_p^+}}{(N_p - N)! N!} \sum_{m=0}^N (-1)^m \left(\frac{Z_{N_p}^*}{Z_{N_p - N + m}^*} \right)^2 \frac{N!}{(N - m)! m!} \left(\frac{N_p}{N_p - N + m} \right)^{\lambda/\mu} \{P(b_0)\}^{-N+m},$$

где $Z_{N_p - N + m}^*$ - эффективный заряд при $(N_p - N + m)$ -кратной ионизации.



Это выражение позволяет по известным из эксперимента любым двум сечениям вычислить остальные. Результаты расчета для многократной ионизации ионов урана U^{10+} при столкновениях с атомами аргона Ar приведены на рисунке вместе с экспериментальными данными [1].

: E-mail: ryabchenko.sergey@pomorsu.ru

1. R. D. DuBois, A. C. F. Santos, Th. Stohlker et al. // Phys. Rev. A., Vol. 70, P. 032712, 2004.
2. Матвеев В. И., Матрасулов Д. У., Рябченко С. В. // Письма в ЖЭТФ, Т. 82, N 7, С. 455-459, 2005.
3. Матвеев В. И., Матрасулов Д. У., Рябченко С. В. // ЖЭТФ, Т. 129, N 1, С. 5-13, 2006.

**НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ФОРМУЛЫ ТИПА БЁТЕ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ
РИДБЕРГОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ В АТОМАХ
ПРИ ИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ**

Гусаревич Е.С.

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

В данной работе на основе релятивистского обобщения приближения эйконала и метода шивки [1, 2] развит новый непертурбативный метод, позволяющий получить простые аналитические выражения для расчёта сечений ридберговских переходов в атомах, при их взаимодействии с релятивистским многозарядным ионом. Особый интерес представляет изучение дипольно разрешённых переходов $|n_i, l_i, m_i\rangle \rightarrow |n_f, l_f, m_f\rangle$ где n_p, l_p, m_p – главное, орбитальное и магнитное квантовые числа для начального ($p = i$) и конечного ($p = f$) состояний, причём $|l_f - l_i| = 1$. Обычно сечения $\sigma_{n_i l_i m_i}^{n_f l_f m_f}$ таких переходов рассчитываются по теории возмущений. Учёт же непертурбативного характера столкновения по нашей методике приводит к результату (далее используем атомные единицы)

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{2l_i + 1} \sum_{m_i, m_f} \sigma_{n_i l_i m_i}^{n_f l_f m_f} = 8\pi \frac{Q^2}{v^2} \lambda_{n_i l_i}^{n_f l_f} \left(\ln \frac{2\alpha_{n_i l_i}^{n_f l_f} v^2 \gamma}{\eta Q \Omega} - \frac{\beta^2}{2} \right),$$

где $\eta = 1,781$, v и Q – скорость и заряд иона, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$, c – скорость света, $\Omega = |\varepsilon_f - \varepsilon_i|$, $\varepsilon_p = -Z^2/(2n_p^2)$, Z – заряд ядра атома,

$$\lambda_{n_i l_i}^{n_f l_f} = -\frac{1}{4\pi} \frac{2l_f + 1}{2l_i + 1} h_1^2 \sum_{j, k, j', k'} c_j c_{j'} b_{1jk} b_{1j'k'} \alpha^{-2N_2},$$

$$\alpha_{n_i l_i}^{n_f l_f} =$$

$$= \frac{\alpha}{2} \exp \left\{ \frac{1}{4\pi \lambda_{n_i l_i}^{n_f l_f}} \frac{2l_f + 1}{2l_i + 1} \left[\frac{h_1^2}{2} \sum_{j, k, j', k'} c_j c_{j'} b_{1jk} b_{1j'k'} \alpha^{-2N_2} H_{N_2-1} - \sum_{i=1}^{l-1} h_{2i+1}^2 \sum_{j, k, j', k'} c_j c_{j'} b_{(2i+1)jk} b_{(2i+1)j'k'} I_{2(2i+1)} \right] \right\};$$

$$\sum_{j, k, j', k'} \equiv \sum_{j=0}^{j_0} \sum_{k=0}^{s_0} \sum_{j'=0}^{j_0} \sum_{k'=0}^{s_0'}, \quad j_0 = n_i + n_f - l_i - l_f - 2, \quad b_{Ljk} = \frac{(-1)^k s! (L + s - k)!}{(s - 2k)! k!} (2\alpha)^{s-2k},$$

$$s = l_i + l_f + j + 1 - L, \quad s_0 = \left[\frac{s}{2} \right]; \quad c_j = \sum_{r=0}^j d_r^i d_{j-r}^f = \sum_{r=0}^j d_{j-r}^i d_r^f, \quad c_0 = 1, \quad d_j^p = (2\alpha_p)^j \frac{(-n_p + l_p + 1)_j}{j! (2l_p + 2)_j},$$

$$d_0^p = 1, \quad (a)_j \text{ – символ Похгаммера; } h_L = D_i D_f (2i)^L \sqrt{\frac{4\pi (2L+1)(2l_i+1)}{2l_f+1}} C_{L0, l_i 0}^{l_f 0}, \quad C_{L0, l_i 0}^{l_f 0} \text{ –}$$

$$\text{коэффициент Клебша–Гордона, } D_p = \frac{2^{l_p+1} \alpha_p^{l_p+3/2}}{(2l_p+1)!} \left[\frac{(n_p + l_p)!}{n_p (n_p - l_p - 1)!} \right]^{1/2}, \quad \alpha = \alpha_i + \alpha_f, \quad \alpha_p = \frac{Z}{n_p},$$

$$p = i, f; H_r - r\text{-е гармоническое число, } I_M = \frac{1}{2} \alpha^{M-2N_M-2} \frac{\Gamma(M/2-1)\Gamma(N_M - M/2+1)}{\Gamma(N_M)},$$

$$N_M = M + 2 + s + s' - k - k', \Gamma(z) - \text{гамма-функция, } l = \max(l_i, l_f).$$

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов: РФФИ (шифр гранта: 04-02-16177-а) и Президента РФ (шифр гранта: МК-2013.2005.2).

E-mail: gusarevich.eugeny@pomorsu.ru

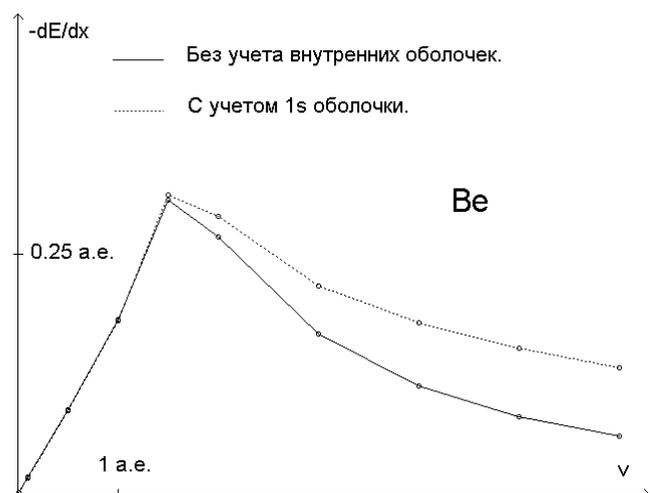
1. Матвеев В.И., Рахимов Х.Ю., ЖЭТФ, **114**, 1646-1661 (1998).
2. Матвеев В.И., Гусаревич Е.С., ЖЭТФ, **123**, 42-48 (2003).

ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК АТОМОВ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ФУНКЦИЮ ВЕЩЕСТВА

Курбанов И. Р.

Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова

В рамках диэлектрического формализма можно ввести диэлектрическую функцию среды $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$, которая полностью учитывает взаимодействие заряженной частицы со сплошной средой. Целью было получение в рамках квантовой теории аналитического выражения для вклада в диэлектрическую функцию среды электронов К-оболочек атомов, а также исследование влияния ортогонализации состояний электрона на вклад внутренних электронов в потери энергии и генерацию квазичастиц быстрой заряженной частицей, движущейся в веществе. Используя последовательный квантомеханический расчет, были аналитически получены матричные элементы для плоской волны (при $n=1,2,3$ $l=0,1$ $m=-1,0,1$), плоской волны ортогонализованной к $1s$ состоянию (при $n=1,2,3$ $l=0$), плоской волны ортогонализованной к $1s$ и $2s$ состояниям (при $n=1$), мнимые части вклада электронов К-оболочки в диэлектрическую функцию. Действительные части вклада электронов находились численным интегрированием соотношения Крамерса-Кронига. Была составлена программа для расчетов в рамках диэлектрического формализма, которая позволяет вычислять путем численного интегрирования генерацию частиц, потери энергии и флуктуацию потерь энергии на единицу длины при движении быстрой заряженной частицы в сплошной среде. В качестве диэлектрической функции берется диэлектрическая функция Линдхарда для электронного газа. Было проверено улучшение асимптотического поведения диэлектрической функции в области малых q . В модели плоской волны ортогонализованной к $1s$ и $2s$ состояниям замет-



ного улучшения поведения функций найдено не было. В области больших q правило сумм выполняется. На графике показаны расчетные потери энергии протона на единицу длины в бериллии. Учет внутренних оболочек атомов среды позволяет существенно приблизить расчетные результаты к экспериментальным данным.

E-mail: yngvar@mail.ru

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ ЭКСПЛУАТАЦИЙ РЕАКТОРА ВВР-СМ ИЯФ АН РУ С ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИМИ СБОРКАМИ ТИПА ИРТ-3М С 36% ОБОГАЩЕНИЕМ ПО U-235

Мухамеджанов А. М.

Институт Ядерной Физики Академий Наук Республики Узбекистан

На научно-исследовательском ядерном реакторе типа ВВР-СМ в Институте Ядерной Физики Академии Наук Республики Узбекистан (ИЯФ АН РУ) проводятся исследования по важнейшим направлениям науки и техники. Он работает на топливе с обогащением 36%, которое согласно международно-признанным нормам не может считаться топливом низкого обогащения.

В связи с ростом угрозы распространения ядерного топлива высокого обогащения по U^{235} в семидесятых годах международным сообществом было признано, что обогащение ядерного топлива менее чем 20% для исследовательских реакторов будет барьером на пути его использования для производства ядерного оружия. Поэтому страны-производители ядерного топлива ограничили экспорт ТВС (тепловыделяющая сборка) с топливом высокого обогащения.

РУ присоединилась к «Договору о нераспространении ядерного оружия» и для выполнения обязательств по нему необходима модернизация реактора для его перевода на низко обогащенное топливо. Разработка, испытание и производство топлива с низким обогащением (<20%) приведет к ограничению экспорта ТВС с обогащением 36% и возможна ситуация, когда реактор может быть остановлен из-за отсутствия топлива.

Модернизация реактора начнется, как только будет испытана и сертифицирована тепловыделяющая сборка, соответствующая требованиям ядерной безопасности и эксплуатации реактора.

Оптимизация режимов эксплуатации реактора с ТВС типа ИРТ-3М с 36% обогащением по U-235, необходима для подготовки его к переводу на низко обогащенное топливо с минимальными затратами при максимальном сохранении его технико-экономических показателей и безопасности.

Для этого усовершенствованы старые и разработаны новые компьютерные программы для расчета активной зоны реактора. Определена процентная доля энерговыделения в ТВС и выгорание U-235 [1,2,3,4].

Комбинацией метода полиномов и наименьших квадратов проведен расчет плотности потока тепловых и быстрых нейтронов в вертикальных каналах реактора. В качестве опорных данных, использованы экспериментально полученные плотности потоков по ядерным реакциям $^{46}\text{Ti}(n,p)$, ^{46}Sc , $^{24}\text{Mg}(n,p)$, ^{24}Na , $^{48}\text{Ti}(n,p)$, ^{48}Sc , $^{58}\text{Ni}(n,p)$, ^{58}Co , $^{54}\text{Fe}(n,p)$, ^{54}Mn , ^{60}Ni (n,p) ^{60}Co .

Настоящая статья подготовлена по результатам исследований, проведенных в рамках гранта № П-18.55

Автор выражает признательность кандидату, ф.м.н. Байтелесову С. А. за помощь в подготовке тезисов.

E – mail: dosimbaev@inp.uz

1. Малюрес Ю. П. Оптимизация исследовательского реактора в период эксплуатации. Атомная энергия, 1986, т 61 вып. 6, стр. 453.
2. 2. Симонов В. Д., Павлов В. И., Перминов А. А., Печикин В. А., Филимонов П. Е., Юсков А. М. Метод парных перестановок ТВС и его применение для оптимизации энергораспределения ВВЭР. Атомная энергия, 1986, т 61 вып. 3, стр. 166.
3. Малюрес Ю. П. Оптимизация размещения ТВС в исследовательском реакторе. Атомная энергия, 1992, т 72 вып. 6, стр. 624.
4. Афанасева А. М. Оптимизация энергораспределения в реакторе при ограничении числа одновременно перемещаемых регулирующих стержней. Атомная энергия, 1984, т 57 вып. 1, стр. 54.

ОБ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЯХ ВЫХОДА ЯДЕР ${}^3\text{He}_2$ В ${}^{16}\text{O}$ - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

Усаров А.А.

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз

Получены новые экспериментальные данные по топологическим и инклюзивным сечениям выхода ядер ${}^3\text{He}$ в ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГЭВ/с. Показано, что образование этих изотопов происходит при более высоких уровнях возбуждения фрагментирующего ядра.

Настоящая работа является продолжением цикла исследований процессов фрагментации ядер кислорода в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГЭВ/с и посвящена изучению топологических и полных инклюзивных сечений выхода легких ядер ${}^3\text{He}_2$. Общая статистика экспериментального материала составляет 13759 измеренных ${}^{16}\text{O}$ -событий.

Протекание процесса фрагментации ядра ${}^{16}\text{O}$ возможно по 21 топологическому каналу с образованием многозарядных фрагментов ($z_f \geq 2$) и 1 каналу с полным развалом исходного ядра на однозарядные фрагменты. Реализация топологических каналов развала ядер кислорода с образованием двухзарядных фрагментов осуществляется в 10 из 11 возможных каналов. В этих каналах фрагментации доминирует выход ядер ${}^4\text{He}_2$, составляя в среднем 79.7%, а также существенен выход ядер ${}^3\text{He}_2$ (19.7%).

В настоящей работе представлены результаты измерения сечения выхода ядер ${}^3\text{He}_2$ и инклюзивные сечения различных топологических каналов фрагментации ядер кислорода. Были определены инклюзивное сечение и вероятности выхода ядер ${}^3\text{He}_2$ в топологических каналах фрагментации ядер кислорода с образованием двухзарядных фрагментов и полного сечения топологических каналов (2), (22), (23), (222), (24), (223), (25), (26), (224), (2222), (26). Уменьшение сечений топологических каналов происходит при увеличении множественности фрагментов с $z_f > 2$ и суммарного заряда вторичных многозарядных фрагментов. Интересно отметить, что экспериментально не обнаруже-

ны сигналы от топологических каналов (44), (53) и (233), суммарный заряд фрагментов которых равен заряду исходного ядра, т.е. данные каналы, обусловлены периферическими взаимодействиями налетающего ядра. Полное инклюзивное сечение образования ядер ${}^3\text{He}_2$, равное $\sigma_{\text{inc}}=41,2\pm 1,4$ мбн, составляет 13,9 % неупругого сечения ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействий. Инклюзивные сечения выхода ядер ${}^3\text{He}_2$ в каналах образованием 1, 2, 3 и 4 двухзарядных фрагментов равны соответственно $11,67\pm 0,71$, $15,00\pm 0,85$, $12,62\pm 0,78$ и $1,69\pm 0,29$ мбн.

Сечение выхода ядер ${}^4\text{He}_2$ при любых значениях суммарного заряда фрагментов z_f выше соответствующих значений для ядер ${}^3\text{He}_2$.

Следует, конечно, иметь в виду, что процесс формирования легких ядер ($A\leq 4$) обусловлен сложной суперпозицией нескольких механизмов взаимодействия протона-снаряда с нуклонами ядра кислорода и образования квазисвободных малонуклонных ассоциаций, а также распадами возбужденных фрагментов с $A\geq 4$. Ядра ${}^3\text{He}_2$ могут образоваться, как в результате слияния каскадного протона и дейтрона или трех нуклонов, так и при выбивании одного из нейтронов из α -кластера ядра кислорода. Для ядер ${}^4\text{He}_2$ существенны механизмы их прямого выбивания из ядра кислорода и периферического образования путем дифракционного распада исходного ядра на α -частицы. Последнее утверждение опять вытекает из того факта, что легкие ядра с массовыми числами, кратными 4 и одинаковым количеством нейтронов и протонов преимущественно обладают α -кластерной структурой.

amattou@rambler.ru

ЯДРО-ЯДЕРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ В РАМКАХ ДИСПЕРСИОННОЙ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НА ОСНОВЕ СКОРРЕКТИРОВАННОГО ПОТЕНЦИАЛА СВЕРТКИ

Изадпанах Абдолмаджид, Гончаров С. А.

НИИЯФ им. Д.В.Скобелева МГУ им. М.В. Ломоносова

Предложена процедура коррекции энергетической зависимости компоненты среднего поля оптического потенциала, вычисляемой в рамках модели двойной свертки с учетом обменных эффектов в приближении однонуклонного обменного выбивания. Она основана на использовании эмпирической энергетической зависимости среднего поля, получаемой при дисперсионном анализе интегральных характеристик феноменологических оптических потенциалов. Процедура апробируется на примере вычисления среднего поля и анализе данных по упругому рассеянию альфа-частиц на ядрах кислорода в рамках дисперсионной полумикроскопической модели оптического потенциала.

E-mail: gsa@srd.sinp.msu.ru

БИОФИЗИКА**Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Твердислов Всеволод Александрович****ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ГИПОМАГНИТНЫХ УСЛОВИЙ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АВТОВОЛН В РЕАКЦИИ БЕЛОУСОВА-ЖАБОТИНСКОГО И БРИГГСА-РАУШЕРА**

Артамонов Д. Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время проводится большое количество исследований, посвященных изучению механизмов воздействия на состояние живых организмов таких экстремальных факторов физической природы, как ионизирующее излучение, гипогомагнитное поле, повышенное давление и др. Подобные исследования кроме фундаментальной значимости важны и для практики (например, для дальних пилотируемых космических полетов, глубоководных работ и т. д.).

В настоящей работе проведено исследование влияния ионизирующих излучений тяжелых заряженных частиц и гипогомагнитных условий на протекание некоторых самоорганизующихся процессов. Множество явлений, происходящих в живых системах, являются автоколебательными. Примером могут служить распространение мышечного сокращения, свёртывание крови, волны НАДФН в лимфоцитах, волны Ca^{2+} , сигнального иона во многих типах клеток, запускающего различные физиологические процессы. Изучение воздействия ионизирующих излучений на гомогенные химические реакции позволяет смоделировать изменения схожих процессов в организме живых объектов. В качестве модельных выбраны реакции Белоусова-Жаботинского и Бриггса-Раушера, как наиболее удобные для наблюдения.

Исследовалось возникновение и распространение автоволн в капиллярах под воздействием пучков тяжелых заряженных частиц. Реакционную смесь облучали дейтронами и α – частицами из 120-см циклотрона НИИЯФ МГУ с энергией 15,5 МэВ и 30,5 МэВ, соответственно. Впервые наблюдалась инициация автоволн под действием заряженных частиц с высокой ионизирующей способностью и определены пороговые значения поглощенной дозы. Критерием для сравнения автоволн, возникавших под влиянием пучков различных частиц и спонтанных волн являлась их скорость распространения. Регистрация велась, в основном, оптическими методами, в том числе с использованием веб-камер.

Проводилось также изучение влияния гипогомагнитных условий на период и эволюцию колебаний реакции Бриггса-Раушера. Экранировка от геомагнитного поля осуществлялась при помощи защитных металлических боксов из магнито-мягких материалов. Велось сравнение с контрольным раствором, находящимся в нормальном магнитном поле Земли.

ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОТОННОГО ТРАНСПОРТА В ЦЕПИ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА ФОТОСИНТЕТИЧЕСКОЙ МЕМБРАНЫ

Копит Т.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одной из основных целей функционирования цепи переноса заряда в фотосинтетической мембране является создание протонного градиента между областями внутри и снаружи двойной мембраны. Поэтому, при моделировании процессов фотосинтеза необходимо учитывать процессы переноса и диффузии протонов. Целью настоящей работы является моделирование протонного транспорта в рамках имитационной модели фотосинтетической мембраны [1].

Выделение протонов в межмембранное пространство (люмен) рассматривается как процесс, сопряженный с переносом электронов в Q-цикле цитохромного b_6 комплекса и разложением воды фотосистемой II. Диффузия протонов моделируется путем численного решения дифференциального уравнения в частных производных методом конечных разностей [2]. Предложена схема сопряжения различных подходов к моделированию – дискретной имитационной модели электронного транспорта и описания протонной диффузии с помощью дифференциального уравнения.

Разработано программное обеспечение, реализующее предложенный метод. Проведен численный эксперимент, моделирующий возникновение протонного градиента при освещении участка фотосинтетической мембраны вспышкой света длительностью 1 мс.

kopit_tanya@mail.ru

1. Коваленко, И.Б., et al., // Биофизика, 2003, 48(4), 656-665 (2003)
2. Вершубский А.В., Приклонский В.И., Тихонов А.Н.(2004) // Биофизика, 2004, 49, 57–71

УДК 577.355

ВОЗБУЖДЕНИЕ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЗЕЛЕННОГО ЛИСТА 10 НС ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Францев В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Термолюминесценция – это явление свечения предварительно освещенных объектов при их нагревании в темноте. Источником термолюминесценции является рекомбинация электрон-дырочной пары, возникшей при предварительном освещении образца. Для обратной реакции рекомбинации необходима некоторая энергия – энергия активации, и поэтому такая пара зарядов является стабильной. При нагреве образца сообщается энергия, необходимая для активации реакции рекомбинации, и электрон рекомбинирует с дыркой с выделением энергии. Если производить равномерный нагрев в темноте, то простейшая зависимость интенсивности термолюминесценции от температуры будет иметь вид пика.

Высшие растения и водоросли обладают свойством термолюминесценции. Ее основным источником у высших растений является вторая фотосистема. Явление термолюминесценции позволяет изучать структуру энергетических уровней второй фотосистемы и ее функционирование. Метод термолюминесценции дает возможность изучать влияние различных физико-химических и экологических факторов на состояние второй фотосистемы и работу фотосинтетического аппарата. Но так как большое количество вопросов о термолюминесценции высших растений остается открытым, то данный метод необходимо совершенствовать.

Известно, что термолюминесценцию можно возбуждать короткими вспышками. При этом интенсивность отдельных компонент термолюминесценции будет испытывать затухающие осцилляции с периодом в четыре вспышки. Возбуждение термолюминесценции различным числом вспышек позволяет лучше разделить близлежащие пики термолюминесценции. Период осцилляций в четыре вспышки обусловлен циклическими переходами в водорасщепляющем комплексе. Для совершения полного цикла необходимо четыре фотона. Причины затухания осцилляций – различные начальные состояния фотосистем, попадание двух квантов света при одной вспышке в одну фотосистему, или непопадание ни одного кванта света. Борьба с двойными попаданиями можно, уменьшая длину импульса. До этого применялось возбуждение вспышками длительностью 100 мкс [1]. Но время перехода водорасщепляющего комплекса из одного состояния в другое около 500 мкс [2]. Поэтому при возбуждении термолюминесценции 100 мкс вспышками возможна ситуация, когда водорасщепляющий комплекс совершит два перехода. В результате того, что длительность импульса возбуждения мало отличалось от времени перехода в водорасщепляющем комплексе, число двойных попаданий могло составить значительную величину [3].

Но при уменьшении времени импульса нужно увеличить мощность, так как если импульс не будет насыщающим, то увеличится число промахов. Поэтому для возбуждения термолюминесценции короткими вспышками необходимо использовать мощные источники излучения. Такими источниками являются импульсные лазеры.

В работе для получения коротких вспышек был использован твердотельный импульсный лазер ЛТИПЧ-8. Для возбуждения термолюминесценции излучение лазера преобразовывалось во вторую гармонику (532 нм). Первую гармонику и свет от лампы накачки отсекали с помощью фильтров СЗС-8 и СЗС-20. Отдельные опыты показали, что вспышка лампы накачки не может возбудить термолюминесценцию.

Основной целью опытов было установление методики опытов и усовершенствование конструкции установки. Если высечку из листа растения без темновой адаптации охладить, а затем, не подвергая предварительному освещению, нагреть, то на кривой термолюминесценции будут пики в области 30-60⁰С. Пики термолюминесценции, индуцированные вспышками, проявляются в области -15-60⁰С. Поэтому было необходимо с помощью темновой адаптации уменьшить термолюминесценцию, вызванную действием солнечного света. В предварительных опытах было установлено, что достаточным временем темновой адаптации является 30 минут. В результате предварительных экспериментов была установлена и использована следующая методика экспериментов. Сначала высечку из листа китайской розы подвергали темновой адаптации в течение 30 минут, затем ее охлаждали до -10⁰С. Далее образец подвергали освещению двумя вспышками, а контрольные образцы выдерживали в течение 1 минуты при -10⁰С с открытым окошком для возбуждающего света. Две вспышки использовали, так как максимум термолюминесценции приходится на вторую – третью вспышку [1,3]. Полученные результаты приведены на рисунке 1.

К сожалению, в опытах не удалось получить насыщающего лазерного импульса, и это не позволило исследовать осцилляции термолюминесценции под действием различного числа вспышек. Но в работе была доказана возможность возбуждения термолюминесценции 10 нс лазерными импульсами. Получение же короткого насыщающего импульса возможно с применением более мощного лазера.

1. Черноколев А.Т. Дис. на соискание степени к. ф.-м. н., Москва, 1978, с. 136.
2. Рубин А.Б. Биофизика. Книга 2. Биофизика клеточных процессов. Москва: Высшая школа, 1987, с. 304.
3. Inoue Y. Photosynthetic thermoluminescence as a simple probe of photosystem II electron transport. In Biophysical Techniques in photosynthesis, eds. by Ames J., Hoff A.J., Kluwer Academic Publishers, 1996, pp 93-107.

УДК 577.3

МЕДЛЕННАЯ ИНДУКЦИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ЛИСТЬЕВ БОБОВ, ОБРАБОТАННЫХ H_2O_2

** Полякова И.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Кислород жизненно необходим большинству организмов. Вследствие значительной концентрации кислорода в хлоропластах на свету происходит перенос электронов на O_2 с образованием активных форм кислорода (АК), к которым относится пероксид водорода (H_2O_2). Активные формы кислорода опасны для организма, т.к. способны неконтролируемо реагировать с белками, нуклеиновыми кислотами, приводя к структурным и функциональным изменениям. В настоящее время широко обсуждаются механизмы действия АК в клетках животного происхождения. Растительным же организмам уделяется меньше внимания, несмотря на то, что они не только потребляют, но и производят O_2 . Пероксид водорода является промежуточным продуктом при формировании O_2 , определяет интенсивность фотофосфорилирования, фотодыхания и др. [1]. Таким образом, влияние H_2O_2 на растительный организм неоднозначно. В данной работе была исследована медленная индукция флуоресценции (МИФ) листьев бобов *Vicia faba* L. (сорт "Русские чёрные") при введении в жилку листа водного раствора H_2O_2 различных концентраций (0,75%; 1,5%; 2,25%; 3%) при помощи медицинского шприца. В контрольные растения вводили дистиллированную воду. Проростки выращивали в лабораторных условиях при естественной смене периодов света и темноты. Флуоресценцию возбуждали широкополосным синим светом (50 Вт/м^2), а регистрировали на длине волны 686 нм. В качестве параметра МИФ использовали отношение $(F_M - F_T) / F_T$, где F_M – максимальное, а F_T – стационарное значение интенсивности флуоресценции. Ранее было показано, что относительные изменения этого параметра соответствуют изменениям фотосинтетической активности в расчёте на хлорофилл [2,3,4]. Установлено уменьшение параметра $(F_M - F_T) / F_T$ при увеличении концентрации H_2O_2 по сравнению с контролем. При этом происходило увеличение как максимального, так и стационарного уровней флуоресцен-

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

ции, но увеличение F_T было больше, в результате $(F_M - F_T)/F_T$ уменьшался. Кроме того, параметр $\tau_{1/2}$ (время достижения флуоресценцией значения $(F_M + F_T)/2$) значительно возросло. Подобные изменения кривых МИФ связаны с прерыванием цепи электронного транспорта (подобно действию гербицида диурана) (АК взаимодействует с элементами цепи электронного транспорта на акцепторной стороне как ФС2, так и ФС1), что соответствует снижению фотосинтетической активности.

1. Комиссаров Г.Г. “Фотосинтез: физико-химический подход” // Химическая физика, 2003, т. 22, №1, с. 24-54.
2. Karavaev V.A., Polyakova I.B., Solntsev M.K., Yurina T.P. Effect of various chemical agents on photosynthesis studied by the method of fluorescence induction // Journal of Luminescence, 1998. V.76. P. 335-338.
3. Караваев В.А., Полякова И.Б. Влияние Na_2HPO_4 на медленную индукцию флуоресценции и фотосинтез листьев бобов // Физиология растений, 1998. Т. 45. №1. С. 5-10.
4. Karavaev V.A., Dovydkov S.A., Polyakova I.B., Solntsev M.K., Yurina T.P. Slow fluorescence induction and O_2 evolution in bean and wheat leaves in various physiological conditions // In: Photosynthesis: Mechanisms and Effects / G. Garab ed. Dordrecht, Boston, London: Kluwer Academic Publishers, 1998. V. IV. P. 2753-2756.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЯ ВДОЛЬ ДНК С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОСТИ

** Нечипуренко Д.Ю.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

На конформацию ДНК влияют два типа взаимодействий между группами атомов: электростатические и вандерваальсовы. Эти взаимодействия взаимно уравновешиваются, возникает баланс сил притяжения и отталкивания, что сопровождается деформацией валентных связей. Подобный баланс существует в самонапряженных механических конструкциях. В связи с этим, крупномасштабное динамическое поведение ДНК в ответ на внешнее возмущение представляется возможным моделировать идеальным механическим объектом - одномерной струной, динамика которой полностью определяется заданием начальных и краевых условий. Наличие связанных с ДНК лигандов моделируется локальным изменением линейной плотности массы струны. Численный анализ поведения струны показывает, что при распространении по струне волны деформации наличие неоднородности приводит к увеличению потенциальной энергии растяжения непосредственно в области неоднородности и на её границах. Время, в течение которого рассматривалось распространение начального возмущения, было достаточно малым для того, чтобы краевые условия не влияли на полученный результат. Эффект увеличения энергии деформации в области неоднородности помогает интерпретировать результаты, полученные в ряде экспериментов по расщеплению ДНК ультразвуком.

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

УДК 576.5

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ СИНХРОНИЗАЦИИ ПРИ МЕЖКЛЕТОЧНОЙ КАЛЬЦИЕВОЙ СИГНАЛИЗАЦИИ

Докукина И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Волны цитозольной концентрации ионов кальция (Ca^{2+}) наблюдаются во многих типах тканей и являются одним из важнейших механизмов, с помощью которых клетки координируют свое поведение со своими соседями. Часто такие волны распространяются от клетки к клетке в виде внутриклеточных осцилляций кальция. Механизмы, лежащие в основе таких периодических межклеточных кальциевых волн на данный момент до конца не изучены.

В данной работе на основе модели внутриклеточных осцилляций Ca^{2+} [1] было проведено исследование возможных механизмов межклеточной сигнализации Ca^{2+} через щелевые контакты между двумя клетками. При этом учитывалась зависимость проводимости щелевых контактов от цитозольной концентрации Ca^{2+} [2]. Рассматривалось три возможных различных механизма передачи кальциевого сигнала в соседнюю клетку: диффузия Ca^{2+} , диффузия вторичного переносчика инозитол 1,4,5-трифосфата (IP_3) и диффузия одновременно Ca^{2+} и IP_3 через щелевые контакты между клетками. В первом случае не наблюдалось никакой существенной передачи сигнала из стимулированной клетки в соседнюю. Во втором случае в соседней клетке возникали осцилляции цитозольного Ca^{2+} , но они не были синхронизированы с осцилляциями Ca^{2+} в первой клетке (см. рис. 1). В третьем случае в соседней клетке наблюдались осцилляции Ca^{2+} , синхронизированные с осцилляциями Ca^{2+} в первой клетке (см. рис. 2). Наличие и отсутствие синхронизации показаны с помощью функции подобия [3].

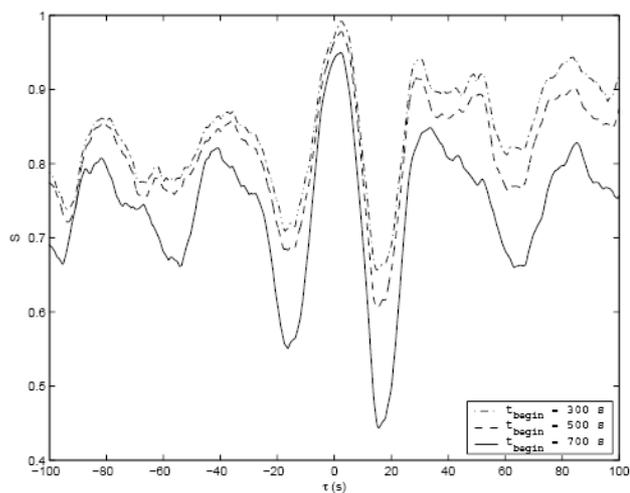


Рис. 1. Функция подобия для осцилляций Ca^{2+} в двух клетках в результате диффузии IP_3 через щелевые контакты.

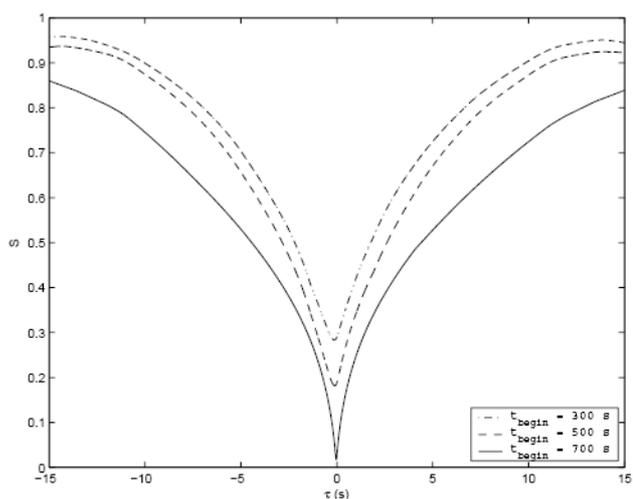


Рис. 2. Функция подобия для осцилляций Ca^{2+} в двух клетках в результате диффузии Ca^{2+} и IP_3 через щелевые контакты.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что за передачу сигнала Ca^{2+} в соседнюю клетку ответственна диффузия IP_3 через щелевые контакты, а за синхронизацию уже имеющихся сигналов Ca^{2+} в двух клетках - диффузия Ca^{2+} .

Автор выражает глубокую признательность доценту кафедры компьютерных методов физики Е.А.Грачёву за интересную постановку задачи и помощь в ее решении.

1. Докукина И.В. Моделирование нелинейной динамики сигнального кальция в клетке и многоклеточных структурах. Сборник тезисов 4-й Научно-технической конференции «Молодежь в науке», Саров, 1-3 ноября 2005, стр. 49-51.
2. Lazrak A., Peres A., Giovannardi S., Peracchia C., 1994. Ca-mediated and independent effects of arachidonic acid on gap junctions and Ca-independent effects of oleic acid and halothane. *Biophys. J.* 67, 1052-1059.
3. Rosenblum M.G., Pikovsky A.S., Kurths J., 1997. From phase to lag synchronization in coupled chaotic oscillators. *Phys. Rev. Lett.* 78(22), 4193-4196.

535.33/34:621.373.826

ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И МЕХАНИЗМЫ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ БЕЛКА MRFP1

Ширшин Е.А.¹, Банишев А.А.¹, Вржещ Е.П.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,

² Международный учебно-научный биотехнологический центр МГУ

Белки из семейства флуоресцентных привлекают внимание благодаря наличию окраски и флуоресценции, что позволяет использовать их для решения проблемы визуализации процессов, происходящих в живых биологических системах [1]. Отличительным свойством белков этого семейства является наличие флуорофора – фрагмента белковой цепи, отвечающего за окраску и флуоресценцию в видимом диапазоне [2]. Флуоресцентные белки как объект изучения в настоящее время очень популярны, поскольку на их основе создают сенсоры, датчики и таймеры для биологических систем, они используются как партнеры при безызлучательном резонансном переносе энергии возбуждения с другими флуоресцентными белками или веществами небелковой природы. Многие исследователи методами сайт-направленного и случайного мутагенеза генов ведут работы по получению новых флуоресцентных белков с целью улучшения их свойств: изменение окраски, увеличение квантового выхода, коэффициента экстинкции, фото- и рН-стабильности и т.д [3].

Одной из задач, которую решают исследователи, являются поиски новых модификаций белков, которые, при сохранении биохимических свойств, обладали бы более высокой удельной яркостью флуоресценции (т.е. более высоким значением сечения флуоресценции $\sigma_{fl} = \sigma_{abs} * \eta_{fl}$, где σ_{abs} - сечение поглощения, η_{fl} – квантовый выход флуоресценции), но отсутствуют литературные данные о механизме возникновения флуоресценции и нет четкой схемы процессов, проходящих в таких белках.

Хорошо известно, что данный класс белков в видимой области обладает двумя полосами поглощения и при этом одной полосой эмиссии. Для белков, флуоресцирующих в зелёной области видимого спектра (GFP) это объясняется наличием в растворе двух форм флуорофора – протонированной и депротонированной [4], в связи с этим

можно предположить наличие подобной ситуации и в красных флуоресцентных белках (RFP), структура флуорофора которых схожа с GFP. Однако в литературе наличие коротковолновой (500нм) полосы поглощения объясняется присутствием в растворе молекул незрелого GFP, которые в mRFP1, по-видимому, не флуоресцируют (в отличие, например, от схожего белка ds-Red) [5]. В докладе обсуждаются возможные механизмы флуоресценции белка mRFP1 и возможная роль в них коротковолновой полосы поглощения.

В данной работе, по-видимому, впервые к исследованию белков вообще и белка mRFP1 в частности, применен комплекс методов классической и лазерной спектроскопии:

- измерение спектров поглощения на спектрофотометре Cary 100 и определение из него сечения поглощения флуорофора, по формуле Буггера $I/I_0 = \exp(-D)$, $D = n\sigma_{\text{abs}}l$, где l – толщина образца, n – концентрация (см^{-3}) молекул белка, I/I_0 – отношение интенсивностей прошедшей и падающей волн;

- измерение скорректированных спектров флуоресценции и спектров возбуждения флуоресценции на спектрофлуориметре Cary Eclipse и определение из них квантового выхода флуоресценции путем сравнения с флуоресценцией эталона – раствора красителя родамина 6Ж;

- измерение “линейных” спектров флуоресценции на лазерном флуориметре, обеспечивающем высокое спектральное разрешение, что позволяет для измерения квантового выхода флуоресценции использовать полосу комбинационного рассеяния воды в качестве эталона;

- измерение на наносекундном лазерном флуориметре кривых насыщения и кинетики флуоресценции, из которых в результате решения обратных задач определяются фотофизические параметры σ_{abs} , τ и K_{st} , отнесенные к истинному флуорофору (при этом не требуется знание концентрации флуорофоров); τ - время жизни возбужденного состояния, K_{st} – скорость интеркомбинационной конверсии ($K_{\text{st}} \cdot \tau = \eta_{\text{t}}$ – квантовый выход в триплетное состояние);

- измерение времени жизни возбужденного состояния флуорофора на пикосекундном лазерном флуориметре, традиционном методе определения показателя экспоненты затухания флуоресценции.

Выполнен сравнительный анализ полученных характеристик; сформулированы гипотезы о механизмах формирования флуоресцентного отклика красного белка mRFP1 при его возбуждении излучением с разными временными и энергетическими характеристиками.

Развитая в работе техника комплексного флуоресцентного анализа будет применена в исследованиях мутантов данного и других белков.

e-mail: fadeev@lid.phys.msu.su

1. Tsien R.Y. (1998) *Annu.Rev. Biochem.* 67, 509–544.
2. Yang F., Moss L., and Phillips G.(1996) *Nat. Biotechnol.*, 14, 1246–1251.
3. Mizuno H., Sawano A., Eli P., Hama H. & Miyawaki A. (2001) *Biochemistry*, 40, 2502–2510.
4. Cubitt A.B., Heim R., Adams S.R., Boyd A.E., Gross L.A., and Tsien R.Y. (1995) *Trends Biochem. Sci.*, 20, 448–455.
5. M.G. Erickson, D.L. Moon and D.T. Yue (2003), *Biophysical journal*, 85, 599-611.

535.33/34:621.373.826

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОСОБИРАЮЩИХ КОМПЛЕКСОВ ФОТОСИНТЕЗИРУЮЩИХ ОРГАНИЗМОВ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ ФЛУОРИМЕТРИИ.

Гостев Т.С.¹, Остроумов Е.Е.¹, Загидуллин В.Э.²
МГУ им. М.В. Ломоносова, ¹физический факультет
²Биологический факультет

Светособирающие комплексы фотосистемы 2 являются важными структурными компонентами фотосинтетического аппарата фотосинтезирующих организмов (ФСО) и высших растений. Содержащийся в них пигмент хлорофилл *a* играет основную роль в процессах светосбора и фотохимических реакциях [1]. Другим необходимым компонентом ФСО являются вспомогательные пигменты, играющие защитную роль при воздействии стрессовых факторов [2]. Известно, что основной защитный процесс в фотосинтетическом аппарате в условиях избыточной освещенности – нефотохимическое тушение – связан со светособирающими комплексами и вспомогательными пигментами. Исследования *in vitro* открывают путь к пониманию механизмов таких процессов и имеют, таким образом, фундаментальное значение. Кроме того, эти исследования имеют и практическое значение, способствуя разработке и развитию дистанционных методов мониторинга природных сред на основе флуоресценции ФСО (биоиндикации), что особенно актуально в последнее время [3].

Примененная в исследовании нелинейная и кинетическая лазерная флуориметрия является мощным средством исследования ФСО и их комплексов в условиях дефицита априорной информации, позволяя определять ряд молекулярных фотофизических параметров – сечения поглощения и возбуждения, скоростей внутри и межмолекулярных переходов, константы синглет-синглетной аннигиляции [4].

В работе были исследованы зависимости флуоресцентных характеристик препаратов светособирающих комплексов фотосистемы 2 гороха от их структурной организации. Были измерены спектры поглощения и флуоресценции. Методами кинетической и нелинейной флуориметрии определены значения фотофизических параметров комплексов, имеющих различную конформацию (степень агрегированности).

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что при изменении структуры комплексов – объединении их в агрегаты – происходит не только изменение фотофизических свойств (например, увеличение рассеяния света), но и изменение внутренних процессов. Исследования методом флуориметрии насыщения показали, что одним из важнейших процессов, проявляющихся в агрегатах светособирающих комплексов, является синглет-синглетная аннигиляция.

E-mail: fadeev@lid.phys.msu.ru

1. Рубин А.Б. Биофизика: в 2-х томах, т.2. М.: Книжный дом «Университет», 2000. 468с.
2. Demmig-Adams B., W.W. Adams III, 1992, Photoprotection and other responses of plants to high light stress. Annual Review of Plant Physiology and Plant Molecular Biology 43, 599-626.
3. Фадеев В.В., Бунин Д.К., Венедиктов П.С. Методы лазерного мониторинга фотосинтезирующих организмов (обзор). Квантовая электроника, 1996, т.23, №11, с.963-973.

4. Фадеев В.В., Рубин Г.Л., Увенков Я.В. Лазерная диагностика фотосинтезирующих организмов методом флуориметрии насыщения. В сб.: "Физическая экология (Физические проблемы экологии)". М., изд-во физ. ф-та МГУ, 1998, № 2, с.101-111.

535.33/34:621.373.826

ФЛУОРИМЕТРИЯ ГУМИНОВЫХ ВЕЩЕСТВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЙРОСЕТЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

**Дроздов А.Ю.¹, Волков П.А.¹, Беляева. Е.Ю.²

МГУ им. М.В. Ломоносова, ¹физический факультет,
²химический факультет

Водные гуминовые вещества (ВГВ) являются важнейшими природными соединениями с интересными химическими и физическими свойствами [1,2]. Фундаментальное значение их исследований связано с изучением круговорота органического углерода в природе, с генезисом органического вещества в водных средах. Прикладное значение – с возможностью использования в качестве естественной флуоресцентной метки, присутствующей в любых водах, при изучении процессов смешения различных вод, например, речных и морских [3]. Уже простейшая характеристика – интенсивность флуоресценции, нормированная на интенсивность комбинационного рассеяния – бывает достаточной в некоторых случаях. Но, если использовать признаки, характеризующие форму и положение полосы флуоресценции, то объем информации возрастает. Известно, что ВГВ разного генезиса имеют разный состав и несколько разную форму и положение полосы [4]. Но до сих пор эта разница трудно поддавалась надежной количественной регистрации.

В работе исследуется возможность определения типа ВГВ по признакам, характеризующим его полосу флуоресценции, с использованием искусственных нейронных сетей (ИНС), в частности, классификационных алгоритмов [3].

Еще больший объем информации может быть получен путем измерения молекулярных фотофизических параметров гуминовых веществ методами лазерной флуориметрии.

Задача решалась в рамках одно- и двухфлуорофорной модели формирования флуоресцентного отклика ВГВ на импульсное лазерное излучение. В работе приведены результаты численного моделирования обратных задач для различных вариантов применения указанных выше методов флуориметрии.

Приводятся результаты экспериментов с препаратами гуминовых веществ различных типов.

Установлены некоторые качественные зависимости между фотофизическими параметрами и химическим составом ВГВ.

E-mail: fadeev@lid.phys.msu.ru

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

1. Перминова И.В. Анализ, классификация и прогноз свойств гумусовых кислот.// Дисс. ... докт. хим. наук, хим.фак. МГУ, 2000.
2. E.M. Perdne and J.D. Rithie. Dissolved organic matter in fresh waters // Treatise on Geochemistry. 2003. V. 5. P. 273-318.
3. T.A.Dolenko, I.V.Fadeeva, S.A.Burikov, V.V.Fadeev, V.V.Chubarov. Determination of hydrology structures in seas and inner reservoirs using fluorescence characteristics of humic substance. In Proc. of III Intern. Conf. "Current Problems in Optics of Natural Waters" (St.Petersburg, Sept. 12-16, 2005), 2005, pp. 241 – 248.
4. Filippova E.M., Fadeev V.V., Chubarov V.V., Glushkov S.M., Dolenko T.A. Laser fluorescence spectroscopy as a method for studying humic substance. Applied Spectroscopy Reviews, 2001, v.36, №1, p.p.87-117.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА СУСПЕНЗИИ ЭРИТРОЦИТОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ОСМОТИЧЕСКОГО ГЕМОЛИЗА И ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Елагина В.М., Алексеева П.Ю., Близнюк У.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Данная работа посвящена исследованию изменения оптического спектра суспензии эритроцитов в результате воздействия импульсного электрического поля (ИЭП), с течением времени, а также в результате осмотического гемолиза. Рассмотрено влияние ИЭП на связь гемоглобина с кислородом.

В результате воздействия физико-химических факторов на биологические клетки эффекты нарушения мембран в ряде случаев проявляются через несколько часов и даже через многие сутки. Однако необратимые процессы на микроуровне могут возни-

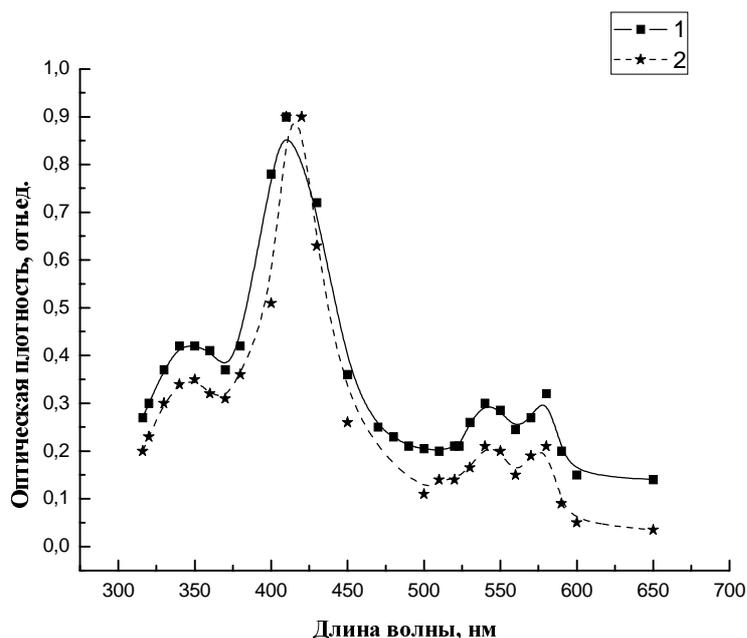


Рис.1 - оптический спектр раствора (гемоглобин, тени эритроцитов и другие форменные элементы), полученного в результате гемолиза эритроцитов:
1. без воздействия ИЭП
2. — после воздействия ИЭП.

кать сразу же после воздействия. И только через латентный период эти изменения проявятся на уровне клеточных и тканевых процессов.

Импульсное электрическое поле, действуя на биологические мембраны, может при определенных условиях вызывать в них образование сквозных пор. Такой процесс называют электропорацией. Он является эффективным методом экспресс-диагностики повреждений биологических мембран в результате воздействия физико-химических факторов [1].

На фоне многочисленных экспериментов, проводимых в нашей лаборатории, вопрос о влиянии ИЭП на связь гемоглобина с кислородом остается открытым. В результате проведенных экспериментов получены графики спектров гемолизированных эритроцитов при воздействии ИЭП и без воздействия ИЭП (рис.1).

В результате проведенных экспериментов видно (рис.1), что ИЭП не повлияло на связывание гемоглобина с кислородом.

1. Козлова Е.К., Черняев А.П., Черныш А.М., Алексеева П.Ю. // Электропорация – эффективный метод экспресс-диагностики повреждений биологических мембран в результате воздействия физико-химических факторов на эритроциты. Препринт НИИЯФ МГУ-2005-7 / 773.
2. Козлова Е.К., Черняев А.П., Шведунов В.И., Черныш А.М., Фомина У.А., Шаракшанэ А.С. Особенности комбинированного действия пучка ускоренных электронов и импульсного электрического поля на биологические клетки // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2004. № 6. с.65 – 74. Страйер Л. Биохимия в 3х т.; Т1, Мир; 1984; 232 с.

УДК 577.3

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОСИНТЕТИЧЕСКОЙ И ДЫХАТЕЛЬНОЙ ЦЕПЕЙ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ЦИАНОБАКТЕРИЯХ

**Кувыкин И.В., Вершубский А.В., Тихонов А.Н.*

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одна из характерных особенностей живых организмов состоит в том, что все они представляют собой открытые системы, которые способны извлекать, преобразовывать и использовать энергию окружающей среды либо в форме органических питательных веществ (хемотробы), либо в форме энергии солнечного излучения (фототрофы). Ключевым процессом биоэнергетики является синтез АТФ из АДФ и ортофосфата (Рi). Этот процесс является эндэргоническим, он происходит за счет энергии внешних источников энергии. У фототрофных организмов – это энергия солнечного света, усваиваемая высшими растениями, цианобактериями и фотосинтезирующими бактериями. Энергодонорные процессы электронного транспорта сопряжены с генерацией

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

трансмембранной разности электрохимических потенциалов ионов водорода, за счет которой обеспечивается работа АТФ-синтазных комплексов.

В настоящее время выяснение регуляторных механизмов электронного транспорта в фотосинтетических системах высших растений и цианобактерий, их адаптация к различным условиям внешней среды является центральной проблемой биоэнергетики и биохимии фотосистем.

В настоящей работе представлена обобщенная математическая модель электронного и протонного переноса в клетках цианобактерий. Отличительной особенностью этой модели является то, что в ней рассматриваются функционирование как фотосинтетической, так и дыхательной цепи электронного транспорта, а также их взаимодействие. Кроме того, в данной работе учитываются альтернативные пути фотосинтетического переноса электронов (нециклический и циклический транспорт электронов), процессы восстановления и окисления НАДФ, синтез АТФ АТФ-синтазой, потребление АТФ и НАДФН в цикле Кальвина, а также выделение кислорода при освещении ФС2 и потребление его цитохром-оксидазами.

Для описания электрон-транспортных процессов была написана система уравнений, основанная на законах действующих масс для однородного распределения электронных переносчиков в мембране или строме соответственно.

В рамках математической модели процессов электронного и протонного транспорта, построенной в настоящей работе, описаны основные закономерности кинетики фотоиндуцированных окислительно-восстановительных превращений P_{700}^+ - первичного донора электронов ФС1. Как оказалось, результаты численных расчетов согласуются с литературными данными по кинетике электронного транспорта в интактных клетках цианобактерий. Результаты «численных экспериментов», выполненных в рамках разработанной нами модели, позволили проанализировать возможный вклад различных факторов (степень восстановленности пула электронных переносчиков, наличие кислорода в среде, концентрация буфера) в появление сложной немонотонной кинетики электронного транспорта, наблюдаемой в различных условиях функционирования фотосинтетических систем окислительного типа

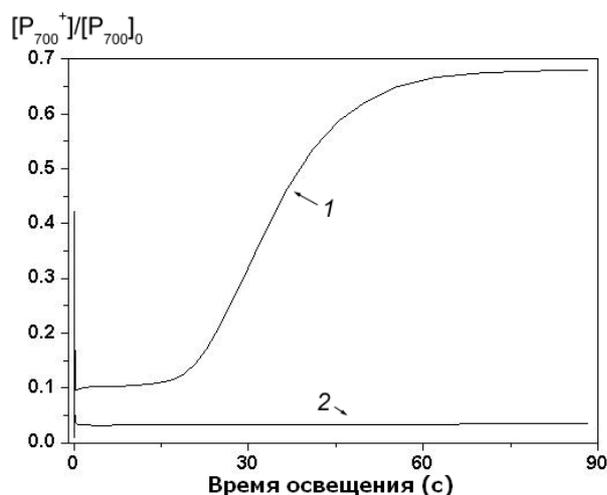


Рис. 1

АТФ и восстановления НАДФ также падает. Аналогичная зависимость стационарной концентрации P_{700}^+ от концентрации кислорода в суспензии клеток наблюдалась и в эксперименте [1].

Как показали результаты расчета, наблюдаемая в эксперименте кинетика окислительно-восстановительного превращения P_{700}^+ сильно зависит от концентрации кислорода в суспензии клеток (рис. 1). В аэробных условиях, когда существует отток электронов на кислород, уровень P_{700}^+ довольно быстро выходит на стационарный уровень (рис. 1, кривая 1), скорость электронного потока высока, и синтез АТФ и восстановление НАДФ поддерживается на высоком уровне. Без оттока электронов на кислород уровень P_{700}^+ после начального скачка быстро падает (рис. 1, кривая 2). Скорость синтеза

Исходя из нашей модели, эта зависимость может быть объяснена несколькими причинами:

- во-первых, пластохиноновый пул в анаэробных условиях значительно более восстановленный, чем в аэробных условиях;
 - во-вторых, наблюдается «перевосстановление» акцепторного участка ФС1, вследствие чего отток электронов от ФС1 становится более затрудненным [2].
1. Trubitsin B.V., Ptushenko V.V., Koksharova O.A., Mamedov M.D., Vitukhnovskaya L.A., Grigor'ev I.A., Semenov A.Yu., Tikhonov A.N. // *Biochim. Biophys. Acta.* 2005. V.1708. P.238.
 2. Вершубский А.В., Приклонский В.И., Тихонов А.Н. // *Журн. Физической химии.* 2006. Т.80. № 3. С.552.

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФуЛЛЕРЕНОВЫХ C_{60}/C_{70} НАНОФЛУИДОВ ДЛЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

Спорыш И.М., Лыско И.И., Порядченко А.П., Соловьева Е.Д.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

Фуллереновые нанofлуиды - молекулы фуллеренов, а также их агрегаты, окруженные гидроксильными группами, в суспензиях - используются для введения C_{60} в биологические ткани для медицинских целей. Это применение базируется на результатах ранее проведенных фотохимических экспериментов: обнаружен эффект фотоактивности молекулярного C_{60} . Фуллерены C_{60}/C_{70} в суспензиях являются фотоэмиссионными источниками энергии и они потенциально могут защищать и стимулировать активность биомолекул в клетках.

Эффективность применения нанofлуидов зависит от фотохарактеристик C_{60} в агрегатах, зависящих от окружения (-ОН группы, биомолекулы)[1]. Поэтому, в работе исследуется изменение фотохарактеристик C_{60} в агрегатах с добавленными C_{70} молекулами, при окислении C_{60}, C_{70} [2] и выбору оптической диагностики, которая позволит разделить фотостимулированные изменения C_{60} молекул в агрегатах и их окружения в суспензиях.

Сравнительный анализ фотолюминесцентных (ФЛ) спектров суспензий в воде проводился после идентификации $C_{60}:C_{70}$ и их окислов методами абсорбционной спектроскопии в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах [2]. В ФЛ спектрах C_{60} суспензий с C_{70} и их окислами (получены при озонировании $C_{60}:C_{70}$ нанокристаллов с 1 ат. процентным содержанием C_{70}) выявлена интенсивная зона в диапазоне 440-650 нм при возбуждении светом с длиной волны (λ_{exc}) 290-440 нм. Сужение границ диапазона и понижение ФЛ интенсивности достигается изменением соотношения между содержанием C_{60} , $C_{60}:C_{70}$ и их окислов в суспензиях.

Для объяснения контролируемого изменения ФЛ спектров рассмотрен процесс переноса заряда между фотовозбужденными фуллереновыми молекулами и их окружением в нанofлуиде с учетом изменения плотности заряда на поверхности фуллеренов в результате образования энергетических уровней на границе C_{60} - молекулярное окружение нанofлуида.

Представленные результаты демонстрируют контролируемое изменение ФЛ спектров C_{60} флуидов с добавлением C_{70} и их окислов в биосуспезиях, и подтверждают, что флуоресцентная спектроскопия - информационный метод для определения фотостимулируемого поведения C_{60} молекул в агрегатах с гидроксильным окружением в суспензиях перед инъекцией их в живые ткани.

Авторы благодарят проф. П. Шарффа и его коллег из химической лаборатории (Технический Университет Ильменау, Германия) за изготовление фуллереновых $C_{60}:C_{70}$ нанокристаллов, приготовление суспензий, а также за помощь при измерениях и обсуждении результатов. Исследование и обсуждение результатов проводились под руководством к.б. наук Кисиль Е.А. совместно с д.ф.- м. наук Бузаневой Е.В.

iridium@univ.kiev.ua

1. Спорыш И.М., Лыско И.И., Жеребецкий Д.П. "Оптическая спектроскопия фуллеренов C_{60} и его производных с кислородными и гидроксильными группами для фотосенситизера" // Тезисы докл. Межд. конф. "Ломоносов - 2005", секция "Физика" (Москва), 2005, Т.1, С.217-21.
2. Спорыш И.М., Порядченко А.П., Соловьева Е.Д. "Оптическая спектроскопия фуллереновых C_{60} нанофлуидов в медицине" // Тезисы докладов научного форума "Всемирный год физики в Московском университете" (Москва), 2005.

УДК 582.263:581.143

МОДЕЛЬ СПЕКТРА АБСОРБЦИИ КУЛЬТУРЫ НИЗШИХ ФОТОТРОФОВ

**Ширяев А.В.

Черноморский филиал МГУ им. М.В. Ломоносова

Количественное определение пигментного состава низших фототрофов является необходимым условием многих научных и практических задач, связанных с решением проблем биотехнологии, физиологии, экологии. На сегодняшний день разработано большое количество разнообразных методов, позволяющих определять качественный и количественный состав пигментов с высокой степенью точности. Оперативность получения информации ставит оптические методы вне всякой конкуренции, например, в вопросах автоматизации процессов управления биосинтезом микроводорослей. Кроме того, оптические методы позволяют проводить исследование процессов протекающих именно в живых клетках, что дает, в некотором смысле, более ценную информацию для понимания сути происходящего.

Цель настоящей работы – на основе спектров абсорбции низших фототрофов в области ФАР построить математическую модель, позволяющую определять концентрацию пигментов в живых клетках.

Пусть дана культура низших фототрофов, находящаяся в условиях стационарного динамического равновесия. При этом оптические характеристики культуры неиз-

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

менны и подчинены закону Бугера-Ламберта-Бера. Необходимо по спектрам абсорбции культуры и известному качественному составу пигментов определить их количественный состав.

В ходе выполнения работы решали следующие задачи:

Математическое описание спектров абсорбции культуры низших фототрофов на примере *Spirulina platensis*. Описание проводили аппроксимацией суммы гауссовых кривых с тремя свободными параметрами.

Определение концентрации пигментов в клетках биохимическим методом с известными спектральными характеристиками культуры *S. platensis*.

Расчет параметров модели. Используя данные биохимического анализа и математическое описание спектра, были найдены коэффициенты экстинкции для пигментов *in vivo*. В дальнейшем были рассчитаны параметры модели и получены соотношения для определения относительной концентрации хлорофилла *a*, суммарных каротиноидов и фикобилинов для культуры *Spirulina platensis*.

В результате было получено соотношение, которое позволяет по спектру культуры *S. platensis* определять относительную концентрацию пигментов в клетках, не проводя каких-либо биохимических измерений.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ БИОТКАНЕЙ КОСВЕННЫМИ ИТЕРАЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ С РАЗРЕШЕНИЕМ ПО ВРЕМЕНИ

Зарембо М.С., Головин Н.Н.

Новосибирский Государственный Технический Университет

E-mail: cheshirchik@gmail.com, nickon79@ngs.ru

В последнее время всё больше возрастает интерес к использованию титан-сапфировых лазеров (в том числе и фемтосекундных) в биологии и медицине. Однако свойства биотканей для излучения с длиной волны 800 нм ещё мало изучены. Поэтому перед исследователями встает вопрос точного определения оптических параметров биологических тканей для этой длины волны. Знание оптических параметров биотканей позволяет проводить точную дозировку лазерного излучения.

Для определения оптических параметров биологических тканей, таких как коэффициенты поглощения $-\mu_a$, рассеяния $-\mu_s$ и анизотропии $-g$, используются прямые и косвенные методы. Первые предполагают определение параметров непосредственно из результатов эксперимента. Вторые же предполагают выражение оптических свойств через экспериментальные данные неявно. В косвенных итерационных методах, величины, определяющие оптические свойства рассеивающей среды, перебираются до тех пор, пока расчётные значения не будут с заданной точностью совпадать с измеренными данными. В нашей работе такими данными является длительность прошедшего ультракороткого импульса, потому что при прохождении импульсов большей длительности (нано- и пикосекундных) в тонких образцах форма импульса другая: падающий импульс «накладывается» на прошедший и время задержки становится зависимо от длительности импульса, а также .

Нами были изучены три метода моделирования прохождения излучения через биоткани: метод Монте-Карло, диффузионная аппроксимация и гибридная модель.

Варьируя параметры в области значений для биологических тканей можно получить так называемые диаграммы уширений. Показывающие, что прошедший импульс для каждого значения оптических параметров, разный. Анализируя эти графики, можно предложить следующий способ определения оптических параметров биотканей: при помощи любого из предложенных методов выводятся диаграммы уширений импульсов на основе моделирования воспроизводящего эксперимент, после чего в диаграмму подставляется значение времени уширения и проводится линия параллельная оси абсцисс, соответствующая времени уширения. Таким образом, можно определить μ_a и μ_s (по кривой) и g (по опущенной нормали). Такой способ не даст, конечно же, достаточно точного результата – ошибка будет напрямую зависеть от величины шага, в таком случае рекомендуется проводить моделирование для нескольких толщин ткани, а также времён уширений на различных уровнях прошедшего импульса.

Косвенные итерационные методы с разрешением по времени являются одними из наиболее перспективных, поскольку они просты в использовании и требуют не проведения сложного эксперимента и значительных затрат машинного времени.

Настоящая статья подготовлена по результатам исследований, проведенных в рамках гранта Новосибирского Государственного Технического Университета (грант № 053 – НСГ - 05).

Выражаем признательность нашему научному руководителю сотруднику Института Физиологии СО РАМН, д. ф.-м. н. Мешалкину Ю. П.

УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЕДИНОГО СГУСТКА КЛЕЙКОВИНЫ В ПОЛЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ СИЛ ПРИ ФРАКЦИОНИРОВАНИИ СМЕСИ МУКИ И ВОДЫ

Нуруллина Т.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Целью данного исследования является оптимизация условий формирования единого сгустка клейковины в поле центробежных сил в процессе фракционирования водо-мучной смеси. Разделение компонентов муки (в первую очередь белков клейковины и крахмальных гранул) является важным технологическим процессом [1], однако наиболее распространенные в настоящее время процедуры включают в себя стадию промывки клейковины. Это приводит к существенным потерям получаемого продукта.

В данной работе проводится анализ и оптимизация недавно предложенного двухстадийного процесса получения сырой клейковины, в котором отсутствует стадия промывки [2]. Каждая стадия процесса состоит из операций замеса, расстойки и центрифугирования водо-мучной смеси.

Для предложенного двухстадийного процесса определены параметры, при которых наблюдается количественное разделение компонентов. Параметрами оптимизации являются соотношение муки и воды при замесе, температура при замесе, расстойке и центрифугировании, фактор разделения, время расстойки и центрифугирования. Показана масштабируемость процесса на примере лабораторных центрифуг объемом 5мл, 20мл, 1,5л и промышленных центрифуг объемом 16л.

Полученные результаты могут быть применены в области разработки профилактического (диетического и лечебного) питания, например, при изготовлении белково-отрубного или безбелкового хлеба, употребляемого при диабетических болезнях (исключение крахмала), при аутизме и цикеалии (исключение клейковины из продуктов питания).

На основании реологического и микроскопического исследования полученных фракций проведен теоретический анализ предложенного процесса.

При сравнении метода определения количества клейковины по ГОСТ 27839-89 с предложенным двустадийным процессом зафиксировано повышение точности лабораторных анализов за счет отсутствия потерь при формировании сгустка клейковины.

Предложенный процесс позволяет повысить выход клейковины в 1,5 раза по сравнению с используемым в настоящее время промышленным методом (ГОСТ 25832-89).

Предложенная методика может быть модифицирована для параллельного фракционирования крахмала. В перспективе планируется адаптация метода для разных видов муки (например, из ржи, овса и смеси злаков) и использование жидкой фазы различного состава (спиртовые, щелочные и солевые растворы) для получения изолятов белка

E-mail: tanurul@mail.ru

1. Anne Van Der Borght, Hans Goesaert, Wim S. Veraverbeke, Jan A. Delcour. Fractionation of wheat and wheat flour into starch and gluten: overview of the main processes and the factors involved. *Journal of cereal science*, 41 (2005), 221-237.
2. Зиновьев А.М., Нуруллин А.Г. Способ получения концентрированного белкового материала из растительного сырья. Заявка №2006103706(004105) от 09.02.2006, ФИПС, РОСПАТЕНТ.

ГЕОФИЗИКА**Председатель подсекции****д.ф.-м.н. Шелковников Николай Константинович**

УДК 551.465

**ВЛИЯНИЕ ВЕТРОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ И НАКЛОНА ДНА
НА ДИНАМИКУ И СТРУКТУРУ
ПРИБРЕЖНОГО БАРОКЛИННОГО ТЕЧЕНИЯ**

Денисов Е.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одним из важнейших факторов, определяющих динамику и структуру течений в океанах и морях, является топография дна. Сильнее всего этот фактор проявляется в области континентального склона, где глубина океана (моря) меняется от первых сотен метров до нескольких километров. Параметры этого склона (в первую очередь, крутизна и ширина) влияют на устойчивость течений, на их меандрирование и вихреобразование и, следовательно, во многом определяют структуру водообменных процессов в системе «шельф-глубокий бассейн». Еще одним, и, быть может, наиболее существенным фактором, определяющим не только структуру, но и интенсивность горизонтальной циркуляции вод, является ветровое воздействие.

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

Цель данной работы заключается в проведении лабораторных экспериментов по исследованию влияния наклонного дна и периодического (с переменным значением периода) ветрового воздействия на устойчивость и структуру пограничного течения, динамически подобного ОЧТ, а также в интерпретации данных наблюдений за особенностями горизонтальной циркуляции вод и внутрибассейнового обмена в Черном море на основе результатов моделирования.

Была создана лабораторная установка и проведены эксперименты в двуслойной вращающейся жидкости. Основные безразмерные параметры эксперимента выбирались из соображения динамического подобия с Черным морем. Прибрежное течение в верхнем относительно тонком слое жидкости (аналог ОЧТ) создавалось либо с помощью источника массы и плавучести, либо с помощью касательного напряжения трения ветра с циклонической завихренностью. Нижний, более толстый слой жидкости, не являлся

динамически активным и раскручивался только за счет импульса, поступающего из верхнего слоя. Такая ситуация является в целом типичной для Черного моря.

Установлено, что:

1. Влияние наклона дна на прибрежное течение заключается в подавлении развития бароклинной неустойчивости течения ослаблении процессов вихреобразования, а также в уменьшении водообмена и переноса примеси (загрязнений) в системе «шельф–глубоководная часть бассейна», причем степень этого влияния определяется параметром Ls/Rd .

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

б) при $Ls/Rd \geq 2$ (пологий и широкий склон), - неустойчивость имеет преимущественно волновой характер. В вершинах волн иногда образуются вихри, которые не покидают зоны склона. Энергия пульсационного движения всегда меньше энергии среднего движения.

2. Периодическое ветровое воздействие различным образом влияет на эволюцию среднего азимутального и вихревого (его средней и пульсационной скорости) течений в условиях широкого (пололого) и узкого (крутого) склонов. Оказалось, что, вне зависимости от ширины склона, при достаточно короткопериодной изменчивости ветрового воздействия (не более 15-25 суток), значения модуля средней азимутальной и пульсационной компонент скорости не успевают существенно увеличиться или уменьшиться, а неустойчивость течения развиться или затухнуть за период ветровой «накачки» или ее отсутствия, соответственно. При более долгопериодной изменчивости ветрового воздействия (более 35-45 суток) течение над узким и широким склонами имеет различный характер эволюции. В случае узкого (крутого) склона на стадии отсутствия ветрового воздействия наблюдается «бурное» развитие неустойчивости, в результате которой сформированное кольцевое течение распадается на вихревые структуры. В случае широкого (пололого) склона неустойчивость развивается медленно и имеет преимущественно волновой характер, при котором струйное течение всегда доминирует над вихревыми структурами. Данный результат свидетельствует о стабилизирующей роли широкого склона, благодаря чему энергия ветра, передаваемая среднему течению, в малой степени переходит в пульсационную, волно-вихревую энергию. Напротив, в случае узкого склона, значительная часть энергии среднего течения, вследствие развития его неустойчивости, переходит в энергию вихрей.

3. Результаты проведенных экспериментов позволяют объяснить физическую природу наблюдаемых различий в структуре и динамике Основного черноморского течения и мезомасштабных вихревых структур для разных районов Черного моря в зависимости от ширины континентального склона, а также характера и параметров изменчивости ветрового воздействия.

1. Овчинников И.М., Титов В.Б., Кривошея В.Г., Попов Ю.И. Основные гидрофизические процессы и их роль в экологии вод Черного моря // Океанология. 1993. Т.33. №6. С. 801-807.

2. Zatsepin A.G., Denisov E.S., Emelianov S.V., Kremenetskiy, Poyarkov S.G., Stroganov O.Yu., Stanichnaya R.R., Stanichny S.V. The effect of bottom slope and wind on the nearshore current in the rotating stratified fluid (with application to the Black sea). Oceanology, 2005, vol. 45, Suppl. 1.

3. Denisov E.S., Emelianov S.V., Zatsepin A.G., Kremenetskiy V.V., Poyarkov S.G., Stroganov O.YU. The effect of bottom slope on the nearshore current in the rotating fluid (laboratory modeling). // “Fluxes and structures in fluids – 2005”.

УДК 551.510

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯ ВЕТРА НАД МОСКВОЙ ПО ДАННЫМ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Курбатов Г.А., Глядко П.С., Юшков Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Акустическое дистанционное зондирование является одним из лучших методов изучения влияния городской среды на поле ветра [1]. Работа акустического локатора (содара) основана на рассеянии звуковых волн мелкомасштабными флуктуациями температуры. Эти неоднородности увлекаются течением воздуха и обеспечивают естественное движение “целей” для измерения скорости ветра по доплеровскому сдвигу рассеянного излучения.

Однако, условия для работы содара не всегда благоприятны в больших городах, так как шум дорожного движения затрудняет выделение сигнала на его фоне и в результате снижается высота измерений. Многие коммерческие содары вообще не могут работать в городских условиях [2].

Кафедра физики атмосферы физического факультета МГУ совместно с Институтом физики атмосферы (ИФА) с июля 2005 года проводит непрерывные измерения в двух точках Москвы. Один прибор расположен на крыше здания физического факультета, другой практически в центре города на здании ИФА РАН. Рабочая частота содара 1700 Hz, вертикальное разрешение 20 метров, данные отдельных измерений статистически обрабатываются за интервал времени в 10-60 минут [3].

Специально были приложены усилия для снижения влияния шумов и эхопомех («местников») от заданий. Максимальная высота измерений, ограничиваясь шумом транспорта, зависит от распределения интенсивности турбулентных неоднородностей с высотой.

На рис. 1 представлены эхограммы, полученные содаром в двух точках Москвы. На них изображена зависимость интенсивности турбулентности от высоты (шкала почернения справа), а также вертикальные профили горизонтальной скорости ветра, усреднённые за 30 минут. Четко прослеживается разница высот (около 100 м) расположения турбулентных структур в центре города и юго-западе, связанная с городской топографией и высотой расположения приборов.

Проведённая нами статистическая обработка результатов акустического зондирования подтверждает такие особенности поля ветра над Москвой как увеличение перемешивания низлежащих слоев и дисперсии вертикальной скорости, а также изменение вертикального профиля горизонтальной скорости от центра города к периферии.

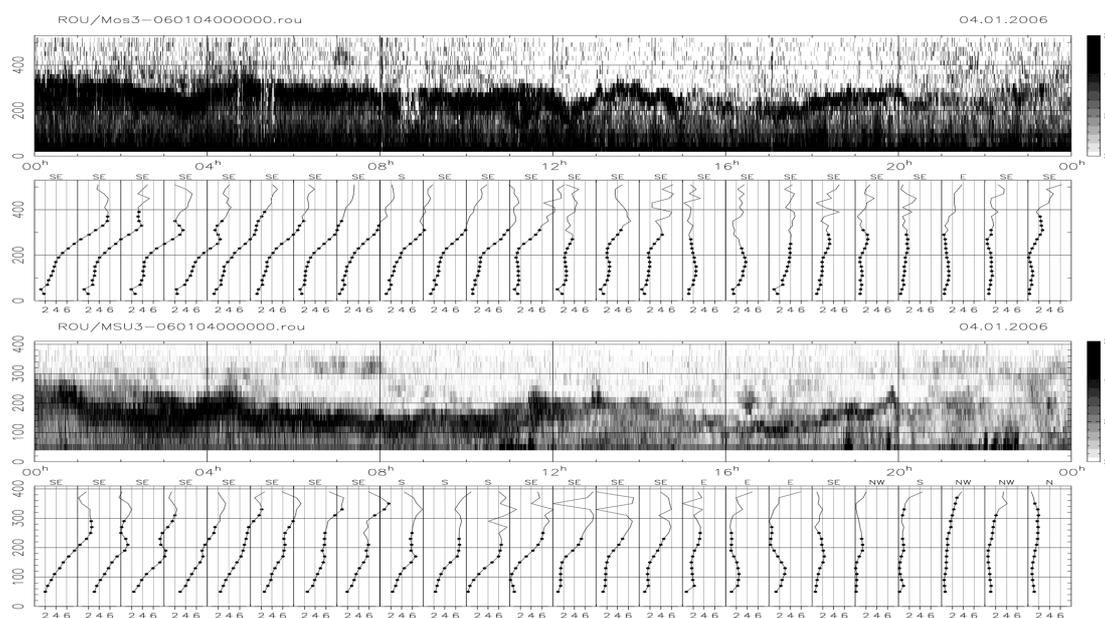


Рис. 1

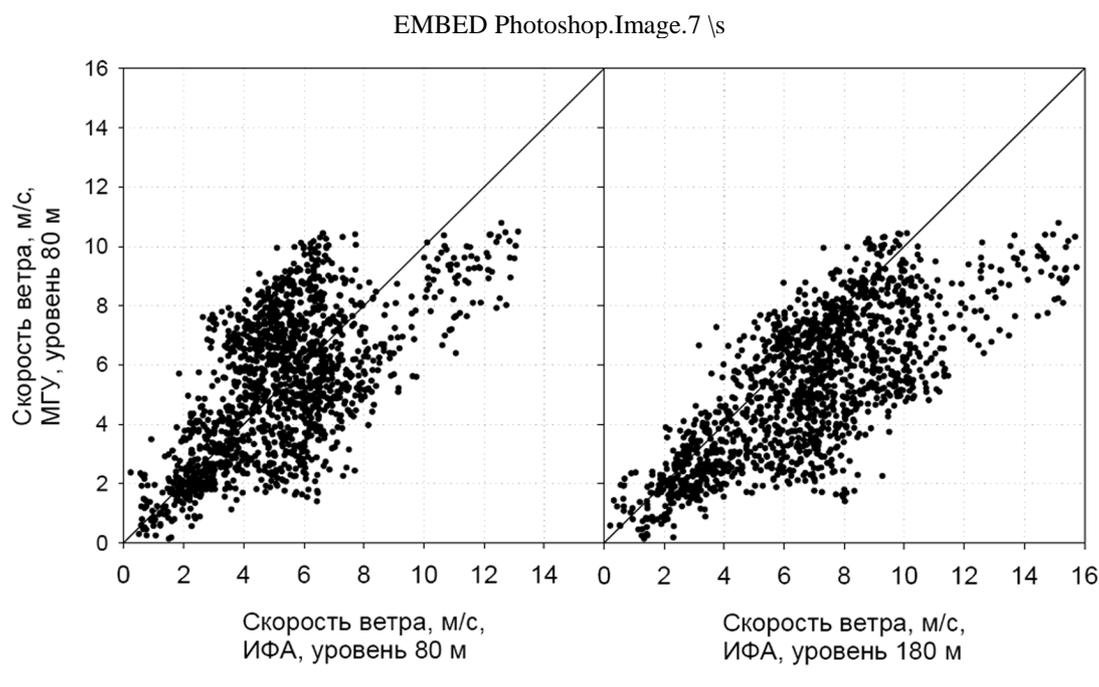


Рис. 2

На рис. 2 представлены графики соотношения скоростей ветра для разных высот в МГУ и ИФА. Хотя интенсивность турбулентности наилучшим образом соответствует разнице высот в 100 метров для скорости ветра при этом заметны большие отклонения, что особенно характерно для устойчивой стратификации температуры.

Длительные серии данных (почти год измерений), полученные содаром в двух точках Москвы, показывают сильную изменчивость поля ветра, зависящую от атмосферной стратификации.

Работа выполняется при поддержке РФФИ, проекты №№ 05-05-64786 и 04-05-64167

1. *Kallistratova M.A., Coulter R.L.* Application of sodars in the study and monitoring of the environment. // *Meteorology and Atmospheric Physics*, 2004, **85**, 21-38.
2. *Юшков В.П., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Курбатов Г.А., Крамар В.Ф.* Опыт использования доплеровского акустического локатора для измерения профиля скорости ветра в городских условиях//*Известия РАН. Физика Атмосферы и Океана*, 2006 (в печати).
3. *Кузнецов Р.Д.* Акустический локатор ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя//*Оптика Атмосферы и Океана*, 2006 (в печати).

УДК 551.465:556.536

РАЗМЫВ ДНА КАНАЛА ПОТОКОМ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ ФРУДА

Елкин Д. Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Многообразие форм движения жидкости привело к представлению о хаотическом движении. Такая форма движения была названа турбулентной и описывалась статистическими методами и эмпирическими формулами. Все существующие методы расчета перемещения примеси основаны на этих формулах. Многолетние исследования американских ученых на 414 больших и 535 средних и малых реках показали, что ошибка расчетов по этим методам колеблется от 50 до 100% [1]. К концу 20 века стало ясно, что хаоса в макроскопическом движении жидкости нет. Выявлены основные формы движения жидкости, найдены их характеристики, их связь с переносом примеси, размывом дна. Исследования показали, что даже при малых значениях скорости потока у дна рек и каналов возникают вихревые структуры, движение которых существенным образом отличается от движения основного потока [2]. Вихри могут интенсивно перемещаться в поперечном сечении потока, при определенных условиях могут неподвижно висеть в одной зоне. Вихри способны удерживать примесь и обеспечивают в значительной мере перенос примеси в потоке. В момент образования вихри захватывают донные частицы и уносят их вверх в толщу воды. Если на дне реки в течение некоторого времени происходит отложение загрязнения, то при изменении внешних параметров вредные примеси оказываются вновь в толще воды. Этот процесс до сих пор наблюдается, например, на реке Припять, где периодически появляются всплески уровня радиоактивных веществ. При небольших значениях скорости малых рек Москвы загрязнения в больших количествах оседают на дно. Это создает постоянную угрозу подъема загрязнения со дна вихревыми структурами при изменении режима течения. Для оценки качества воды, прогноза распространения загрязнения и скорости оседания наносов необходимо подробное исследование процесса образования и перемещения вихрей в потоках при малых числах Фруда. Такая задача до сих пор не решалась.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование процесса образования и перемещения вихрей в потоках при малых числах Фруда. Процесс должен быть описан с помощью параметров, легко измеряемых стандартными приборами.

Эксперименты проводились в прямом канале с прозрачными стенками длиной 3.5м, шириной 20см с замкнутым водоснабжением, с подачей воды из бака с переливом. Плавное изменение уклона дна и расхода воды позволяло устанавливать необходимый продольный градиент скорости течения. Интервал изменения скорости исследованных потоков 3 – 12 см/с, глубины 1.5 - 10 см, число Рейнольдса, определенное по глубине потока h и максимальной в поперечном сечении скорости u , менялось от 700 до 1600, максимальное число Фруда 0.3. На дно канала уложен слой песка со средним диаметром песчинки 0.2мм. Для исследования поля скорости потока использовались сферические частицы полистирола диаметром 0.05см (плотность 1.05г/см³). Перемещение шариков записывалось видеокамерой через боковую стенку канала при специальной подсветке (скорость съемки 25 кадров в секунду). Скорость осаждения частиц была несколько меньше скорости, рассчитанной по формуле Стокса, и составляла 0.1 см/с. Шарики, двигающиеся с основным потоком, имели практически горизонтальные траектории: смещение по вертикали не превышало 1 мм на рабочем участке (10 см). Если частицы захватывались вихрями, то треки соответствовали характеру перемещения вихрей. По перемещению частиц от кадра к кадру или по длине трека определялось поле скорости основного потока. Доверительный интервал определения скорости потока по перемещению частиц составлял 0.1 см/с для доверительной вероятности 0.67.

В результате проведенной серии экспериментов получены следующие результаты.

1. На размываемом дне прямого канала постоянной ширины стационарный тормозящийся поток при скорости 3 – 12 см/с формирует гряды за счет выноса песка вихрями, периодически отрывающимися в придонном слое потока на одинаковом расстоянии друг от друга. Расстояние между гребнями гряд точно равно расстоянию между точками вылета вихрей в начале процесса.

2. Во время формирования между основным вихрем и дном за счет сил вязкости возникают два вихря-спутника. Вихри-спутники захватывают песок, переносят его без видимых потерь три перелета, двигаясь вдоль циклоидальной траектории вместе с основным вихрем. Вихри-спутники, вращаясь вокруг общего центра инерции, заканчивают первый оборот и оказываются между основным вихрем и дном в конце третьего перелета системы. Вихри высыпают весь песок сразу, приземляясь в конце третьего перелета, при косом ударе вихрей-спутников о дно.

3. Координата зоны вылета вихрей остается неизменной, пока глубина размыва не достигает диаметра основного вихря, затем вихрь смещается вниз по потоку, снимая слой той же толщины. В зоне высыпания песка высота намыва растет вдоль оси x .

4. Приведены оценочные соотношения, позволяющие прогнозировать скорость роста и форму начальной гряды (пока глубина канавки не превышает диаметра вихря). Скорость размыва увеличивается при увеличении продольного градиента скорости течения. Перемещение примеси вдоль по потоку можно рассчитать, используя легко измеряемые параметры: максимальную скорость и продольный градиент скорости течения, размер донной шероховатости.

1. Molinas A. Transport of sediment in large sand-bed rivers.// J. of Hydraulic Research. 2001. V. 39. №2. P. 135-146.
4. Мельникова О.Н. Формирование гряд на дне прямого канала потоком со свободной поверхностью.//Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. №5. С. 682-690.

УДК 551.465:556.536

ВЛИЯНИЕ МАСЛЯНЫХ ПЛЕНОК НА ДРЕЙФОВУЮ СКОРОСТЬ

Боганов Е.В., Корнев М.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Прогноз распространения поверхностного загрязнения в океане, решение фундаментальных проблем генерации и усиления волн ветром требуют определения ветрового дрейфового течения. До настоящего времени составляющая дрейфовой скорости u_{dr} , связанная с силой трения, изучена очень слабо в отличие от волновой составляющей. Ветровые волны на воде обычно возникают одновременно с появлением течения, обусловленного силами вязкости. Условия обтекания волны ветром различны на наветренном и подветренном склоне: в первом случае поток воздуха ускоряется в направлении движения, а во втором - замедляется. В результате замедления течения на подветренном склоне происходит отрыв вихрей, приводящий к снижению силы трения. В [1] показано, что частота отрыва вихрей пропорциональна скорости ветра, продольному градиенту скорости и, соответственно, крутизне волны. Крутизна волны может меняться в широких пределах при заданной скорости ветра. Возможно, что поэтому интервалы измеренных значений дрейфовой скорости для одной и той же скорости ветра весьма широки. Измерения дрейфовой скорости, осредненной по длине волны, в натурных и лабораторных исследованиях показывают, что отношение $u_{dr} \cdot u^{-1}$ составляет по разным источникам от 0.008 до 0.05 [2-4]. В натурных условиях на развитие дрейфового течения оказывает дополнительное влияние тонкие масляные пленки. В [5] показано, что отношение дрейфовой скорости к скорости ветра определяется температурой сред, отношением толщины приводного слоя воздуха с линейным вертикальным профилем скорости к толщине такого же слоя в жидкости и отношением динамической вязкости воздуха к динамической вязкости жидкости. Получена зависимость толщины этих слоев от скорости ветра для установившегося течения. Однако влияние масляных пленок на дрейфовую скорость до сих пор исследовано не было. Целью настоящей работы является изучение дрейфового течения, возникающего на гладкой поверхности воды при наличии тонких масляных пленок в стационарных потоках воздуха в лаборатории. Толщина пленок не менее чем на порядок меньше толщины вязкого слоя воды.

Исследования проводились в прозрачном канале из органического стекла длиной 2.5 м, шириной 12.5 см, высотой 40 см, имеющего на выходе расширение до 42 см для гашения возмущений. Высота воздушного слоя над водой на входе в канал равна 10 см. Воздух поступает на вход в канал через сотовую решетку, служащую для создания параллельного потока воздуха. Решетка состоит из цилиндров диаметром 0.8 см, длиной 1 см. Толщина стенок цилиндра равна 2 мм. Для измерения скорости потока воды использовались шарики полистирола плотностью $1.05 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ и пенопласта. Перемещение трассеров снималось на видеокамеру со скоростью 25 кадров в секунду. Малые значения дрейфовой скорости измерялись по перемещению частиц от кадра к кадру. Для исследования скорости воздушного потока использовалось полупроводниковое сопротивление (1 кОм) в виде шарика с диаметром 0.2 мм. Одно сопротивление перегревалось относительно среды и использовалось для измерения скорости. На расстоянии 0.5 см (вдоль поперечной оси) от первого помещалось второе "холодное" сопротивление для измерения температуры окружающего воздуха, так как соотношение между сигналом и скоростью воздуха зависело от температуры среды. Сбор данных проводил-

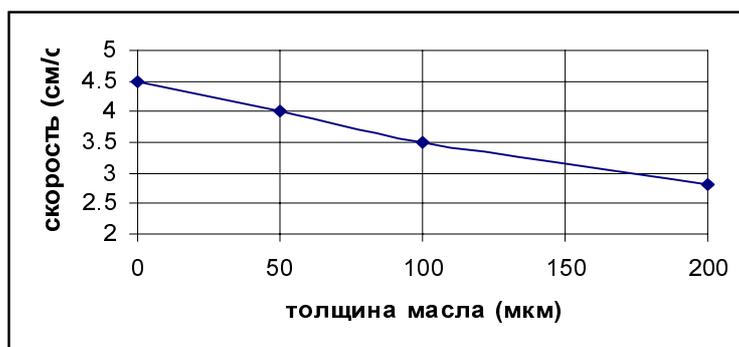
ся на ПК с помощью АЦП платы с входным сопротивлением 100 ом. Доверительный интервал определения скорости воздуха для вероятности 0.67 составлял $0.1 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$. В эксперименте измерялась скорость ветра на 10 вертикалях, расположенных по центру канала на расстоянии 10 см друг от друга. Измерения скорости проводились с шагом 0.1 см по вертикали выше приповерхностного слоя с линейным распределением скорости. Внутри этого слоя измерения проводились с шагом 0.1 мм. Измерения проводились в интервале значений скорости ветра на входе в канал $1.8 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Измерения проводились при наличии масляной пленки (подсолнечное масло) толщиной 50, 100 и 200 мкм.

В результате проведенного исследования получены следующие результаты.

Обнаружено, что, если в отсутствии пленки в поверхностном слое воды существует конвекция, то она исчезает при наличии масляной пленки.

Дрейфовая скорость на гладкой поверхности воды снижается при наличии масляной пленки.

Уменьшение дрейфовой скорости при наличии масляной пленки пропорционально толщине пленки.



Изменение дрейфовой скорости при наличии масляной пленки определяется изменением вязкости жидкости и изменением толщины вязкого слоя с линейным распределением скорости по вертикальной координате.

1. Волков П.Ю., Мартынов С.Л., Мельникова О.Н. и др. Оценка деформации поверхностей воды и песка в ветровом канале. // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т.37. № 6. С. 834-841.
2. Caulliez G., Ricci N., Dupont R. On the coupling between the initial wind wave growth and the drift current structure. // in The air-sea interface. Eds. by Donelan M. A., Hui W.H., Plant W.J., The University of Toronto Press. Toronto. 1996. P. 27-34.
3. Huang N.E. Laboratory investigation of ocean surface roughness generation. // A.Brandt, S.E. Ramberg, M.F. Shlesinger (eds). Nonlinear Dynamics of ocean waves. World Scientific Press. 2001 Singapore. P. 128-149.
4. Zhang X., Harrison S. A laboratory observation of the surface temperature and velocity distributions on a wavy and windy air-water interface. // Phys. Fluids. 2004. V. 16. N1. P. L5-L8.
5. Иванова И.Н., Мельникова О.Н., Ильгисонис И.В., Показеев К.В. Дрейфовое течение на гладкой поверхности воды в потоке воздуха. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. №5. С. 851-856.

УДК 551.465:556.536

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ИХ РАЗВИТИЯ

Корнев М.М., Нивина Т.А., Боганов Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

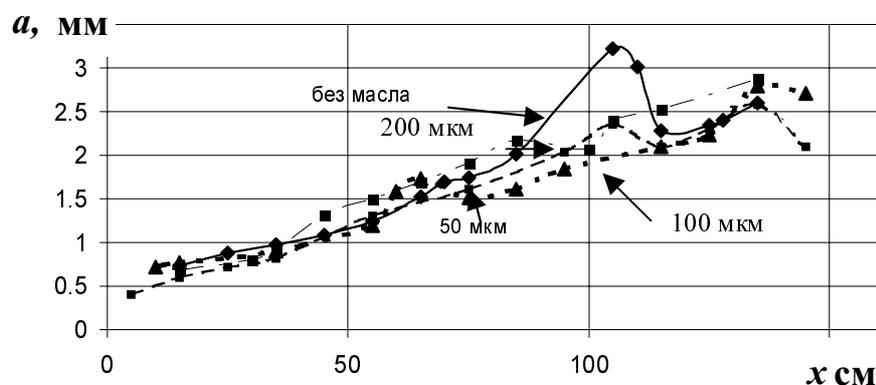
Наиболее распространенным видом движения воды в морях и океанах являются волны, которые оказывают существенное влияние на оптические, акустические, тепловые и другие физические явления. Поэтому исследования морского волнения представляют большой интерес для физики моря в целом. Наблюдения процесса зарождения и развития ветровых волн показывают, что в области генерации возникают короткие волны с параллельными гребнями. Если ветровой поток направлен строго горизонтально по поверхности воды, то волны генерируются цилиндрическими вихрями, сворачивающимися и отрывающимися у поверхности на равных расстояниях друг от друга. Длина получившихся волн равна расстоянию между точками отрыва вихрей, по периоду отрыва вихрей можно рассчитать период и фазовую скорость волны. Волны двигаются вдоль ветрового потока, их амплитуда, волна и фазовая скорость увеличиваются за счет неравномерного распределения давления вдоль волны.

В лаборатории кафедры физики моря и вод суши был проведен ряд экспериментов по усилению ветровых волн в условиях чистой поверхности воды и с пленкой из растительного масла. Известно, что пленка на поверхности воды замедляет рост волн и препятствует генерации небольших капиллярных волн. Ход эксперимента был зафиксирован на видеокамеру, что позволило по кадрам видеозаписи определить все параметры волны, рассчитать давление на склоны и наблюдать влияние нелинейных эффектов на усиление волны. В начале развития волны наблюдается резкий рост фазовой скорости, длины и амплитуды волны. В определенный момент времени рост всех характеристик замедляется, что связано с нелинейными эффектами.

Впервые была экспериментально исследована тонкая структура поля скорости в пограничных слоях потоков воды и воздуха в области усиления зародившихся ветровых волн. На наветренном склоне волны обнаружен максимум дрейфовой скорости воды и совпадение скорости воздуха и дрейфовой скорости на приводной линии тока. На заветренном склоне волны обнаружен минимум дрейфовой скорости и отличное от дрейфовой скорости воды среднее по времени значение скорости ветра на приводной линии тока. Особенности поля скорости в воде и воздухе в зоне торможения ветрового потока обусловлены периодической остановкой приводного слоя. Происходит образование цилиндрических вихрей и их отрыв.

В качестве основного результата следует выделить данные по распределению давления вдоль волны (если полученное распределение разложить как функцию в ряд, то полученная функция оказывается сдвинутой относительно фазы волны на $\pi/2$), что приводит к усилению волн. Основной вклад в понижение давления на переднем склоне волны вносят возмущения, связанные с разностью дрейфовой скорости воды и средней скорости воздуха на линии тока, прилегающей к поверхности воды. Появляющаяся вторая гармоника замедляет рост параметров волны. Исследовано влияние масляной пленки на рост волн. Рост амплитуды наблюдается по всей длине потока. Видно, что масляная пленка различной толщины не влияет на рост волн в линейном диапазоне. При отсутствии пленки виден ярко выраженный нелинейный рост волн в диапазоне от

$x = 60$ до 110 см. С масляной пленкой нелинейный рост не наблюдается, и при увеличении ее толщины наблюдается падение амплитуды с длиной потока.



1. *Weber E., Weber W.* Wellenlehre auf Experimente gegründet, Oder uber die Weller tropfbarer Flussigkeiten mit Anwendung auf die Schall und Lichtwellen, Leipzig, 1825.
2. *Kelvin W.* On stationary waves in flowing water. Philmag, ser.4, 42, 1871, 362.
3. *Jeffreys H.* On the formation the waves on water by wind. // "Proc Roy. Soc.". 1925. A107. 189.
4. *Капица П.Л.* К вопросу об образовании ветром морских волн. // "ДАН СССР. Новая серия". 1949. Т. 69. № 4. С. 12-18.
5. *Филлипс О. М.* Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1980.
6. *Кононкова Г.Е., Показеев К.В.* Динамика морских волн. М.: изд. МГУ, 1985, 298 с.

УДК 550.388.2; 520.24; 537.86

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЕЙВЛЕТ-СПЕКТРОВ ИОНОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ СИСТЕМЫ GPS

Зиенко А.С., Захаров В.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В ряде областей геофизики требуется обработка и анализ локальной структуры сложного исследуемого процесса, например, полей различных параметров природных сред, нестационарных во времени и неоднородных в пространстве. В ряде случаев результат может содержать не только распределение энергии в спектре сигнала, но и сведения о времени появления определенных частотных составляющих. В настоящее время для этих целей часто стали применять математический аппарат вейвлет-анализа [1,2].

Статистическая методика анализа

Обычно периодические составляющие сигналов оценивают по расположению максимумов и минимумов в сечениях по масштабному коэффициенту (аналогу частоты) вейвлет-преобразования сигнала. Поэтому мы предлагаем статистический подход в обработке вейвлет-спектров, причем под "минимальной" периодикой (и, следовательно-

но, временным разрешением) понимается размер ячейки гистограммы, используемой для обработки. Для ионосферных сигналов этот параметр естественно выбирать из физических соображений и он составляет не менее 3...5 мин.

Предложенная методика опробована на тестовых сигналах с разными уровнями шума и реальных сигналах системы GPS. Методика увереннее выделяет высокочастотные компоненты и дает сходные результаты при использовании wave- и mhat- вейвлетов. Сохраняются изложенные зависимости вероятности появления структуры от шума.

Анализ данных навигационной системы GPS

Принято считать [3,4], что характерные частоты возбуждаемых в атмосфере и ионосфере акустико-гравитационных волн (АГВ) лежат в диапазоне ~0.2...2 мГц - частоты Брента-Вяйсяля для типичных условий атмосферы/ионосферы. Использование сигналов навигационной системы GPS дает возможность выделять возмущения в ионосфере на фоне регулярных изменений на основе точных фазовых измерений [5-7], регистрируемых наблюдательной сетью IGS. (International Geophysic Service). Данные имеют временное разрешение 30 сек, что позволяет исследовать различные периодики сигнала, которые принято связывать с определенными процессами в ионосфере [3,4]. Метод выделения ионосферных структур [5-8] основан на определении вариаций полного электронного содержания (ПЭС) при использовании комбинации регистрируемых фаз L1 и L2. Исследования показывают, что в системе GPS ошибка в определении изменения TEC не превышает 1%...3%, что может служить оценкой величины аддитивного шума.

Анализ предложенной методики показывает ее адекватность спектральному подходу и совпадение (в пределах точностей обоих методов) частотного положения максимумов, выделенных указанными методами. При этом очевидны трудности спектрального выделения для низких частот.

Дополнительный анализ показывает, что вейвлет-преобразование возможно применять и к сигналам, содержащим кратковременные (до 2 мин) сбои в данных. В этом случае спектральный анализ не дает результатов, а вейвлет-спектр содержит информацию о характерных периодиках, действующих в сигнале. Выбор пороговых значений в этом случае помогает игнорировать данные, связанные непосредственно со сбоем.

Изложенные методики реализованы в разработанном авторами комплексе [8] CRASS (Complex Region Analysis Satellite Signals) GPS – комплексного регионального анализа спутниковых сигналов GPS.

1. К. Чуи. Введение в вейвлеты. Москва: Мир, 2001.
2. Дремин И.М., Иванов О.В., Нечитайло В.А. УФН, 2001. т.171. N 5. 465.
3. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М., Мир, 1978.
4. Hocke K., Schlegel K. Ann. Geophys. 1996. V. 14. N 5. 917.
5. Hoffmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. Global Positioning System : Theory and Practice. N.-Y.: Springer-Verlag Wien, 1992.
6. Davies K., Hartmann G.K. Radio Sci. 1997. V. 32. 1695.
7. Afraimovich E.L., Palamartchouk K.S., Perevalova N.P. Jour. Atm. Terr. Phys. 1998. V. 60. N 12. 1205.
1. Захаров В.И., Куницын В.Е., Зиенко А.С. XXI Всеросс. Научн. Конф. “Распространение радиоволн”, Йошкар-Ола, 2005. Т.1. 243.

УДК 532.529.2:551.481.1

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ВЕСЕННЕГО ТЕРМОБАРА

Лыков А.В., Соловьев Д.А., Блохина Н.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Термический бар - гидрофронт, ориентированный вдоль береговой линии водных акваторий, который возникает в период весеннего прогрева и осеннего охлаждения [1]. К изучению этого гидродинамического явления проявляется значительный интерес. Исследования в основном, носят теоретический характер, и лишь небольшое число работ посвящено эксперименту [2]. В настоящей работе ставится задача создать лабораторную модель термического бара для экспериментального исследования механизмов его возникновения и динамики развития.

Лабораторная установка для решения поставленных задач представляет собой прямоугольный бассейн из стекла длиной 1,5 м и шириной 0,4 м. Дно бассейна в продольном направлении имело наклон, угол которого который можно было изменять в пределах (00÷150). Заливаемая в бассейн вода, при фиксированном наклоне дна, образовывала клин. Для предотвращения теплоотдачи дно и стенки бассейна изолировались пенопластом. Поток тепла Q на водную поверхность создавался электрическими лампами ДРЛ-250 в диапазоне ($5 \cdot 10^{-3} \div 10 \cdot 10^{-3}$) Калл·см/с. Для измерения температуры использовалась гребенка термодатчиков, соединенных с персональным компьютером, в котором накапливается массив значений температуры в различных точках водной среды.

Температура измерялась на продольном разрезе, проходящем посередине бассейна. Расстояние между соседними точками, в которых выполнялось температурное зондирование, варьировалось. В однородных по температуре областях термодатчики, располагались друг от друга на расстоянии (10 ÷ 20) см. В зоне термического бара температурные измерения проводились с пространственным интервалом (1,5 ÷ 2,5) см. Наряду с измерениями температуры выполнялись визуальные наблюдения за перемещением водных масс. В качестве трассеров использовались кристаллы марганцево-кислого калия, которые, оседая, оставляли в толще воды тонкие следы, искривлявшиеся под влиянием течений.

Схема экспериментов была следующей. Перед началом опытов бассейн наполнялся водопроводной водой. Для устранения температурных неоднородностей вода в бассейне, после его заполнения мелкими кусочками льда, перемешивалась. По мере таяния льда температура воды понижалась до значений $T_0 < 40\text{C}$. После этого включался ламповый нагрев водной поверхности и вход сигналов с термодатчиков на компьютер.

Замеры температуры показали, что уже через 20 -30 мин после начала прогрева воды в бассейне, возникала резкая граница раздела между зонами прогретой и холодной воды, которая отчетливо прослеживалась по ориентации четырехградусной изотермы. С течением времени прогретая область, ограниченная изотермой 4°C , захватывала все большую часть клина. Температура воды в теплой области клина с глубиной убывала экспоненциально, а вертикальные температурные градиенты уменьшались по мере продвижения к зоне термического бара.

Наблюдения за перемещениями трассерами на водной поверхности показали, что в теплой и холодной областях отдельно развивались замкнутые циркуляционные ячейки с горизонтальными осями, ориентированными вдоль линии бара. Скорости движения водных масс в ячейках, оцененные с помощью трассеров, не превышали $(0,05 \div 0,1)$ см/с.

В результате выполненных опытов выявлены две фазы в процессе направленного в сторону наклона смещения линии бара в клине пресной воды: первая — «быстрая» и вторая — «медленная». Если учесть, что поток тепла через свободную поверхность воды в лабораторной установке не менялся в пределах одного опыта, этот результат свидетельствует о снижении роли горизонтальной адвекции тепла по мере смещения линии термического бара. Смена «быстрой» фазы на «медленную» характеризуется искривлением в вертикальной плоскости фронтального раздела между циркуляционными ячейками, наполнением языка теплой воды на нижний холодный слой и усилением S-образности эпюр скорости течения в области около бара. Подобный характер изменения средней скорости смещения термического бара подтверждается спутниковыми ИК наблюдениями для Ладожского озера. Средняя скорость смещения термического бара по данным теоретического расчета, основанного на математической модели [3], и эксперимента составила 2,15 см/с, и 1,8 см/с соответственно.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-05-64911-а)
blokhina@phys.msu.su

1. Тихомиров А. И. Термина крупных озер. Л.: Наука. 1982. 232 с.
2. Marmoush, Y. R., Smith, A. A. & Hamblin, P. F. (1984), Pilot experiments on the thermal bar in lock-exchange flow, ASCE J. Energy Eng. 110(3), 215-227.
3. Blokhina N.S., Ordanovich A.E., Pokazeev K.V., Soloviev D.A. Spring thermal barevolution in a large lakes // Fluxes and structures in fluid. Abstracts International Conference, Sanct Peterburg. 2003. P. 25-26.

УДК

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОРМЫ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

Степанова Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последние годы большое внимание уделяется задачам формирования вихрей, исследования их тонкой структуры, внутренней динамики и распада. В силу геометрии вихревого течения многие экспериментальные исследования проводятся в цилиндрических контейнерах. В данной экспериментальной работе методом прямой теневой визуализации исследована форма свободной поверхности жидкости, приводимой в движение равномерно вращающимся диском, расположенным вблизи дна цилиндрического контейнера. Целью данной работы является изучение трансформации формы свободной поверхности при изменении определяющих параметров среды (глубины жидкости в контейнере) и активатора (его размера, формы, частоты вращения).

В теоретической модели [1] рассматривается течение в однородной вязкой жидкости, занимающей цилиндрическую область радиуса R , на дне которой вращается диск. Движение жидкости характеризуется набором характерных частотных масштабов. Критическая частота $\omega_H = \sqrt{g/2H}$ является характеристикой инерциальных

свойств жидких частиц в вертикальном направлении, и ее можно назвать вертикальной инерциальной критической частотой, в то время как частоте $\omega_I = \sqrt{g/r}$ можно присвоить название радиальной критической частотой. Отношение этих частот связано с понятиями мелкого и глубокого бассейна. Поскольку $\omega_H/\omega_I = \sqrt{r/2H}$, то при $r \gg 2H$ бассейн определяется как мелкий, а при $r \ll 2H$ имеет место случай глубокого бассейна. Критическую частоту $\omega_E = \sqrt{2gH}/r$ можно рассматривать как энергетическую критическую частоту. Данные критические частоты не являются независимыми, поскольку выполняется соотношение $\omega_I^2 = \omega_E \omega_H$.

В большинстве проведенных экспериментов глубина жидкости удовлетворяла условию “глубокого бассейна”, когда характеристические частоты удовлетворяют неравенству $\omega_H < \omega_I < \omega_E$, причем для условий экспериментов, приведенных на рис. 1 а-в, критические частоты $\omega_H = 343$ об/мин, $\omega_I = 840$ об/мин, $\omega_E = 2058$ об/мин. В итоге на основе классификации дополнительных особенностей формы вихревого движения выделены 3 основных типа формы возмущений поверхности жидкости (рис. 1).

Первый тип формы каверны образуется над медленно вращающимся диском: поверхность жидкости сохраняет гладкую форму без особенностей (рис. 1а). Поверхность вращающейся жидкости сохраняет гладкую форму при частотах вращения индуктора не превосходящих ω_H .

С увеличением частоты вращения индуктора растет скорость индуцированного вихревого движения, форма поверхности жидкости начинает усложняться. На поверхности воронки появляются крупномасштабные спиральные возмущения, которые далее будут именоваться инерциальными волнами. Такие возмущения локализуются в нижней части воронки, ее свободная поверхность и верхняя кромка сохраняют гладкую форму (рис. 1 б). Поверхность имеет такой вид при значениях частот в диапазоне $\omega_H < \omega < \omega_I$.

На следующем этапе усложнения геометрии воронки, ее поверхность, помимо инерциальных волн, искажается появлением более мелкомасштабных спиральных возмущений, которое далее именуется спиральными волнами (рис. 1 в). Центральная часть поверхности жидкости испытывает сложную деформацию системой инерциальных и спиральных волн при частотах вращения индуктора $\omega_I < \omega < \omega_E$. На этом этапе эволюции формы свободной поверхности становится возможным провести анализ периода инерциальных волн. Исследования формы свободной поверхности при частотах вращения диска превышающих ω_E не проводятся.

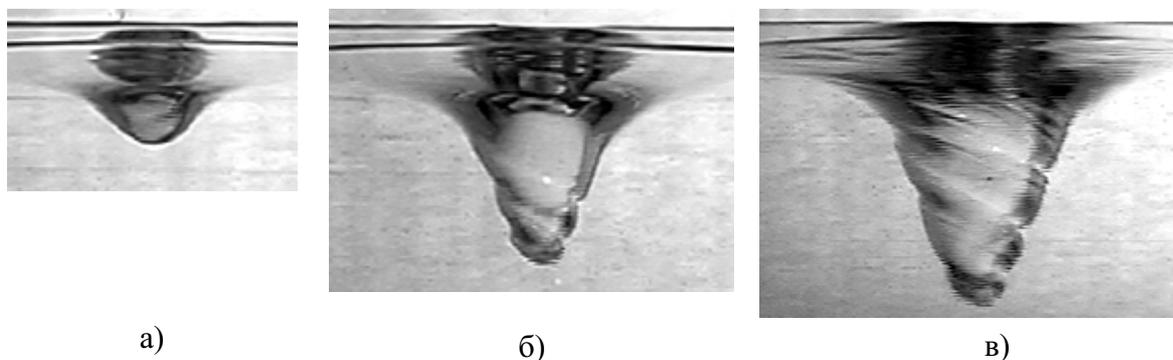


Рис. 1. Форма свободной поверхности установившегося вихревого течения в цилиндрической обечайке внутренним диаметром 29,6 см, глубина жидкости $H = 15$ см, радиус индуктора $r = 5,0$ см; частота вращения диска: а-в) – 440, 720, 1120 об/мин

Качественное сравнение форм возмущения поверхности жидкости, полученных в ходе экспериментов, с рассчитанными по модели вихря Рэнкина и модифицированного вихря Рэнкина [2], показало, что характер различий между теоретическими и экспериментальными данными существенно изменяется при различных условиях эксперимента.

Для выделения участка профиля поверхности жидкости, который соответствует зоне “твердотельного” вращения применяется численное дифференцирование экспериментальной кривой $y = f(x)$. Критерием оценки размеров “твердотельной” зоны вращения жидкости служит изменение знака второй производной. Размер зоны “твердотельного” вращения жидкости для диска одного и того же размера не изменяется в зависимости от частоты вращения индуктора, а для дисков различного размера зависит от размера диска, и имеет радиус приблизительно в два раза меньший, чем у вращающегося диска. При планиметрировании центрального участка поверхности жидкости можно оценить периодичность регистрируемых инерциальных волн.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 05-05-64090).

1. Кистович А.В. Теория вихревого движения, индуцируемого диском, в цилиндрической оболочке. Отчет по НИР “Разработка требований к изготовлению испытательного стенда для моделирования вихревых течений”. М.: ИПМех РАН. 2004. С. 37-75. (Рукопись).
2. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Вихревые и спиральные структуры в однородной идеальной жидкости. Препринт № 627 ИПМ РАН. 1998. 46 с.

УДК 543.183

ГЕТЕРОГЕННОЕ ЗАМЕРЗАНИЕ КАК МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ОБЛАКОВ В ЗАГРЯЗНЕННОЙ АТМОСФЕРЕ

Киреева Е.Д.¹ Поповичева О.Б.², Персианцева Н.М.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

² Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова

В настоящее время одним из существенных факторов воздействия на атмосферу является повышенная концентрацией частиц сажи. Сажевые аэрозоли имеют различное происхождение — антропогенное, вследствие эмиссии авиационных двигателей или энергетических установок, и природное в результате горения биомасс на земле. Предполагается, что сажевые аэрозоли являются эффективными ядрами конденсации для образования облачности в верхней тропосфере, поскольку они могут инициировать гетерогенную нуклеацию льда при более низких пересыщениях, чем это необходимо для гомогенного замерзания сульфатных аэрозолей. Предполагаемый механизм может объяснить наблюдения увеличенного облачного покрытия перистыми облаками в Северном полушарии по сравнению с Южным [1]. Однако степень активности (способность образовывать льдовые ядра замерзания) для частиц сажи различного происхождения сильно зависит от физико-химических свойств поверхности, в том числе и от степени гидрофильности и однородности.

В данной работе представлено экспериментальное исследование гетерогенного замерзания ансамбля микрокапель воды, содержащих примеси образцов саж, полученных горением газообразного и жидкого топлива в диффузионном пламени лабораторной горелки и в турбулентном пламени камеры сгорания реактивного двигателя самолета. Помимо различия в происхождении образцы сажи отличаются по размеру частиц, величине поверхности, строению и составу.

Для выявления влияния различных физико-химические свойства примесных частиц сажи на инициирование гетерогенного замерзания микрокапель воды проводилось экспериментальное исследование гомогенного замерзания чистой воды и гетерогенного замерзания суспензий различных саж. Получена зависимость средней температуры и скорости замерзания ансамбля капель разного объема от степени гидрофильности примесной сажи. В ходе работы показано, что исследуемые образцы саж с разной степенью гидрофильности, демонстрируют значительное разнообразие физико-химических свойств, гигроскопичности и способности образовывать ядра нуклеации льда.

На основе сравнительного анализа результатов гомогенного и гетерогенного замерзания делается вывод о влиянии примеси сажи с определенными свойствами поверхности на инициирование замерзания в верхней тропосфере.

1. Naag W., Karcher B., Strom J., Minikin A., Lohmann U., Ovarlez J., Stohl. Freezing thresholds and cirrus cloud formation mechanisms inferred from in situ measurements of relative humidity //Atmos.Chem, Phys. 2003.V.3.P.1791-1806.

УДК 551.466

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫНУЖДЕННЫХ СОЛИТОНОВ В КОЛЬЦЕВОМ АЭРОГИДРОКАНАЛЕ

Мочулин П.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Современное возрождение уравнения КдВ и его решений в виде кноидальных и уединённых волн, открытых Расселом [1], началось с работы Ферми, Пасты и Улама [2], в которой была исследована задача о порождении теплого хаоса в цепочке нелинейно связанных осцилляторов. Дальнейшее развитие эти исследования получили в численных экспериментах Н.Забуски и М.Крускала [3], которые перешли от дискретной задачи в виде цепочки точечных осцилляторов к непрерывной модели. Расчёты показали, что начальный синусоидальный профиль волны со временем трансформируется в распространяющуюся цепочку импульсов. Забуски и Крускал дали таким волнам особое название – «солитон» (от solitary wave – уединенная волна). В дальнейшем исследования солитонов проводились многими авторами, например Березиным и Карпманом [4], Хаммаком и Сигуром [5].

В последних работах солитоны создавались при помощи волнопродукторов. Представляется важным экспериментально выявить возможность генерации солитонов ветром. С этой целью нами были проведены специальные исследования в кольцевом аэрогидроканале с внешним диаметром 2м, шириной 0.2м и высотой 0.4м. После включения ветра (10 м/с) на поверхности жидкости появлялась ветровая рябь, затем

длинные гравитационные волны, затем формировались несколько уединенных волн, между которыми происходило нелинейное взаимодействие, результатом чего являлось образование одного единственного солитона.

Особый интерес представляет влияние поверхностно-активных веществ (ПАВ) на механизм генерации ветрового солитона. Океанографические наблюдения показывают, что в настоящее время почти 20% площади Мирового океана покрыто органическими пленками, что, естественно, влияет на процесс генерации волн, а, следовательно, и на процесс развития ветровых уединенных волн. Согласно Левичу [6], гашение капиллярных волн ПАВ происходит за счет уменьшения поверхностного натяжения жидкости. Хотя наличие пленки ПАВ на водной поверхности оказывает непосредственное гасящее действие лишь на гравитационно-капиллярные волны, тем не менее, в результате нелинейных взаимодействий между компонентами волнового поля, происходит обмен энергией между короткими и длинными волнами, что приводит к уменьшению потока энергии к длинным гравитационным волнам.

Согласно полученным нами экспериментальным данным, наличие малого количества ПАВ на верхней границе жидкости существенных отличий в процесс образования солитона не вносило, но при поверхностной плотности ПАВ свыше 900 г на м² водной поверхности механизм зарождения ветрового солитона изменялся за счёт отсутствия фазы капиллярных и гравитационно-капиллярных волн. При значительном количестве ПАВ на начальном этапе развития волн на практически гладкой поверхности жидкости происходила генерация длинной (более метра) волны, с амплитудой всего несколько миллиметров (так называемый «длинноволновый» механизм зарождения солитона). В пределах разрешения видеозаписи со временем наблюдалось увеличение этой волны до формирования одиночной волны с амплитудой около 1 см, и затем ее амплитуда резко увеличивалась до стандартного значения 6 см, соответствующего параметрам солитона при данных глубине жидкости и скорости ветра. Изменение механизма зарождения солитона, связанное с наличием пленки ПАВ, замедляло общее время необходимое для его образования более чем в два раза, по сравнению с чистой поверхностью жидкости.

Другой важной проблемой является изучения процессов зарождения ветровых солитонов на воде в присутствии флотации. Согласно работам Хейсина [7], наличие флотирующих масс в виде битого льда приводит к смещению спектра волн в сторону малых волновых чисел и низких частот, но для длинноволновых и длиннопериодных составляющих спектра волн заметной потери энергии в паковых льдах не происходит.

Нами экспериментально было установлено, что флотация с поверхностной плотностью свыше 2600 г на м² водной поверхности также, как и значительное количество ПАВ, приводит к тому, что зарождение солитона происходит по длинноволновому механизму. Кроме того, при дальнейшем увеличении количества флотации, отмечалось запаздывание зарождения солитона, которое увеличивалось по мере возрастания количества флотирующего вещества. При поверхностной плотности флотации свыше 4600 г/м² образования солитона вообще не происходило.

Таким образом, наличие флотации, так же, как и поверхностно-активных веществ, оказывает существенное влияние на процессы развития ветровых волн и формирование уединенных волн на ранних стадиях их зарождения. Этот результат важен для понимания и прогнозирования возможности формирования солитонов на шельфе при наличии на поверхности океана нефтяных плёнок и битого льда.

1. Russell J.S. Report on waves. In : Rep. 14th Meeting of the British Association for the Advancement of Science. John Murray. London. 311 (1844).
2. Fermi A., Pasta J., Ulam S. Studies of Nonlinear Problems. I. Los Alamos Report, LA.1955.

3. Zabusky N.J., Kruskal M.D. Interaction of solitons in a collisionless plasma and the recurrence of initial states. Phys. Rev. Lett. 15, 240 (1965).
4. Березин Ю.А., Карпман В.И. ЖЭТФ. - 51, 1557 (1966)
5. Hammack J. L., Segur X. The Korteweg de Vries equation and water waves. Part 2. Comparison with experiments. J. Fluid Mech., 65, 289 (1974).
6. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика, Госиздат физ-мат литературы, Москва, 1959.
7. Хейсин Д.Е. Динамика ледяного покрова, Гидромет. изд-во, Л., 1967.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЧИВОСТИ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Гальченко А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В докладе описывается работа по изучению влияния высокочастотного модулированного ультразвука на параметры поверхностного волнения в диапазоне гравитационно-капиллярных поверхностных волн от 10 до 20 Гц. В эксперименте используется прямоугольный источник ультразвуковых колебаний с несущей частотой 1МГц.

Цель работы – экспериментальное исследование изменчивости амплитудно-частотных и спектральных характеристик поверхностного волнения в диапазоне гравитационно-капиллярных волн в зависимости от параметров подводного источника ультразвука. Эти параметры – интенсивность и частота модуляции.

На первом этапе работы исследуется:

- зависимость амплитуды гравитационно-капиллярных поверхностных волн от частоты модуляции ультразвука для ряда значений частот волнопродуктора и мощности ультразвуковой антенны.

- зависимость амплитуды поверхностных волн от частоты волнопродуктора для ряда значений частоты модуляции ультразвука.

- изменчивость частотных спектров капиллярных гравитационно-поверхностных волн в присутствии подводного источника ультразвука.

В исследуемом диапазоне частот спектральный состав поверхностного волнения характеризуется высокой чувствительностью к изменению мощности и частоты модуляции звукового поля.

Эксперименты производятся на новой установке на базе лабораторного комплекса моделирования процессов на поверхности жидкости в Институте Проблем Механики РАН.

1. Лазарев А., Показеев К.В., Шелковников Н.К. Физико-химическая неоднородность поверхности океана и поверхностные волны. М.: Московский Университет, 1988.
2. Голямина Е.М. Ультразвук и его применение. 1982
3. Байдулов И.Г. и др. Лабораторный комплекс для моделирования внутренней структуры и динамики природных систем. М., ИПМ РАН, 1997

МЕЗОМАСШТАБНАЯ РЕАКЦИЯ АТМОСФЕРЫ НА ИСТОЧНИК ТЕПЛА НА ПОВЕРХНОСТИ

Солдаткина М.И.

Черноморский филиал МГУ им. М.В. Ломоносова

На современном этапе численное моделирование климата является актуальной фундаментальной и прикладной задачей. В глобальных масштабах моделирование климата требует больших машинных затрат, в связи с чем существующие модели системы океан-атмосфера имеют довольно низкое пространственное разрешение (около 200 км). При таком разрешении практически невозможно воспроизвести в модели так называемые мезомасштабные атмосферные явления с горизонтальным масштабом в несколько десятков километров. Эти процессы формируются под воздействием ряда факторов, среди которых наиболее важно влияние рельефа и температурного контраста между морем и сушей.

Целью данной работы является изучение реакции атмосферы на источник тепла, в качестве которого выступает Черное море в зимний период. Как правило, эта реакция ограничена по вертикали, сосредоточена в пограничном слое. Поэтому задача решается в двух наиболее простых постановках: 1) полутораслойная модель мелкой воды с покоящимся верхним слоем и 2) модель слоя с однородной стратификацией, ограниченно-го сверху твердой крышкой. Первый подход позволяет детально изучить горизонтальную структуру и процесс приспособления. Во втором подходе с реалистичным вертикальным представлением атмосферы детально исследуется вертикальная структура реакции.

Изучаемое явление происходит на фоне крупномасштабных синоптических процессов, пространственный масштаб которых больше размера Черного моря, характерный временной масштаб больше суток. Синоптический ветер можно считать однородным, поэтому основной эффект должен быть одномерным, развивающимся вдоль направления ветра. Развитие реакции атмосферы во времени состоит из двух стадий – переходного процесса приспособления и установившегося состояния. Чтобы определить, успевает ли реакция атмосферы приспособиться к меняющемуся синоптическому ветру, нужно знать характерное время установления.

В модели мелкой воды источник тепла эквивалентен стоку массы. Для изучения процесса приспособления атмосферы детально проанализировано нестационарное движение без ветра. В этом процессе инерционно-гравитационные волны разбегаются от берега, оставляя за собой установившееся течение, находящееся в геострофическом балансе. Это течение имеет вид вдольбереговой струи, скорость которой линейно растет со временем. Перепад уровня между берегом и морем уравнивается силой Кориолиса и тоже линейно растет со временем. Горизонтальный масштаб реакции определяется радиусом деформации Россби, время приспособления определяется размерами моря и скоростью волн.

Стационарная реакция при наличии среднего ветра в модели мелкой воды определяется одним безразмерным числом – числом Фруда, в зависимости от которого возможны два режима. Число Фруда $Fr < 1$ соответствует слабому ветру, сильной стратификации, толстому слою, большой скорости инерционно-гравитационных волн. При этом скорость ветра меньше скорости волны (докритический режим), волны успевают распространяться против ветра, и реакция атмосферы распространяется на берег. Поперечная к берегу циркуляция экспоненциально затухает с расстоянием от берега, а

вдольбереговое течение занимает всю поверхность моря. Горизонтальный масштаб становится меньше радиуса деформации.

Число Фруда $Fr > 1$ соответствует сильному ветру, слабой стратификации, тонкому слою, малой скорости волн. При этом скорость ветра больше скорости волны (закритический режим). На наветренном берегу реакция атмосферы отсутствует. Над морем вдольбереговая скорость периодически меняется с расстоянием до берега. Период определяется числом Фруда и радиусом деформации. В зависимости от размера моря возможны резонансные режимы, при которых реакция сосредоточена только над морем.

Во второй модели атмосфера имела вид слоя постоянной толщины с однородной стратификацией. Распределение тепла по вертикали задавалось явно в виде полуволны в слое атмосферы высотой H .

В нестационарном режиме без ветра установившаяся реакция имеет вид циклонически направленной вдольбереговой струи в нижней половине слоя и противоположно направленной струи в верхней половине. Вертикальная циркуляция имеет вид конвективной ячейки с подъемом над морем и опусканием над сушей. Реакция линейно растет со временем. Отрицательная аномалия давления и положительная температуры над морем линейно растут со временем.

В стационарном случае с ветром также возможны докритический и закритический режимы. Когда скорость ветра меньше скорости волны, при сильной стратификации атмосферы, вдоль моря образуется струя воздуха с циклонической завихренностью над морем и антициклонической над сушей, возникает ячейка с направленной вверх вертикальной скоростью над морем и противоположно направленной над сушей. Когда скорость ветра больше или стратификация слабая, источник тепла над морем не может создать никакой реакции перед берегом. Реакция над морем имеет вид системы параллельных струй, ширина которых определяется радиусом деформации и числом Фруда. Как и для мелкой воды здесь возможны резонансные режимы.

Полученные результаты справедливы в рамках сделанных предположений: линейности, однородной стратификации, однородности ветра, отсутствии трения и теплопроводности, идеализированного профиля источника тепла. Учет этих факторов и анализ их относительной важности требует дальнейших исследований.

УДК 551.468

НАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛЕНОК НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ЦЕЛЬЮ РАЗВИТИЯ МЕТОДОВ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ

Кориненко А.Е

Черноморский филиал МГУ им. М.В. Ломоносова

Данная работа посвящена контролю экологического состояния морской поверхности. Решение проблемы контроля загрязнений моря включает значительное число задач, как фундаментальных, связанных с вопросами растекания и движения поверхностных пленок (ПП), так и технических – при создании систем их обнаружения и определения пространственных характеристик. Однако, существуют проблемы: нет надежных алгоритмов, позволяющих идентифицировать загрязнение по спутниковым радиолока-

ционным (РЛ) изображениям., не достаточно полно изучен вклад ветра, поверхностного волнения и течения в суммарный дрейф поверхностных пленок.

В работе приведены результаты натурального эксперимента по изучению особенностей радиолокационного рассеяния морской поверхности, покрытой искусственной пленкой при различных поляризациях излучения, а также результаты исследования дрейфа поверхностных пленок, с синхронным измерением ветра, прибрежного течения и поверхностного волнения.

В ходе натуральных исследований особенностей РЛ рассеяния на длине волны 8 мм в области искусственной пленки растительного масла получены следующие результаты:

Изменения УЭПР морской поверхности на ВВ поляризации выше, чем на ГГ поляризации. Данный эффект может быть объяснен различием относительных вкладов небрегговской компоненты в суммарный сигнал.

Поляризационное отношение в слике снижается в 1.3 раза по отношению к чистой воде. Этот эффект связан с более сильным откликом РЛ на слик на ВВ поляризации, чем на ГГ поляризации.

Указанные особенности радиолокационного рассеяния могут являться дополнительными критериями при идентификации загрязнений морской поверхности по спутниковым изображениям.

Проведенные измерения дрейфа поверхностных пленок показывают, что движение тонкой ПП удовлетворительно описывается суммой векторов прибрежного течения и ветрового дрейфа со своими весовыми коэффициентами. Весовой коэффициент при скорости течения практически равен единице. Суммарная скорость ветрового и волнового дрейфа составляет 0.013 от модуля скорости ветра, что существенно меньше коэффициента 0.03, рекомендуемого для практических расчетов при прогнозах распространения загрязнений. Выполненные оценки изменения размеров слика от времени иллюстрируют рост скорости растекания при усилении ветра. Для используемых в работах пленок растительного масла скорость растекания в диапазоне $5.4 < U < 11.7$ м/с увеличивалась от ~ 0.02 м/с до ~ 0.12 м/с.

ПОСТРОЕНИЕ КАРТ АТМОСФЕРНОГО СТОЛБА ВОДЯНОГО ПАРА И ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ НА ОСНОВЕ СНИМКОВ ПРИБОРА MODIS

Курбаналиев Ж.А.

Московский Физико-технический институт

В данной работе использовались снимки прибора MODIS, установленного на спутнике Terra для мониторинга Земли в темное и светлое время суток. Данные MODIS в связи с невысоким пространственным разрешением широко используются в приложениях климатологии. Прибор MODIS – многоспектральный радиометр, имеющий 36 каналов в видимом и инфракрасном диапазонах. Пространственное разрешение для двух коротковолновых каналов – 250 м, для пяти более длинноволновых каналов – 500 м, для остальных каналов – 1 км. В задачах построения карт таких величин, как атмосферный столб (АС) водяного пара (масса пара в атмосфере над м² поверхности) и оптическая толщина (ОТ) аэрозоля (меняющихся слабо на больших расстояниях) этого разрешения вполне достаточно.

По спутниковым снимкам европейской части России и стран Прибалтики построены карты АС водяного пара и ОТ аэрозоля для этой местности, также представлена карта изменения АС водяного пара в течение 23 часов (14 оборотов спутника Terra). Снимки были приняты 29 и 30 мая 2004 года на станцию приёма в г. Долгопрудном, в НПО Планета.

Количество водяного пара вычисляется по его поглощению в полосах ИК диапазона. На полосы поглощения пара приходятся три канала MODIS: 905, 936 и 940 нм. Значения яркости в этих каналах сравниваются с яркостью в каналах 865 и 1240 нм (окна прозрачности для водяного пара), затем по уже известным таблицам вычисляется количество пара. Точность этих данных (корреляция с измерениями с Земли) составляет 90%.

ОТ атмосферного аэрозоля вычисляется по рассеянию излучения в каналах 645 и 459 нм. Одна из частей уравнения по вычислению ОТ – альbedo поверхности. В нашем случае (над сушей) в целях получения наименьшей погрешности альbedo в данных каналах вычисляется по корреляции с альbedo в каналах 2130, 3749 и 3949 нм, которые слабо подвержены рассеянию на частицах аэрозоля. Однако эта корреляция найдена лишь для поверхностей с альbedo не более 0,15. Поэтому оптическая толщина аэрозоля с точностью не менее 70% по данному методу вычисляется только над тёмными точками поверхности суши. Над морем аэрозоль вычисляется по известным моделям альbedo морской поверхности.

(<http://www.mipt.ru>)

Научный руководитель: к.ф.-м.н. заведующий сектором ИКИ РАН, доцент МФТИ Петросян Аракел Саркисович.

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СОЛНЦЕ И ТОПОЛОГИЯ ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

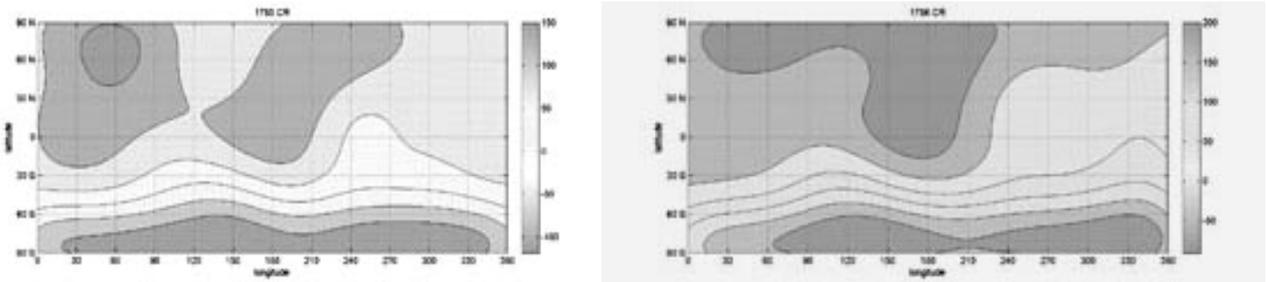
Бажанов А.А., Будник А.И.

Санкт-Петербургский государственный университет

В работе использованы данные измерений магнитного поля на Солнце с высоким разрешением, полученные в обсерватории Kitt Peak, Аризона, США за 11-летний цикл солнечной активности. Низкочастотная фильтрация синоптических карт показала, что среднее магнитное поле Солнца имеет простую квазидипольную структуру в минимуме солнечной активности, в то время как в максимуме цикла топология магнитного поля имеет более сложную организацию, отражающую процесс переполюсовки общего магнитного поля. Предложенная нами процедура обработки синоптических карт позволила также проследить эволюцию нейтральной линии раздела полярностей крупномасштабного магнитного поля, являющегося основанием гелиосферного токового слоя в солнечном ветре.

На основании проделанных расчетов нейтральной линии по синоптическим картам, построена кинематическая модель эволюции гелиосферного токового слоя вплоть до орбиты Сатурна с учетом переменных во времени граничных условий.

В докладе так же представлена реконструкция гелиосферного токового слоя в периоды минимума и максимума солнечного цикла.



Примеры отфильтрованных синоптических карт за 1785 и 1786 кэррингтоновские обороты Солнца
 Авторы выражают признательность научному руководителю Понявину Д.И.

E-mail: bazanton@mail.ru

МАГНИТОЗВУКОВОЙ РЕЗОНАНС В ДИПОЛЬНО-ПОДОБНОЙ МАГНИТОСФЕРЕ

Козлов Д.А.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

Медленные магнитозвуковые (ММЗ) волны легко канализируются вдоль силовых линий магнитного поля. Это делает их похожими на альфвеновские волны. В частности, ММЗ-колебания с малыми азимутальными волновыми числами ($m \sim 1$) могут генерироваться в процессе, аналогичном *field line resonance* (FLR). Явление FLR представляет собой резонансную раскачку альфвеновской волны, распространяющейся вдоль силовых линий магнитного поля, полем монохроматической быстрой магнитозвуковой (БМЗ) волны. Взаимодействие этих волн происходит в узком диапазоне магнитных оболочек, на которых локальная частота собственных альфвеновских колебаний близка к частоте БМЗ-волны.

В настоящей работе построена теория магнитозвукового резонанса (резонансного взаимодействия БМЗ- и ММЗ-волн) в двумерно-неоднородной модели магнитосферы с дипольно-подобным магнитным полем. Распределение параметров плазмы в этой модели близко к средневозмущенному состоянию дневной магнитосферы Земли.

В ряде работ (например, [1]) доказывалась возможность эффективного взаимодействия альфвеновских и ММЗ-волн с большими азимутальными волновыми числами ($m \gg 1$) в плазме с криволинейным магнитным полем. Однако возбуждение ММЗ-колебаний с $m \gg 1$ полем монохроматической БМЗ-волны происходит неэффективно. Генерация БМЗ-волн происходит на границе магнитосферы или в области солнечного ветра. Магнитосфера для таких волн является областью непрозрачности, и их амплитуда экспоненциально убывает вглубь магнитосферы на масштабе много меньшем характерного размера магнитосферы. В качестве другого возможного источника ММЗ-волн с $m \gg 1$ на замкнутых силовых линиях рассматривались сторонние токи в ионосфере. Однако результаты, полученные в данной работе, дают основание усомниться в эффективности предложенных выше механизмов.

В работе показано, что монохроматические БМЗ-колебания раскачивают узко локализованные поперек магнитных оболочек стоячие (вдоль силовых линий магнитного поля) ММЗ-волны. Определены продольная и поперечная структура и спектр ре-

зонансных ММЗ-волн. Спектры частот основных гармоник стоячих альфвеновских и ММЗ-волн различаются на два порядка величины. Поэтому эффективное взаимодействие между этими двумя ветвями МГД-колебаний в рассматриваемой модели магнитосферы на замкнутых силовых линиях невозможно.

Показано, что амплитуда стоячих ММЗ-волн стремительно убывает при приближении к Земле. В связи с этим сделан вывод о том, что ионосфера Земли не может играть никакой существенной роли ни в генерации, ни в диссипации магнитосферных ММЗ-волн. Еще одна связанная с этим особенность состоит в том, что магнитосферные ММЗ-колебания невозможно наблюдать на поверхности Земли.

E-mail: kozlov-da@yandex.ru

1. Walker, A. D. M., and H. Pkrides, Theory of magnetospheric standing hydro-magnetic waves with large azimuthal wave number. 4. Standing waves in the ring current region, J. Geophys. Res., 101, 27133–27147, 1996. Смоделированный гелиосферный токовый слой за период времени с 1785 по 1786 кэррингтоновские обороты Солнца

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ АЭРОЗОЛЬНЫХ СЛОЕВ В АТМОСФЕРЕ ЯКУТИИ С ПОМОЩЬЮ ЛИДАРА

Тимофеева Г.А.

Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова, Якутск

Важность исследования аэрозольной компоненты атмосферы продиктована установленным фактом его решающего значения на формирование климата (1). С другой стороны в последние годы стали более заметны последствия продолжающегося потепления климата на Земле. Эти процессы имеют сильную территориальную неоднородность, связанную с изменением глобальной циркуляции атмосферы (2). Предполагается, что на состояние климата Якутии решающую роль играет, так называемый западный перенос – устойчивое движение воздушных масс по всей толще атмосферы с запада на восток, и связанные с ним пути циклонов. Отсутствие на территории Якутии мощных загрязняющих атмосферу объектов (кроме естественных), особенно в зимнее время, позволяет проследивать принос воздушными массами аэрозолей и загрязняющих веществ из других регионов. Таким образом, они являются как бы индикатором путей воздушных масс.

С другой стороны географическая особенность расположения нашей республики предполагает зарождение стационарной планетарной волны, которая в зимнее время в благоприятных условиях приводит к образованию, так называемых внезапных зимних стратосферных потеплений, впоследствии захватывающих значительные толщи атмосферы (3).

Одним из современных методов исследований атмосферного аэрозоля является дистанционное зондирование его основных параметров. К ним относятся такие методы, как лидарное зондирование и измерение пропускания и рассеяния солнечного излучения при помощи специальных фотометров. Лидарное зондирование позволяет измерить вертикальную динамику аэрозольных слоев и изменения температуры атмосферы в широком диапазоне высот – от тропосферы до мезосферы (4). С ноября 2004 г. в Ин-

ституте космофизических исследований и астрономии СО РАН (г. Якутск) запущен на постоянную эксплуатацию стратосферный лидар. В качестве передатчика используется твердотельный лазер LQ-129В (Фирма Solar LS, Минск) на кристалле алюмоиттриевого граната с примесью неодима (NdYAG) мощностью 300 мДж, с длительностью импульса 13 нс в моноимпульсном режиме, работающий на частоте 20 Гц. Приемником служит направленный в зенит телескоп системы Ньютона с диаметром 0,6 м и фокусным расстоянием 2 м. Пространственное разрешение системы от 75 до 300 м в зависимости от задачи. Регистрация ведется на компьютере через специальный блок, подключаемый через USB 2.0 порт, при помощи интерфейсной программы, написанной с использованием пакета виртуальных приборов LabView 6.1. Наблюдения проводятся, начиная с вечерних сумерек в течение ночи со скважностью примерно одно измерение в час.

E-mail: linka85@list.ru

1. Кондратьев К.Я. (2002) Аэрозоль как климатообразующий компонент атмосферы. 2. Прямое и косвенное воздействие на климат // Оптика атмосф. и океана. Т. 15. № 10. .
2. Крапивин В.Ф., Кондратьев К.Я. (2002) Глобальные изменения окружающей среды: экоинформатика. СПб.: НИХИ СПбГУ
3. Labitzke K. (1981) Stratospheric-mesospheric midwinter disturbances: a summary of observed characteristics // J. Geophys. Res. V. C86. № 10. p. 9665-9678.
4. Зуев В.Е., Зуев В.В. (1992) Дистанционное оптическое зондирование атмосферы. СПб.: Гидрометеиздат

ИНФОРМАТИКА**Председатель подсекции****проф. к.ф.-м.н. Плохотников Константин Эдуардович****ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННЫХ АЛГОРИТМОВ ТАРИФИКАЦИИ
В СЕТЯХ NGN И МЕТОДЫ ИХ РЕШЕНИЯ**

Чернявский Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Переход к сетям следующего поколения NGN (Next Generation Networks) от сетей ТФОП означает и переход и на новые ценовые модели, включающие начисления, которые зависят от объема, содержания переданной информации и начисления за право доступа в «чужую» сеть. Кроме того, появляются и «внесетевые» сервисы, связанные, например, с банковскими транзакциями, рекламой, торговлей и т.д. Новые бизнес-процессы в сетях NGN предъявляют новые требования к системам тарификации и биллинга услуг. Тарификация представляет собой часть системного управления сети и рассматривается как функция управления расчетом платежей и включает три составляющих:

- тарификацию (charging);
- назначение и подготовку индивидуальных счетов (billing);
- контроль стоимости услуг (cost control).

Главной целью определения и стандартизации принципов и алгоритмов тарификации услуг является создание эффективного экономического механизма обеспечения качества и привлекательности услуг, предоставляемых операторами как внутри собственной сети, так и между различными сетями операторов связи GSM/3G/NGN.

Тарификацию, в силу многих причин, целесообразно выполнять в реальном масштабе времени. К числу упомянутых причин можно отнести необходимость оперативного управления услугами абонентов, fraud-контроль, обеспечение полноты учета CDR-файлов. Звеном, которое логически связывает процесс тарификации и биллинга, является определение потребителя услуги, при котором используется та же информация, что и при выпуске счетов. Выпуск счетов, являясь трудоемкой и ресурсоемкой операцией, не может выполняться слишком часто и, как правило, проводится в установленные законом сроки.

Основная функция формирования счетов абонентам должна включать:

- формирование счетов для оплаты физическим, юридическим лицам; распечатку счетов на печатающем устройстве;
- Формирование сводных ведомостей по выставленным счетам; формирование массива данных для системы автоматического оповещения абонентов и т.д.

Функция контроля стоимости (cost control) включает:

- Предоставление абоненту текущей информации о начисленных платежах (остаток счета) и индикацию стоимости любой услуги по запросу абонента;
- Установленный лимит абонента по пользованию запрашиваемой услугой, исходя из остатка счета или контракта.

Модели тарификации в сетях NGN существенно сложнее, потому что кроме простого подсчета переданных и полученных байтов и количества времени необходимо оценивать востребованность операций для абонентов. В зависимости от вкусов и потребностей пользователей в работе предложено выделить 3 блока услуг по отношению, к которым вероятно потребуются самостоятельные бизнес модели:

- Услуги, оплачиваемые на основе продолжительности их потребления (голосовая связь, видеоконференции, видеофильмы, телевидение, радио).
- Услуги, оплачиваемые на основе объема переданной информации (Web, FTP, e-mail, возможно – MMS).
- Услуги, оплачиваемые как плата за транзакции (сделки, игры, запросы к базам данных, услуги, связанные с определением местоположения).

На технологическом уровне при создании такой бизнес-модели резко возрастет объем информации. Увеличивается не только количество типов данных используемых для тарификации, но и их источники. Нужно отметить тот факт, что, имея в своем распоряжении всю доступную информацию необязательно ее использовать в полной мере потому, что это приведет к избыточности данных при построении бизнес-модели. Но, не смотря на это, вся информация должна быть легко доступна для обработки биллинговыми системами. Существенно возрастает роль данных, поступающих непосредственно от абонента, например, запрашиваемые ресурсы, объем свободной памяти терминала, разрешение экрана, качество сервиса QoS. Параметры QoS – принципиально новый элемент в расчетах за содержание переданной информации, которые не только усложняют структуру тарифных планов, но и могут динамически меняться, что неизбежно потребует достаточно сложной предварительной обработки учетных записей до их загрузки в биллинговую систему. В конечном итоге, вся эта информация будет находиться в специальном файле, так называемом CDR-файле (Call Detail Record – детальной записи звонка), который создается всегда, когда услуга использована абонентом, даже если она бесплатна. Информация CDR-файла включает: идентификационные номера абонента и терминала, требуемые ресурсы (полосу частот, скорость передачи и т.д.), параметры QoS, объем переданной информации, временной интервал и т.д.

Стандартами ETSI введены два режима тарификации: «Off line-тарификация» и «On line-тарификация». При отложенном (Off line) биллинге основанием для тарификации является учетная запись (CDR) и тарифный план абонента. При этом информация о сделанных вызовах за определенный период времени поступает в систему расчетов постфактум. В On line – схеме тарификации услуг, обработка данных происходит в режиме времени, максимально приближенному к реальному. Тем не менее, в данном случае проблема дебиторской задолженности не решается полностью, поскольку сохраняется возможность образования отрицательного баланса в течение «последнего звонка», тарификация которого и последующее списание средств со счета произойдут лишь по его окончании. Online-оценка осуществляется посредством оценочных функций (Event Charging Function, IMS Bearer Charging Function, IMS Session Charging Function).

При построении автоматизированной системы тарификации услуг связи в работе предлагается использовать генератор элементарных алгоритмов, не зависящий от специфики прикладной целевой системы, и предназначенный для выполнения преобразования над поступившим запросом в некотором информационном контексте. Преобразование выполняется как множество операций замены символов из состава запроса. Контекст обработки задан набором фреймов и некоторым семантически соответствующим ему информационным объектом. Генератор в качестве аргумента получает некоторую последовательность символов и имя корневого фрейма из активного контекста.

В результате преобразования формируется результат, предназначенный для обработки заданным интерпретатором – в системе при тарификации соединения формируется алгоритм расчёта стоимости, затрат и составная транзакция для "машины транзакций". Средняя транзакция тарификации обычно порождает четыре транзакции в подсистеме ведения абонентских счетов. Количество активных правил тарификации в разработанной мною системе к настоящему моменту составляет от 150 до 400, сгруппированных в 135 фреймах. В работе предложен механизм адаптирующегося кэша правил, который позволяет сократить накладные расходы по их активизации. Адаптация кэша производится на основе статистики использования правил на конкретном потоке транзакций в процессе обработки. Быстродействие системы тарификации определяется эффективностью работы СУБД, используемой для хранения данных о соединениях, абонентах и т.д.

1. Мартин Дж. Планирование развития автоматизированных систем, М.: Финансы и Статистика, 1984.
2. www.abavanet.ru/technology.htm, AbavaNet – открытые интерфейсы для компьютерной телефонии, 2004.

МЕТОДИКА ОБХОДА ОШИБКИ ПЕРЕПОЛНЕНИЯ БУФЕРА В ПРОГРАММИРОВАНИИ НА ЭТАПЕ КОМПИЛЯЦИИ

Ковтун Л.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе рассмотрена методика создания библиотеки, которая проверяет размер массива во время компиляции и выдаёт ошибку компиляции в случае недостаточного размера выделенного буфера. Для проверки выполнения условия минимально необходимого размера массива используется макрос `BOOST_STATIC_ASSERT` библиотеки `boost`, при невыполнении которого, компилятор выдает сообщение об ошибке. Таким образом, программа, содержащая такого рода ошибку, не может быть запущена, так как она не была создана. Также используется шаблонный класс стандартной библиотеки `std::numeric_limits`, который определяет свойства целых чисел, такие как минимум, максимум, количество бит, знаковую проверку, и константу `digits10`, нужную для вычисления максимально необходимого количества десятичных цифр в числе. Таким образом, можно определить формулу размера буфера для форматирования целого числа типа `T`, позволяющую форматировать целое число типа `T`, не боясь выйти за границы массива независимо от размера целого типа:

```
int const SZ = std::numeric_limits<T>::is_signed + std::numeric_limits<T>::digits10 + 2;
```

Библиотека не позволяет программисту допустить возможность возникновения опасной ситуации выхода записи данных за границы массива, которая может привести к перезаписи близлежащих переменных и несанкционированному доступу к данным со стороны злоумышленников.

```
//Код библиотеки
#include <stdio.h>
#include <cassert>
#include <limits>
#include <boost/static_assert.hpp>
char const* get_sprintf_fmt(int const*) { return "%d";}
char const* get_sprintf_fmt(unsigned int const*) { return "%u";}
char const* get_sprintf_fmt(char const*) { return "%c";}
```

```

/* Вычисляет размер буфера без завершающего нуля '\0', для форматирования
самого длинного в символьном представлении значения типа T. По умолчанию не оп-
ределено. Для конкретных типов ниже перечисляются специализации этого шаблона.*/
template<class T> struct max_size;
template<>
struct max_size<int>
{ typedef std::numeric_limits<int> lim;
static std::size_t const value = lim::is_signed + lim::digits10 + 1;};
template<>
struct max_size<unsigned int>
{     typedef std::numeric_limits<unsigned int> lim;
      static std::size_t const value = lim::is_signed + lim::digits10 + 1;};
template<>
struct max_size<char>
{   static std::size_t const value = 1;};
/* Шаблонный класс ostream<Capacity> имеет разные цели во время компиляции
и во время выполнения. При компиляции компилятор гарантирует, что start_ указывает
на буфер, размер которого не меньше константы Capacity. При выполнении пе-
ременная start_ хранит указатель на первый символ, с которого начнется форматиرو-
вание следующего значения.*/
template<int Capacity> // Capacity - вместимость
struct ostream
{   BOOST_STATIC_ASSERT(Capacity > 0);
/* Если объект был создан при форматировании последнего значения, то надо
убедится, что есть место для завершающего нуля (Capacity > 0). Если форматирование
еще не закончено, то создается новый объект, для которого будет выполнена такая же
проверка.*/
char* start_;
/* Начало буфера, откуда начнется форматирование следующего значения при
выполнении. Временно допускается небезопасное создание из маленького буфера. */
ostream(char* buf)
    : start_(buf)
    {} };
/* Форматирование значения value типа T. Например, out(buf) << value; тип T
должен иметь ограничение на максимальную длину. Функция принимает текущий объ-
ект ostream<Capacity> и значение value, а возвращает новый объект ostream, у которого
вместимость гарантированно достаточна для дальнейшего безопасного форматирова-
ния без переполнения буфера даже в случае максимально длинных данных*/
template<int Capacity, class T>
ostream< Capacity - max_size<T>::value >
operator<<(ostream<Capacity> os, T const& value)
{   int n = sprintf(os.start_, get_sprintf_fmt(&value), value); assert(n <=
max_size<T>::value);
return os.start_ + n;}
/* Для буфера buf размера Capacity возвращает объект ostream<Capacity>, ука-
зывающий на начало буфера. Форматирование обычно начинается с этого вызова.*/
template<int Capacity>
inline ostream<Capacity> out(char (&buf)[Capacity])
{   return ostream<Capacity>(buf);}
Ниже приведён пример (код пользователя) форматирования целого числа и по-
следовательности символов в буфер с заданным размером:

```

```
int i; std::cout<<"Enter an int: "; std::cin>>i; char buf[15]; out(buf)<<i<<"\n"; std::cout<< buf;
```

Форматирование начинается с вызова функции `out`, которая возвращает объект, хранящий указатель на начало буфера и в его типе присутствует информация о вместимости буфера. Далее осуществляется вызов функции `operator<<`, которая в свою очередь принимает два аргумента: результат вызова функции `out` и число, которое будет размещено в буфере в текстовом виде. Этот оператор извлекает указатель на начало массива и с помощью функции `sprintf` форматирует заданное целое число по этому адресу на начало буфера. Его можно применить к объекту повторно, организовав, цепочку вызова форматирования данных. Каждый вызов возвращает объект, в типе которого отражен запас буфера в данной точке выполнения программы. Компилятор следит за тем, чтобы вместимость буфера была положительной. Отрицательная вместимость буфера означает, что форматирование данных может привести к переполнению буфера.

Операция форматирования чисел в сочетании с текстом довольно часто применяется, например, при динамическом формировании строки SQL-запроса, когда входные данные, например, при вводе с терминала, известны только во время выполнения программы. В этом случае библиотека может оказаться чрезвычайно полезной и удобной при проверке параметров буфера в режиме автоматической проверки во время компиляции.

1. Н. Н. Мартынов, Программирование для Windows на C/C++, том 2, Москва, издательство Бином, 2006.
2. Дэвид Вандевурд, Николай Джосаттис, Шаблоны C++, справочник разработчика, издательство Вильямс, 2003.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГИДРАВЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Побегайло П.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящей работе рассмотрена методика проектирования гидравлической системы на базе кинематической схемы – с независимыми угловыми перемещениями стрелы, рукояти и ковша для рабочего оборудования (РО) типа прямой лопаты. Созданная модель служит базой для новой технологии проектирования РО в задаче прямого копания.

Выбор кинематических параметров рабочего оборудования прямой гидравлической лопаты основан на следующих принципиальных положениях:

число исходных данных минимизировано;

предлагаемая методика рассматривает процесс выбора параметров РО при объединении механизмов РО в единую структуру;

выполняются проверка реализации требуемой максимальной высоты копания при максимальном угле наклона оси стрелы к горизонту;

учитываются реактивные давления в гидроцилиндрах.

В настоящей методике определяются следующие параметры: кинематические длины элементов РО, экстремальные углы перемещения их друг относительно друга и координаты пяты стрелы. Кинематические длины стрелы a , рукояти b и ковша c – это расстояние между осями их концевых шарниров. Последовательность выбора кинематических параметров РО такова:

выбор длины ковша;
 выбор координат пяты стрелы;
 выбор длины стрелы и рукояти, и максимального угла между их осями (β_{\max});
 выбор минимальных углов между осями стрелы и рукояти (β_{\min}), и осью рукояти и кинематической длиной ковша (γ_{\min});
 выбор экстремальных значений угла наклона оси стрелы к горизонту (α_{\min} и α_{\max});
 проверка ограничения на максимальный угол между осью рукояти и кинематической длиной ковша (γ_{\max});

Длина ковша «с» определяется по формуле: $c = 0.5(c_1 + c_2)$, где c_1 и c_2 – длины ковшей полученные на основе метода геометрического подобия и по рекомендациям ВНИИСДМ, с округлением до одной десятой.

Для определения абсциссы и ординаты пяты используется следующие формулы:

$$X = 0.65 * R_{\text{опу}}, \text{ где } R_{\text{опу}} - \text{ радиус ОПУ, } Y = K_{\text{л}} + h_{\text{пп}} * 0.5 + 0.18 * \sqrt[3]{m_s} + z,$$

где $K_{\text{л}}$ – клиренс, $h_{\text{пп}}$ – высота поворотной платформы РО, z – поправочный коэффициент.

Вводим следующие ограничения:

необходимо обеспечить возможность копания на максимальном требуемом радиусе на уровне стоянки РО;

расстояние от пяты стрелы до острия зубьев ковша на уровне стоянки должно быть максимально возможным (отрезок AD_{\max}).

Угол β_{\max} можно задать в интервале $[\pi/2 < \beta_{\max} < \pi]$ со смещением к правой границе. Зная этот интервал можно пройти его с шагом $\Delta\beta$.

Зная диапазон, можно рассмотреть его различные значения, задавшись шагом ΔW или назначить W из конструктивных соображений.

Запишем два геометрических соотношения: $A'D = R_{\text{кстmax}} - X$, $AD_{\max} = \sqrt{Y^2 + (A'D)^2}$

где $R_{\text{кстmax}}$ – максимальный радиус копания на уровне стоянки РО, $A'D$ – горизонтальное расстояние от зубьев ковша до оси ОПУ за вычетом абсциссы пяты стрелы, AD_{\max} – расстояние от пяты стрелы до зубьев ковша, обеспечивающее максимальный радиус копания на уровне стоянки.

$$\text{Длина стрелы равна: } a = W * \sqrt{((AC_{\text{max}})^2) / (W^2 - 2 * W * \cos(\beta_{\text{max}}) + 1)},$$

где AC_{max} – максимальное расстояние от пяты стрелы до шарнира рукоять-ковш при максимальном β_{max} . Далее: $b = a/W$, где $AC_{\text{max}} = AD_{\max} - c$.

Значение угла γ_{\min} находится в диапазоне $[\pi/2 < \gamma_{\min} < \pi]$. Длина отрезка, соединяющего шарнир стрела-рукоять с острием зуба ковша, определится следующим образом: $BD = \sqrt{b^2 + c^2 - 2 * b * c * \cos(\gamma_{\min})}$.

Опишем соответствующую расчетную схему следующими геометрическими соотношениями:

$$\angle CBD = \arccos((b^2 + BD^2 - c^2) / (2 * b * BD)),$$

$$D_1F = H_{\text{копmax}} - Y, AD_1 = AD_{\max}, AF = \sqrt{(AD_1)^2 - (D_1F)^2}, KM = H_{\text{копmax}} / \text{tg}(\lambda),$$

$$A'K = AF - KM, AK = \sqrt{(A'K)^2 + Y^2}, \angle AKA' = \arcsin(Y / AK),$$

$$\angle AKD = \pi - \angle AKA' - \lambda,$$

$$AD_{\min} = AD = AK * \sin(\angle AKD),$$

$$\angle ABD = \arccos((a^2 + BD^2 - AD_{\min}^2)/(2 * a * BD)),$$

где λ – угол падения естественного откоса. Обычно этот угол равен 70° .

Минимальный угол между осью стрелы и рукоятки определится по следующей формуле: $\beta_{\min} = \angle ABD + \angle CBD$.

Теперь найдем углы α_{\min} и α_{\max} . Для α_{\min} запишем:
 $\alpha_{\min} = \angle A'AD + \angle BAC - \pi * 0.5$, где $\angle A'AD = \arctg((R_{\text{кв max}} - Y)/Y)$,
 $\angle BAC = \arccos((a^2 + (AC_{\max})^2 - b^2)/(2 * a * AC_{\max}))$.

Для α_{\max} запишем: $\alpha_{\max} = \angle DAB_2 - \angle FAD$,

где $B_2D_2=BD$, $AD=AD_{\min}$, $\angle FAD = 0.5 * \pi - \lambda$, $\angle DAB_2 = 0.5 * \pi + \arcsin((B_2D_2 - AD_{\min})/a)$

Для обеспечения требуемых максимальных значений высоты копания и радиуса на уровне стоянки потребуется выполнение следующих ограничений: $\gamma_{\max} \geq \pi + \angle ACB_{\beta_{\max}}$, где $\angle ACB_{\beta_{\max}} = \arccos(((AC_{\max})^2 + b^2 - a^2)/(2 * AC_{\max} * b))$

Угол α , при котором достигается максимальная требуемая высота копания, равен:

$$\begin{aligned} \angle B_1AC_1 &= \arccos((a^2 + (AC_{\max})^2 - b^2)/(2 * a * AC_{\max})), \\ \angle D_1AF &= \arcsin(D_1F / AD_{\max}), \quad \alpha = \angle B_1AC_1 + \angle D_1AF. \end{aligned}$$

Если $\alpha < \alpha_{\max}$, то условие реализации, требуемой максимальной высоты копания при заданном угле λ , выполняется. В противном случае, вариант из дальнейшего проектирования исключается.

В результате вычислительного эксперимента получено, что, пользуясь данной методикой, можно получить не одно, а некоторое множество решений, удовлетворяющих заложенным ограничениям и требованиям. Это связано с тем, что окончательный выбор варианта РО будет выполняться из конструктивных соображений и целиком останется на проектировщике. Ведь никто кроме него не знает технологических особенностей конкретного производства.

1. Побегайло П.А. Построение логической схемы проектирования рабочего оборудования прямой гидравлической лопаты на стадии эскизного проектирования с применением CASE-технологий. Ежегодн. XVI межд. интернет-конф. молодых ученых и студентов по современным проблемам машиноведения. «МИКМУС пробмаш 2004». М.: ИМАШ, 2004.
2. Самарский А.А., Михайлов А.П. Математическое моделирование. Идеи. Методы. Примеры. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.

МЕТОДЫ РЕДУКЦИИ В ЗАДАЧАХ ОБРАБОТКИ ТЕКСТОВ

Мазаева И.В., Русакова Н.Е., Иванов А.Г., Годкин Г.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

На основе обучающих примеров, взятых из вручную размеченных корпусов, предлагается метод определения (прогноза) части речи (дескриптора) для каждого сло-

ва, входящего в предложение при условии, что часть дескрипторов слов предложения уже определены. f

Рассмотрим теоретико-вероятностную редукцию (интерпретацию) данных при наличии априорной информации о входных данных. Пусть

$$\xi = Af + \mu,$$

где ξ – интерпретируется как искажённые шумом (ошибками) μ выходные данные гипотетического прибора A , на вход которого поступили данные f . Погрешность измерения (шум) μ – случайный вектор с ковариационным оператором Σ и математическим ожиданием, равным нулю, а f – не зависящий от μ случайный вектор с известным ковариационным оператором F и математическим ожиданием $Ef = f_0$. Оператор A – обычно линейный оператор, который моделирует преобразование входных данных f в выходные Af . Задача интерпретации измерения ξ рассматривается как задача редукции ξ к виду, свойственному измерению на приборе U , где U – линейный оператор, задающий математическую модель прибора, на выходе которого получаем интересующие нас характеристики исследуемого объекта. То есть, необходимо найти такое преобразование R , которое позволило бы интерпретировать сигнал $R\xi$ как наиболее точную версию Uf .

Постановка такой задачи дана в [2], и имеет решение в виде:

$$L = U(f_0 + FA^*(AFA^* + \Sigma)^{-1}(\xi - Af_0))$$

где $\xi' = \xi - Af_0$, $E || R\xi' - Uf + r || \sim \min_{R,r}$, $R_0 = UFA^*(AFA^* + \Sigma)$, $r_0 = Uf_0 - R_0Af_0$

Поскольку в задаче прогнозирования оператор A точно не известен, в работе использован общий принцип уточнения модели по тестовым измерениям (обучающим корпусам) [1]:

$$A = \sum_{i=1}^N a_i A_i, A_1, \dots, A_N$$

$$a = \begin{pmatrix} a_1 \\ \dots \\ a_N \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} z_1 \\ \dots \\ z_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 g_1 \dots A_N g_N \\ \dots \\ A_1 g_s \dots A_N g_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ \dots \\ a_N \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u_1 \\ \dots \\ u_N \end{pmatrix}$$

$$z = Ta + u$$

$$Af = U_f a$$

$$U_f = (A_1 f, \dots, A_N f)$$

$$A' = U_f FT^*(TFT^* + \Sigma)^{-1} z$$

Итак, мы хотим построить модель, по которой на основе известных распределений вероятности дескрипторов k слов можно будет прогнозировать распределение вероятности дескрипторов для исследуемого слова в предложении.

При разработке модели, которая могла бы предсказывать дескриптор вероятностного распределения исследуемого слова в предложении, в котором известно распределение дескрипторов k слов, распределение вероятности вычисляется на основе обучающих корпусов текста.

Пусть известно s дескрипторов. Распределение вероятностей отобразим в виде вектора f , первые s элементов которого представляют собой распределение вероятностей дескрипторов первого слова, при условии, что известен дескриптор второго слова. Следующие $s+1, \dots, s+s$ элементы вектора – распределение вероятности дескрипторов второго слова, при условии, что известен дескриптор первого слова и т.д. для k извест-

ных дескрипторов предложения. Распределения выбираются с учётом относительного расположения слов в тексте: слева или справа.

В качестве результата находится максимальное значение вектора L и номер соответствующего элемента, указывающего на тип дескриптора.

При подготовке текста для анализа использовался стемминг – метод обработки тестовой информации, основанный на выделении при индексации квазиоснов слов. Предлагаемая методика распознавания частей речи была опробована на произвольных текстах. Хорошие результаты распознавания частей речи (порядка 90%) были получены при уточнении контекста обучающих корпусов.

1. Пытьев Ю.П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. –М.: Физматлит, 2002.
2. Пытьев Ю.П., Мазаева И.В. Метод редукции измерений в задаче прогноза среднемесячных значений температуры. // Вестник Московского университета, № 6, 2002.
3. Yu. P. Pyt'ev. Nonlinear reduction of a measurement. Math.Model, volume 1, number 5, p.44-59.

ПРОСТРАНСТВЕННО–ВРЕМЕННОЙ КАЛЕНДАРНЫЙ ПЛАН В АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ СОСТАВЛЕНИЯ РАСПИСАНИЯ

Мазаева И.В., Оксенкруг И.В., Русакова Н.Е., Асриянц Т.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Производственный процесс требует решения различных задач под воздействием некоторых ограничений, по условиям которых решение одной задачи не может быть начато до тех пор, пока не будет завершено решение другой задачи. Эти ограничения представляются в виде соединений между задачами, при этом возникает задача составления расписаний в её классическом виде: как построить временной график решения задач таким образом, чтобы удовлетворить заданным ограничениям и завершить данный процесс за минимально возможное время.

В настоящей работе создана методика составления расписания на основе пространственно–временных характеристик на примере учебного расписания.

В работе предложено, распределение N задач (курсы лекций) по G объектам (группы обучения в ВУЗе), над которыми выполняются задачи, представить в виде дерева с корнем в терминах графов. В качестве корня служит задача, имеющая максимальный приоритет для исполнителя задач, либо максимальный приоритет по совместности последовательности выполнения задач. Данный критерий вводится оператором при работе с программным обеспечением, автоматизирующим систему составления расписания (АССР). Для каждого исполнителя задач получим отдельное дерево, образуя, таким образом, лес деревьев [1]. Лес будет иметь G – компонент связности.

Все деревья леса имеют одинаковую глубину. В работе это достигается следующим образом. Берётся максимальный временной интервал T_{\max} за одни сутки (для универсальности можно использовать даже 24 часа), который для упрощения разбивается на минимально возможные единицы t_{\min} , например, академические часы. В итоге, получим следующую максимальную глубину дерева для одного объекта:

$$k = T_{\max}/t_{\min}.$$

Аналогично строится лес деревьев по P исполнителям задач. Исполнителями задач в задаче составления расписания служат преподаватели. Предполагается, что $P \leq N$. Каждый исполнитель задачи связан с задачей в отношении «один ко многим», то есть исполнитель может выполнять несколько задач и для разных и для одних и тех же объектов. Глубины графов-лесов, как на основе задач, так и на основе исполнителей будут одинаковыми.

Для учёта пространственной характеристики календарного плана при составлении расписания, пространственная компонента переводится во временную оператором АССР. Так, например, при наличии территориально удалённых учебных корпусов, для перехода из одного корпуса в другой затрачивается некоторое время. Такое временное ограничение обходят следующим образом: при перегруппировке предметов по вершинам дерева, выбирается глубина некоторой вершины, соответствующая, определённому временному интервалу, например, перерыву на обед. Данный временной интервал обозначается в виде «пустой» задачи, на выполнение которой назначен некоторый «универсальный» исполнитель, не имеющий никаких ограничений, но при сортировке данная вершина занимает фиксированную глубину. Также, вводятся другие интервалы времени – небольшие перерывы между парами – в виде z «пустых» задач.

Без учёта пустых задач, полная максимальная глубина графа в виде леса при составлении расписания на d – дней в неделю будет:

$$K = d * k.$$

Очевидно, что $N \ll K$, иначе решение данной задачи будет недостижимым.

С учётом «пустых» задач, получим новую глубину графа:

$$K_{\text{полн.}} = d * T_{\max}/t_{\min} + z$$

Для получения «мигающего» расписания, количество дней d удваивается.

В итоге, получим ориентированный ациклический граф (DAG – Directed Acyclic Graph), для которого существует известный алгоритм топологической сортировки, описанный в соответствующей литературе [2].

До начала обработки массива алгоритмом топологической сортировки, предметы сортируются по группам таким образом, чтобы удовлетворять наиболее сильным требованиям к расстановке предметов, например, при проведении некоторых семинаров два раза в неделю, нельзя их ставить в один день, либо, некоторые преподаватели имеют больший приоритет по сравнению с другими. Данные ограничения также вводятся оператором АССР при назначении предметов по группам и преподавателям, и будут иметь вид двух иерархических списков.

Программное обеспечение реализовано на системе управления базами данных (СУБД) Microsoft Access. Все данные и ограничения на данные вводятся оператором базы данных через формы. Алгоритм решения задачи построен в виде модуля на языке Visual Basic.

Программное обеспечение предоставляет множество решений – вариантов расписания, оптимальный вариант которого выбирает сам оператор СУБД, фиксируя или перераспределяя задачи и исполнителей задач.

Полученный алгоритм решения задачи пространственно–временного календарного планирования в автоматизированных системах составления расписания достаточно универсален и может быть применён в любых других задачах, практически без каких–либо изменений, например, даже в задачах, планирования доставок продукции курьерской службой.

1. Р. Хаггарти. Дискретная математика для программистов. Москва. «Техносфера», 2004.
2. Седжвик Роберт. Фундаментальные алгоритмы на C++. Алгоритмы на графах. – Спб: ООО «ДиаСофтЮП», 2002.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ТИПА $Z = F(X, Y)$ НА ОСНОВЕ ГРАФОВ В ЗАДАЧЕ РАЗРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ С ЗАДАНЫМ КОМПЛЕКСОМ СВОЙСТВ

*Горелкин И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Получение материалов с заданным комплексом свойств и реализация технологических процессов не могут быть осуществлены без предварительного построения моделей, включающих ряд переменных, определяющих состояние объекта. Все эти переменные можно разделить на четыре группы:

Факторы, характеризующие качество сырья и промежуточных продуктов, не допускающие целенаправленного их изменения (определяются в результате лабораторных анализов).

Факторы процесса, с помощью которых реализуется заданный технологический режим.

Выходные переменные, характеризующие экономическую эффективность процесса, технологические свойства и характеристики готовых продуктов. Часто задача состоит в том, чтобы определить зависимость между входными и выходными переменными процесса, или найти значения входных факторов, обеспечивающие достижение оптимальных величин выходных переменных. Переменные этой группы выступают в качестве целевых величин при решении задач оптимизации.

Неконтролируемые факторы, характеризующие действующие на объект возмущения, которые не могут быть измерены количественно (примеси в сырье, временной дрейф и др.).

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции. *

Совокупность множества факторов, множества целевых функций и множества моделей может быть названа технологической ситуацией. Для технологической ситуации необходимо построение модели, так как технологическая ситуация без модели не может быть управляема и не представляет практического интереса.

Математическая модель в неявном виде может быть записана в виде:

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n),$$

где y – зависимая переменная (отклик), целевая функция, параметр оптимизации; x_i – независимая переменная, фактор; n – количество факторов.

Ограничиваем задачу рассмотрением двух факторов. Рассматриваем графическую интерпретацию двумерного сечения поверхности отклика. Такое сечение представляет собой прямоугольник, заключенный между линиями, параллельными осям координат. Внутри него изображаются в виде изолиний (линий равного уровня) проекции сечения поверхности отклика горизонтальными плоскостями.

В основу классификации двумерных сечений поверхностей отклика может быть положено количество и взаимное расположение особых точек на поверхности

$$y = \varphi(x_1, x_2).$$

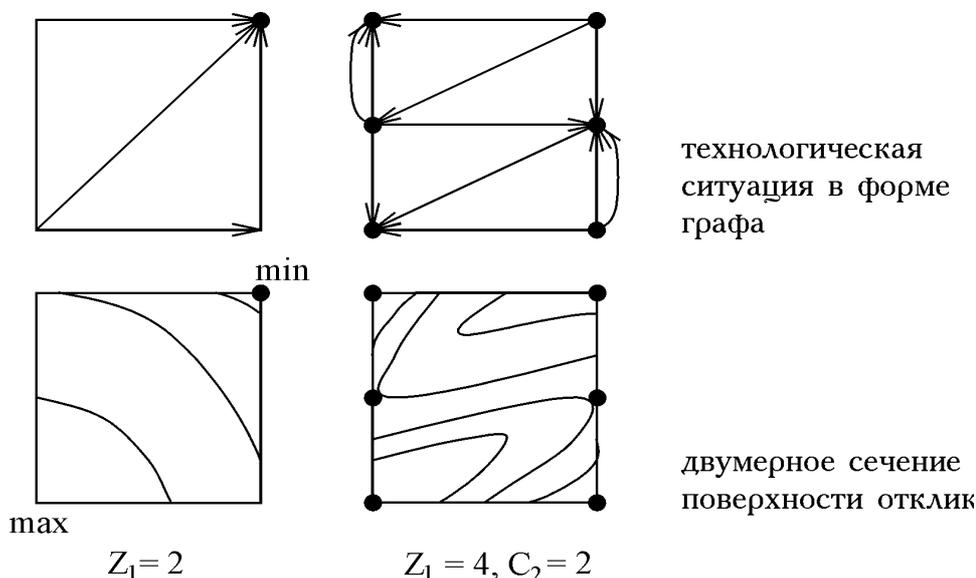
В общем виде соотношение между особыми (простыми) точками даётся уравнением А.Пуанкаре, преобразованием которого для замкнутой области (рассматриваемый прямоугольник) получаем соотношение:

$$Z_1 + 2Z_2 + 4Z_3 = C_1 + 2C_2 + 4C_3,$$

где Z_3, Z_2, Z_1 – число эллиптических особых точек (вершин и впадин) соответственно внутри, на сторонах прямоугольника и в его вершинах; C_1, C_2, C_3 , – число гиперболических особых точек (седел) в вершинах, на сторонах и внутри прямоугольника.

Таким образом, технологические ситуации могут быть представлены в форме графов (ориентированных, для отражения тенденции изменения целевой функции).

Примеры графов:



Для различения особых точек на графе, вершины их обозначающие имеют различные степени.

В результате исследования, разработана программа, осуществляющая прорисовку графа технологической ситуации для вводимой оператором зависимости типа $y = f(x_1, x_2)$. В работе применяются классические алгоритмы на графах.

1. Фундаментальные алгоритмы на C++. Алгоритмы на графах: Пер. с англ./Роберт Седжвик. – СПб: ООО «ДиаСофтЮП», 2002.
2. Мартынов Н.Н. Программирование для Windows на C/C++. Том 2. – М.: ООО «Бином-Пресс», 2006 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОРПОРАТИВНЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ ОПЕРАТОРАМИ СОТОВОЙ СВЯЗИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ МАРКЕТИНГОВЫХ ЗАДАЧ

Подейко В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В связи с огромным ростом рынка сотовой связи операторы столкнулись с тем, что возможности экстенсивного развития для них практически исчерпаны, поэтому для операторов сотовой связи особое значение приобрёл показатель начислений с одного абонента. В работе предложен способ представления некоего «усреднённого портрета» абонента, причём при создании «усреднённых портретов» определены типовые характеристики неплательщиков и должников или, напротив, абонентов, склонных к трате больших сумм на пользование услугами оператора, а также различных связанных с этим зависимостей. Подобного рода «усреднённый портрет» создан следующим образом. Выбирается некоторая дата, на которую и необходимо будет сделать «срез», т. е. выборку абонентов (сведения могут предоставляться на текущий момент, но могут быть и «историческими»). Далее производится собственно выборка абонентов из базы данных биллинговой системы; в выборку попадают либо случайные абоненты, либо те, которые отвечают некоторым критериям. В последнем случае ещё до производства выборки формулируется некоторая гипотеза, например: «абоненты, имеющие некий тарифный план с некоей суммой абонентской платы, имеют повышенную склонность к задержке платежей». Выборка реализуется SQL-скриптом, включающим последовательное исполнение ряда запросов, но возможна также реализация в виде процедуры на PL/SQL (используется СУБД Oracle). После того, как результаты описанной выборки будут переброшены в хранилище данных статистического пакета, над ними производятся различные действия, связанные с их статистической обработкой. Статистическая проверка гипотез, построение таблиц сопряжённости, факторный анализ и целый ряд других методов, заложенные в любой статистический пакет. Благодаря современным инструментам работы со статистическими пакетами, таким, как SAS Enterprise Guide, от персонала требуются минимальные знания в области статистики — система выдаёт готовые результаты анализа, на основании которых и принимаются те или иные решения.

Существуют процедуры другого типа. Абонентов распределяют маркетинговым категориям. Казалось бы, подобное разделение должно осуществляться исключительно в зависимости от тарифных планов, которые разделяются на «массовые» (это, например, тарифы без абонентской платы), «корпоративные» (соответственно, ориентированные на корпоративных абонентов), «VIP» и т. д. Однако возможны ситуации, когда абонент, имеющий «массовый» тарифный план, имеет также и ежемесячные начисления, которые превосходят таковые у иных абонентов «VIP»; более того, такие случаи нередки, и поэтому отнесение такого абонента к массовому сегменту рынка было бы ошибочным.

Поэтому целесообразной представляется процедура, суть которой состоит в том, чтобы перебросить исходные данные по начислениям за установленный период (например, за месяц) из базы данных в хранилище статистического пакета, а затем произвести необходимые действия по агрегированию полученных данных, сопоставлению их с результатами ранее производившегося аналогичного анализа и распределению абонентов по маркетинговым категориям.

Разовый расчет среднемесячных начислений на контракте (N_{cp}) и среднемесячных начислений на один номер ($C_{сч}$) предложен в следующем виде:

для абонентов, зарегистрированных ранее 31 декабря 2004:

$$N_{cp} = (N_i + N_{i-1} + N_{i-2}) / 3, \quad C_{сч} = (N_i / A_i + N_{i-1} / A_{i-1} + N_{i-2} / A_{i-2}) / 3.$$

для абонентов, зарегистрированных с 1 по 31 января 2005:

$$N_{cp} = (N_i + N_{i-1}) / 2 \quad C_{сч} = (N_i / A_i + N_{i-1} / A_{i-1}) / 2.$$

для абонентов, зарегистрированных с 1 по 28 февраля 2005:

$$N_{cp} = N_i \quad C_{сч} = N_i / A_i.$$

где N_i – начисления абонента за разовые, периодические и телефонные услуги за март 2005 г., A_i – среднемесячное количество приложений обслуживания,

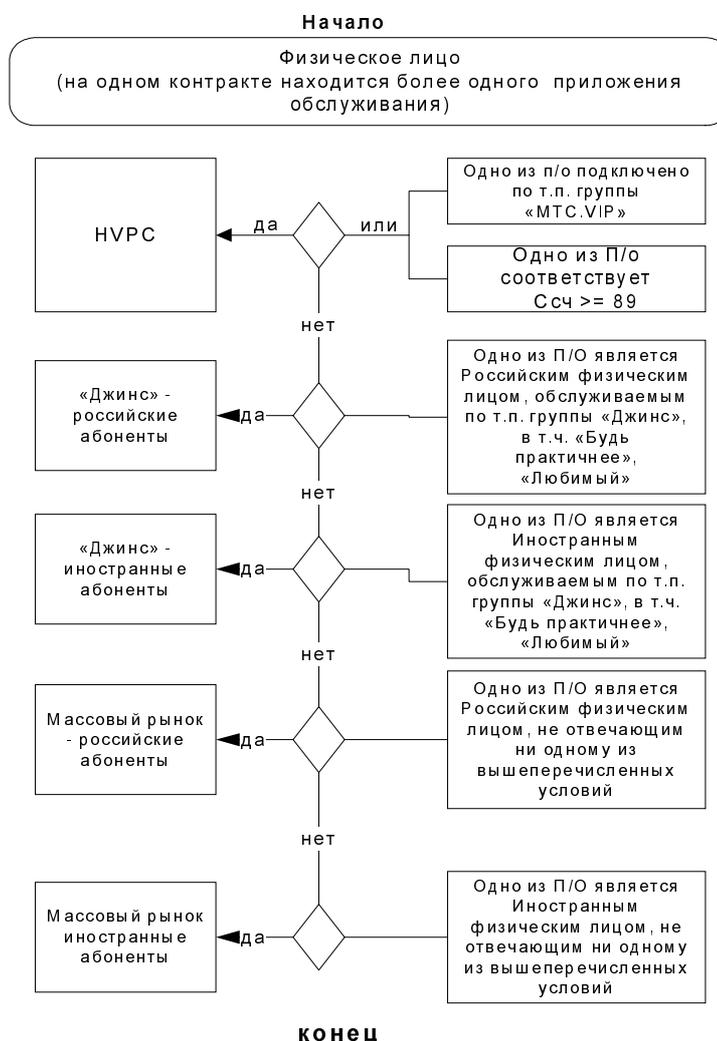
$A_i = (\text{количество абонентов на конец периода} + \text{количество абонентов на начало периода}) / 2$

Регулярный расчет среднемесячных начислений на контракте (N_{cp}) и среднемесячных начислений на один номер ($C_{сч}$): $N_{cp} = N / 3$, $C_{сч} = N_{cp} / A_i$.

где N – суммарные начисления абонента за период 3 мес. до даты выполнения регулярного отчета, с учетом НДС. Алгоритм присвоения маркетинговых категорий имеет вид:

Приведённые в работе достаточно простые задачи маркетингового характера требуют применения сложных статистических пакетов и, зачастую, существенных вычислительных ресурсов. Собственное («самописное») решение операторами, основанное на использовании существующих (уже внедрённых) систем при «низкоуровневом» доступе к ним по своей функциональности сравнимо с «пакетным», причём по стоимости предложенное в работе решение выгоднее и наиболее полно учитывает специфику конкретного предприятия.

Алгоритм присвоения маркетинговых категорий абонентам МТС
(алгоритм работает "сверху вниз")



1. Mora N. Intelligent Decision support system for marketing automation. NY, 2003

ОПТИМАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РЕСУРСОВ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЕКТАМИ

Зорина М.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе разработан алгоритм распределения трудовых ресурсов по этапам выполнения проекта, вычисляющий наименьшее время выполнения, и который в качестве результата выдаёт последовательности выполняемых работ и число исполнителей выполняющих эти работы. Ограничения, принятые в данной постановке задачи:

- общее число возможных исполнителей этапов проекта равно K , причем все они обладают одинаковой квалификацией и могут выполнять любую работу проекта;
- число исполнителей, выделенных для выполнения работы (i,j) не изменяется до завершения работы и зависимости длительностей выполнения всякой работы от числа исполнителей известны;
- любая работа проекта выполняется без перерывов;
- логическую последовательность выполнения работ задана в виде графа Γ .

Существует множество программных продуктов, например, таких как «Time Line», «Primavera», «Open Plan», «Microsoft Project», которые реализуют типовую информационную технологию организации рабочих процессов проекта и предназначены для планирования, управления сроками и стоимостью проекта. С точки зрения реализации базовых этапов работы над проектом они практически идентичны.

Один из главных недостатков современных систем управления проектами состоит в том, что в них не присутствует механизм выяснения оптимального распределения трудовых ресурсов. В работе рассмотрена реализация решения данной проблемы на основе пакета «Microsoft Project», который имеет возможность интеграции с другим программным обеспечением. В данном программном продукте присутствует возможность, задав все исходные данные в пакете, произвести все необходимые расчеты в специально написанном интерфейсном модуле.

В работе предложен следующий алгоритм решения задачи оптимального распределения ресурсов, который реализован в виде программного модуля к пакету «Microsoft Project». Обозначим через $T(K_{ij}, t^{(h)}_{ij}; (i,j) \in \Gamma)$ длительность выполнения работ проекта при заданных K_{ij} и $t^{(h)}_{ij}$, где $(i,j) \in \Gamma$. Величина T находится как разность момента завершения последней работы и момента начала первой работы по формуле:

$$T(K_{ij}, t^{(h)}_{ij}; (i,j) \in \Gamma) = \max t^{(k)}_{ij} - \min t^{(h)}_{ij}, \quad (1)$$

Математическая постановка задачи построения графика выполнения работ проекта, при ограниченном числе исполнителей, выглядит следующим образом:

$$\left. \begin{array}{l} \min T(K_{ij}, t^{(h)}_{ij}; (i,j) \in \Gamma) \\ x_{ij}, t^{(h)}_{ij}, (i,j) \in \Gamma \\ T(K_{ij}, t^{(h)}_{ij}; (i,j) \in \Gamma) = \max t^{(k)}_{ij} - \min t^{(h)}_{ij} \\ (i,j) \in \Gamma \end{array} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{array}{l} t_{ij} = t^{(h)}_{ij} + f_{ij}(K_{ij}) \\ \sum K_{ij}(t) \leq K \\ (i,j) \in \Gamma \\ x_{ij}(t) = \begin{cases} 0, & t < t^{(h)}_{ij} \\ K_{ij}, & t^{(h)}_{ij} \leq t \leq t^{(k)}_{ij} \\ 0, & t > t^{(k)}_{ij} \end{cases} \end{array} \right\} \quad (3)$$

Выражение (2) определяет целевую функцию задачи и способа ее расчета при выбранных K_{ij} , $t_{ij}^{(n)}$, а также известных функциях $f_{ij}(K_{ij})$. Условие $(i,j) \in \Gamma$ означает, что в графе Γ имеется дуга (i,j) , причем работа, соответствующая этой дуге, не может быть начата раньше достижения состояния (вершины) i . Выражение (3) определяет ограничения на число исполнителей; в любой момент t реализации проекта число работающих не более K . Кроме того, каждая работа выполняется без перерывов (число выделенных для ее выполнения исполнителей остается постоянным). Расчеты производятся методом ветвей и границ [1]. Основная идея метода – последовательное разбиение всего множества возможных решений задачи на подмножества, оценивание нижней границы целевой функции для полученных подмножеств решений, переход к последующему разбиению подмножества с наименьшей оценкой нижней границы целевой функции. Процесс перебора завершается при нахождении решения, значение целевой функции для которого не превосходит оценок нижних границ целевой функции подмножеств других решений задачи.

При удачном выборе способа нахождения оценок нижних границ целевой функции для подмножеств решений метод ветвей и границ дает существенное сокращение объемов перебора решений.

Таким образом, технология решения данной задачи имеет следующий вид:

Исходные данные, последовательность выполнения работ, задаются в среде «Microsoft Project» в виде сетевого графика.

Эксперты определяют длительности выполнения каждой работы, при определенном количестве исполнителей, выделенных для выполнения этой работы, эти длительности являются детерминированными величинами.

На основе этих данных по методу PERT выполняется оценка математического ожидания длительности каждой работы при определенном числе исполнителей, назначенных на эту работу: Оптимистическая оценка, соответствующая наиболее благоприятным условиям выполнения работы, такая оценка дает минимально возможную длительность. Пессимистическая оценка, соответствующая наименее благоприятным условиям выполнения работы, такая оценка дает максимально возможную длительность. Наиболее вероятная оценка, соответствующая усредненным условиям выполнения работы. Предполагается, что в интервале между оптимистической (а) и пессимистической (b) оценками заключены все возможные длительности работы. Наиболее вероятная оценка (m) необязательно совпадает со средней точкой отрезка $(a+b)/2$ и может находиться справа или слева от этой точки. Считается, что продолжительность каждой работы подчиняется так называемому бета распределению с модой в точке m и концами в точках а и b.

Полученные данные о длительности выполнения работ при определенном числе исполнителей, назначенных на эту работу, а также последовательность выполнения работ экспортируются в программу распределения ресурсов, которая в свою очередь с помощью метода ветвей и границ находит наиболее оптимальные варианты выполнения проекта за минимальное время. Таким образом, гибкие процедуры планирования сочетаются с математическими методами определения оптимального распределения трудовых ресурсов.

1. Седжвик Роберт. Фундаментальные алгоритмы на C++. Алгоритмы на графах. – СПб: ООО «ДиаСофтЮП», 2002

МЕТОД ПРЕДОТВРАЩЕНИЯ КОЛЛИЗИЙ В АНАЛИЗАТОРАХ ТЕКСТА ПОИСКОВЫХ СИСТЕМ

Годкин Г.А., Иванов А.Г

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

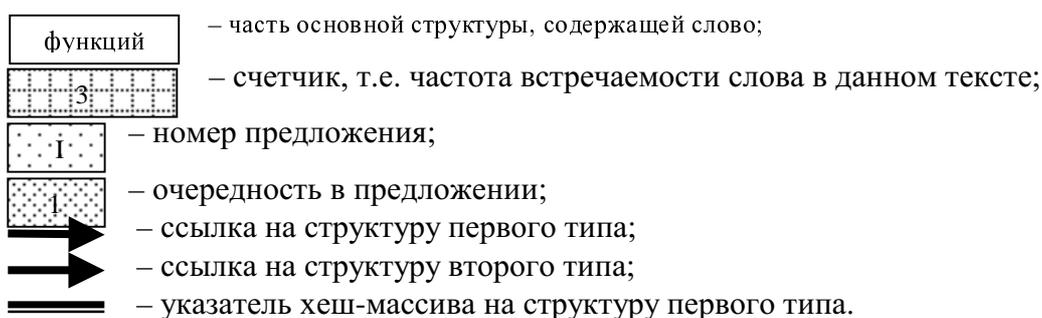
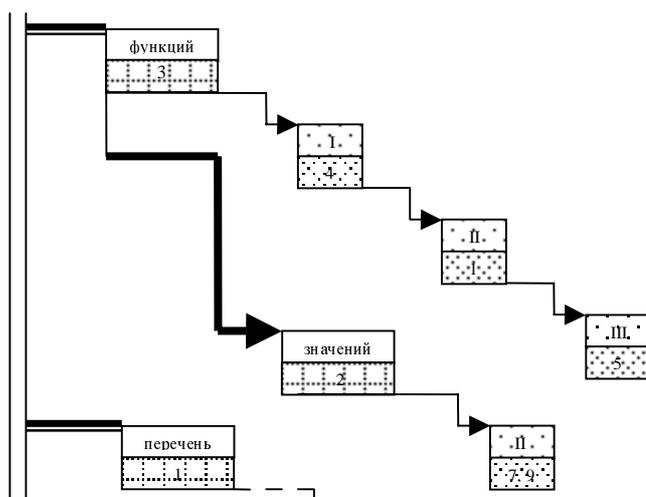
В работе предложен алгоритм обработки текстовой информации в поисковых системах, предоставляющих доступ к коллекции слабоструктурированной информации.

Главной задачей поисковых систем является нахождение ответа на вопрос как «найти страницу, которая больше других дает информации по запросу пользователя, причём предоставляет эту информацию удобнее, точнее и наиболее авторитетна», то есть целью является приближение к тому выбору «лучшей страницы», который сделал бы эксперт в данной области. Самой важной подзадачей решения данной проблемы является разработка эффективных подходов к обработке текстов с целью фильтрации, формирования смыслового портрета и навигации по базе. Существующие подходы к анализу текстов можно разбить на два класса. К первому классу относятся простые, быстрые, не зависящие от языка и предметной области, грубые механизмы анализа, использующие статистические методы. Второй класс даёт хорошие результаты, но сравнительно медленные решения, зависящие от языка и предметной области, и основаны на лингвистических методах.

В качестве оптимального текстового анализатора, создан анализатор, основанный на алгоритме хеширования с применением для предупреждения коллизий метода отдельного связывания [1], который сочетает в себе быстроту и независимость от языка алгоритмов первого класса с высоким качеством обработки второго. В основе предложенного в работе алгоритма обработки слов текста лежат две структуры. Первая структура является базисом при реализации данного алгоритма и включает в себя следующие параметры: указатель на слово; счетчик количества в тексте каждого из слов; указатель на вторую структуру; ссылка на структуру первого типа. Последний параметр и обеспечивает механизм предотвращения коллизии. В работе предложена следующая схема, в которой а) исходный текст, б) пример нумерации предложения и слов в тексте:

а)	«В этом разделе рассматриваются функции преобразования строк из библиотеки утилит общего назначения. Эти функции преобразуют строки цифр в целые значения и значения с плавающей точкой. На рис. 8.5. приведен перечень функций преобразования строк»
б)	<p>I) 0) В 1) этом 2) разделе 3) рассматриваются 4) функции 5) преобразования 6) строк 7) из 8) библиотеки 9) утилит 10) общего 11) назначения.</p> <p>II) 0) Эти 1) функции 2) преобразуют 3) строки 4) цифр 5) в 6) целые 7) значения 8) и 9) значения 10) с 11) плавающей 12) точкой.</p> <p>III) 0) На 1) рис. 2) 8.5. 3) приведен 4) перечень 5) функций 6) преобразования 7) строк.</p>

В работе также предложен следующий уникальный метод построения блок-схемы структуры на примере слов «функций» и «значений», имеющих один адрес:



Второй тип является вспомогательным для первого и придает следующие характеристики данному слову:

- содержит данные о номере предложения, где было найдено рассматриваемая единица измерения;
- массив, содержащий порядок его очереди в данном предложении;
- переменную, регулирующую объем массива.

Необходимо подчеркнуть, что в работе учитывается возможность многократной встречи слова в одном предложении. Основой структуры данного типа является номер предложения. Если же единица текста найдена еще и в другом предложении, то в работе предложено создать следующую структуру этого же типа, вследствие чего на каждом уровне образуется связный список.

Предлагаемый в работе подход к анализу текстовой информации обладает достаточным быстродействием и не зависит от языка и предметной области, но в отличие от большинства алгоритмов обработки текстов, реализованных на основе статистического подхода, имеет следующие составляющие, придающие характеристику слова:

- счетчик, т.е. частота встречаемости слова в данном тексте;
- идентификатор предложения;
- очередность в предложении.

Данный подход является довольно гибким, поскольку, выявляются связи между словами и полученная информация представляет собой частотный портрет текста, который может быть визуализирован в виде сети слов и их связей. Универсальность рассматриваемого метода обусловлена также и тем, что на основе имеющихся данных мы

можем внедрить несколько алгоритмов поверх него, которые не будут противоречить друг другу и в тоже время учитывали разные свойства текста. Одним из таких примеров могут быть технологии нейронных сетей.

1. Седжвик Роберт. Фундаментальные алгоритмы на C++. – Спб: ООО «ДиаСофтЮП», 2002.

УДК 621.391

САМОПОДОБИЕ ТЕЛЕТРАФИКА

Пасека О.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Телетрафик – это понятие, которое можно определить как движение информационных потоков в информационных системах [1]. Теория телетрафика изучает закономерности и количественное описание информационных потоков. Основной математической моделью процессов, описывающих трафик в телекоммуникационных сетях, является случайный поток данных. Поток как случайный процесс характеризуется своими статистическими свойствами. Чаще всего используются: плотность вероятности поступления данных за период, плотность вероятности интервалов между поступлениями данных и автокорреляционная функция.

Многочисленные современные исследования телетрафика свидетельствуют о том, что он обладает свойством самоподобия. Простейшим самоподобными объектами являются фракталы. Согласно определению Мандельброта: "фрактал – структура, состоящая из частей, которые в каком-то смысле подобны целому" [2]. Поэтому самоподобные процессы часто называют фрактальными. Неформально самоподобный процесс определяется как случайный процесс, статистические характеристики которого проявляют свойства масштабирования. Важнейшим параметром, характеризующим степень самоподобия, является параметр Херста (Hurst) H , определяемый для временного ряда $X_k=1,2, \dots, K, \dots, N$ из соотношения

$$R/S = (a \cdot N)^H,$$

где $R = (\max(X_k) - \min(X_k))$ - размах отклонения;

$$S = \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{k=1}^N (x_k - \bar{x})^2}$$
 - стандартное отклонение,

N - число членов временного ряда (текущее значение объема выборки), a - константа.

Используя значение показателя Херста H , выделяют три типа случайных процессов:

$0 \leq H \leq 0,5$ - случайным процесс является антиперсистентным, или эргодическим, рядом, который **не обладает самоподобием**, для него характерна знакопеременная тенденция в сочетании с относительно высоким уровнем зашумленности;

$H = 0,5$ - полностью случайный ряд, аналогичный случайным смещениям частицы при классическом броуновском движении;

$H > 0,5$ - персистентный (самоподдерживающийся) процесс, который обладает длительной памятью и является самоподобным, характерно сохранение наблюдаемой тенденции в сочетании с относительно низким уровнем зашумленности.

Дополнительно следует отметить, что самоподобный процесс часто носит взрывной (burst) характер, что выражается в возможности наличия выбросов во время относительно низкой скорости поступления событий. Применительно к трафику самоподобие выражается в неизменности поведения при изменении временных масштабов наблюдения и сохранения склонности к всплескам при усреднении по шкале времени.

На сегодняшний момент известен ряд существенных недостатков алгоритма управления потоком протокола TCP:

Для оценки доступной пропускной способности алгоритм управления потоком TCP постоянно увеличивает скорость отправки сегментов, искусственно вызывая перегрузку сети. Это приводит к частым потерям пакетов и, при устойчивом переполнении буферов, к увеличению задержек сегментов в сети.

TCP интерпретирует потерю сегмента как признак перегрузки сети и реагирует на любую потерю данных снижением скорости передачи, что ведет к существенным ограничениям эффективности TCP в сетях, где вероятность потери сегментов из-за возникновения ошибок отлична от нуля. Это относится ко всем беспроводным сетям.

Устранение приведенных выше недостатков TCP является темой большого числа исследований. Т.о., важнейшей задачей является разработка нового транспортного протокола в рамках архитектуры TCP/IP, который был бы более эффективен, чем TCP.

С целью изучения основных статистических свойств реального трафика был проведен анализ экспериментальных данных. Объектом изучения являлся радиоканал протокола TCP, в котором были осуществлены по 10 сеансов передачи данных со скоростями потоков 600-1460, 1000-800, 1400-250, 1600-96, 1800-48, где первое число означает количество передаваемых за 1 с пакетов, а второе - длину каждого пакета в байтах. Было измерено время передачи пакетов в каждом из сеансов, затем они были обработаны программой FRACTAN 4_3 (<http://impb.psn.ru/~sychyov/html/soft.shtml#theory>), которая позволяет рассчитывать автокорреляционную функцию, корреляционную энтропию, корреляционную размерность, показатель Херста. Показатель Херста был усреднен по 10 сеансам для каждого из 5 типов потоков и на основании этих расчетов построена зависимость H от битовой скорости нагрузочного потока (рис. 1).

Из анализа результатов эксперимента и изученной литературы можно сделать следующие выводы:

Рис. 1. Зависимость H от битовой скорости нагрузочного потока



- в современных моделях фрактальную структуру потоков передачи данных связывают с алгоритмом ТСП сеансов, а не со свойствами канала,
- результаты проведенной работы свидетельствуют о существенных изменениях структуры потока при различных режимах работы канала и позволяют разрабатывать методы демпфирования взрывной структуры телетрафика дополнительной стохастизацией параметров канала,
- дополнительные исследования самоподобной структуры в каналах с турбоуплотнением потоков подтверждают приоритетное влияние параметров канала на формирование фрактальной структуры потоков данных.

1. Крылов В.В., Самохвалова С.С. Теория телетрафика и ее приложения.- СПб.: БХВ-Петербург, 2005.
2. Федер Е. Фракталы. - М.: Мир, 1991. -254 с.

УДК: 620.186

ИНТЕРНЕТ-УСТРОЙСТВА ДЛЯ НАУЧНЫХ И УЧЕБНЫХ ЗАДАЧ

***Добринин А. А, Яминский И. В.*

МГУ им. М.В. Ломоносова физический факультет

Несколько лет назад Центром перспективных технологий был разработан сканирующий зондовый микроскоп «Фемтоскан Онлайн», который стал первым в мире сканирующим микроскопом с удалённым доступом через Интернет [1]. Этот прибор является инструментом для зондовой микроскопии с уникальными коммуникационными возможностями. Устройство позволяет легко реализовать лабораторную работу для студентов, которая может проводиться через Интернет. На основе микроскопа реализована новая лабораторная работа по изучению морфологии и жёсткости плёнок трёхблочного блок-сополимера стирол-бутадиен-стирол. В этой работе студенты прежде всего знакомятся с техникой сканирующей зондовой микроскопии и проводят изучение топографии поверхности в реальном времени, используя различные методики и режимы работы микроскопа. В результате анализа полученных данных студенты вычисляют относительную высоту блоков, число молекул в одном домене, локальный модуль эластичности и другие параметры.

Конечно, такая технология хорошо подходит для таких лабораторных работ с большим числом практических задач и изучаемых объектов. Но сканирующий зондовый микроскоп – это прежде всего научный прибор и поэтому слишком дорог для таких целей. Для таких целей следует использовать более простые приборы, но построенные на основе тех же идей.

В этом докладе мы как раз и хотим представить такие компьютерные устройства, а также рассказать о лабораторных работах, которые могут быть реализованы на базе этих устройств.

Эти устройства позволяют управлять простой экспериментальной установкой через Интернет или локальную компьютерную сеть. Это актуально, когда необходимо реализовать одновременный доступ нескольких пользователей к одной экспериментальной

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

установке. Во многих задачах это позволит снизить конечную стоимость прибора и реализовать более удобный доступ к оборудованию, поскольку для этого нужен всего лишь компьютер с доступом в Интернет и соответствующее программное обеспечение.

Первое устройство представляет собой микроконтроллер, полностью управляемый с компьютера посредством интерфейса USB. Программное обеспечение построено по принципу «клиент-сервер». Серверная программа обеспечивает управление прибором, а клиентская - взаимодействие с конечным пользователем. Главной особенностью клиентской программы является гибкий графический интерфейс пользователя, который позволяет пользователю самостоятельно создать собственный интерфейс или выбрать из имеющихся интерфейсов, наиболее подходящий для задачи. Сам прибор обладает следующими возможностями: позволяет управлять шаговым двигателем, включать/выключать различные приборы, принимать и передавать аналоговые и цифровые данные от других приборов.

Самым простым применением такого прибора является изучение растяжения и сжатия полимерного образца. Добавление возможности изменения температуры позволит получать термомеханические кривые для полимерных образцов.

Схема такой экспериментальной установки показана на рис. 3. Шаговый двигатель с нажимным винтом позволяет управлять положением левого конца образца. При этом нет необходимости измерять это положение в процессе эксперимента, поскольку шаговый двигатель обеспечивает после соответствующей калибровки точное положение образца. Датчик натяжения передаёт данные на вход аналогово-цифрового преобразователя, которые после оцифровки передаются в компьютер.

Также легко можно построить другую установку, которая позволит изучать оптические свойства различных образцов. Схема такой установки показана на рис. 4. Здесь шаговый двигатель управляет поворотом анализатора. Установка позволяет получать поляризацию света, прошедшего через поляризатор и изучаемый объект. Для анализа прошедшего светового пучка можно использовать обычный световой датчик (фототранзистор), что позволит измерять интенсивность прошедшего света или веб-камеру для получения большей информации.

Таким образом, показано как одно устройство позволяет легко и быстро сконструировать различные экспериментальные установки, решая тем самым задачу создания простого устройства для проведения экспериментальных работ через Интернет.

1. I.V. Yaminsky, A.S. Filonov, A.V. Bolshakova, M.O. Gallyamov, O.I. Kiselyova,
2. A.V. Shishlova. Internet Outlook into the Microworld: From Atoms and Molecules to Living Cells. Proceedings of the European Distance Education Network – Lomonosov Moscow State University Conference "Information and Communication Technologies and Human Resources Development: New Opportunities for European Co-operation. 3-5 October 1999, Moscow, Russia. p. 236-237.
3. A. V. Bolshakova, A .S. Filonov, M. O. Gallyamov, D. Yu. Gavrillko, E. V. Dubrovin, O. I. Kiselyova, A. M .Lomonosov, E. B. Meshkov, I. V. Yaminsky. Open Experimental Internet Practical Studies in Nanoscopy of Polymers and Biomacromolecules. Phys. Low-Dim. Struct., 3/4, 113-118 (2003).
4. A.V. Bolshakova, N.I. Nikanorova, I.V. Yaminsky. Practical studies in nanoscopy of blockcopolymers. MSU. 2002 – 16 p.

УДК 53.08

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ УСТАНОВОК ПО СКАНИРОВАНИЮ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ ДЛЯ ОБРАБОТКИ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА ДАННЫХ И ДЛЯ УЧЕБНЫХ ЦЕЛЕЙ

Давыдов Д.А., Публиченко П.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Новые автоматизированные методы существенно упростили и ускорили обработку данных с эмульсионных детекторов. Кроме ускорения, автоматизация измерений позволяет обрабатывать большие массивы экспериментальных данных и существенно улучшает их статистическую обеспеченность, а также предопределяет разработку проектов новых экспериментов, предполагающих использование крупнообъемных мишеней, эмульсионных и твердотельных трековых детекторов большой площади. Так в эксперименте “OPERA” [1] по прямому наблюдению осцилляций нейтрино, подготовка к которому сейчас входит в завершающую стадию, будут использованы эмульсионные пластины общей площадью около 120000 м^2 . В обработке данных с этого эксперимента будет задействовано большое количество мощных сканирующих комплексов, в том числе действующий в ФИАНе им. Лебедева комплекс “ПАВИКОМ” [2, 3].

В этой связи крайне насущной становится проблема увеличения количества ученых, имеющих соответствующий уровень подготовки и способных работать на автоматизированной технике такого класса. Большая часть студентов, занимающихся сейчас физикой высоких энергий, при обучении получает представление лишь об ручных методиках обработки данных с трековых детекторов. В 2005 году на базе комплекса ПАВИКОМ и физического практикума Физического факультета МГУ была подготовлена новая учебная работа по определению энергии нейтронов, проходящих через ядерную эмульсию, которая дает возможность приобрести начальные навыки автоматизированной обработки трековых детекторов. Ранее студенты, при выполнении одной из работ на практикуме, исследовали облученную нейтронами эмульсию с помощью оптических микроскопов, визуально находили и фиксировали треки частиц. При подготовке новой работы было проведено сканирование исследуемых эмульсионных пластин, а также написано программное обеспечение, позволяющее изучать отсканированный материал на экране компьютера. Эта работа может быть включена в учебный процесс студентов физических факультетов.

1. <http://operaweb.web.cern.ch/operaweb/documents/archive//proposalfinal.pdf>
2. Калинин С.А., Мартынов А.Г., Фейнберг Е.Л. и др. “Полностью автоматизированный комплекс ПАВИКОМ” “Наука-производству”, № 12, 2000, стр.29.
3. Aleksandrov A.B., Apacheva I.Yu., Feinberg E.L. et al, “Completely Automated Measurement Facility (PAVICOM) for Track-Detector Data Processing” Nuclear Instruments&Methods in Physics Research, A, 535 (2004) 542-545.

УДК 539.12.08

КОМПЛЕКС ИНТЕРАКТИВНОГО ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ДАННЫХ, ПОСТУПАЮЩИХ С ДЕТЕКТИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ

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

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Неотъемлемой частью любого современного большого ядерно-физического детектора являются системы управления и сбора данных. Система управления детектора обеспечивает его запуск и функционирование, контроль за состоянием детектора, обеспечивает удобный и развитый человеко-машинный интерфейс. Система сбора данных предназначена для реализации главной целевой функции детектора – фиксирование, обработку, накопление и хранение данных о физических событиях, для анализа которых и был создан детектор. Современная система сбора данных, как правило, обеспечивает возможность удаленной работы и интерактивный доступ к накопленной информации.

Примером системы сбора данных может служить комплекс программного обеспечения и набор аппаратных средств, созданный в качестве независимой подсистемы контроля темновых шумов ФЭУ детектора Борексино. Эта распределенная система предназначена для непрерывного мониторинга состояния детектора, а также накопления, хранения и доступа к данным о темновых шумах с целью их последующего анализа.

Программное обеспечение (ПО) системы контроля темновых шумов детектора Борексино состоит из 4 уровней: аппаратный уровень, уровень сбора данных, уровень обработки данных, уровень отображения данных. Исходя из выполняемых задач, в ПО делится на функциональные подсистемы: сбора данных, имитации, упаковки данных, оперативного контроля состояния детектора, анализа накопленных данных. Благодаря использованию механизма сокетов для обмена данными, физически разные уровни системы могут располагаться как на одном компьютере, так и быть распределены в сети Ethernet. Схема передачи данных изображена на рис.1., а общая схема ПО - на рис. 2.

Одним из основных компонентов программного обеспечения является модуль *dataserver*, предназначенный для обработки, временного хранения данных и их упаковки в базу данных с привязкой ко времени детектора, а также для выдачи обработанных данных по запросам клиентов. Важными требованиями при разработке этого модуля была надежность работы и сведение к минимуму риска потери данных. Кроме того, была реализована возможность гибкой настройки программы во время ее работы. Сохранение данных происходит в реляционную СУБД. Это позволяет использовать для первичного анализа данных стандартные приложения, имеющие доступ к СУБД, а также легко организовать экспорт данных в распространенные форматы.

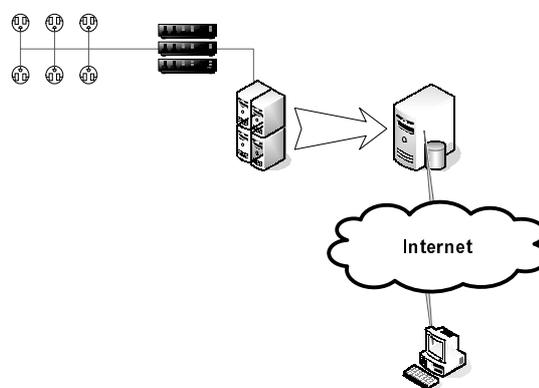


Рис. 1. Концептуальная схема системы контроля данных, поступающих с датчиков

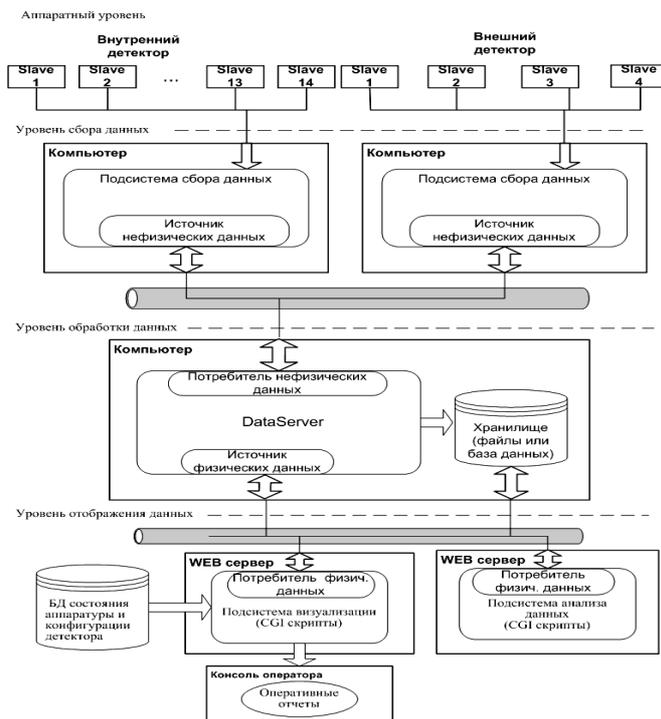


Рис. 2. Архитектура ПО системы контроля темновых шумов детектора Борексино.

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

Подсистема анализа накопленных данных делает возможным получить удобный доступ к базе данных темновых шумов посредством веб-интерфейса. Данная подсистема позволяет просто и быстро получать доступ к данным, собранным детектором Борексино, из любой точки мира, где есть Интернет, для их первичного

анализа и последующего экспорта в математические пакеты с целью поиска закономерностей в данных, корреляций между различными массивами данных. Это делает процесс обработки данных более эффективным, а так же упростит совместную работу учёных.

В перспективе систему, созданную в рамках проекта Борексино, можно использовать для контроля данных поступающих с любых типов детектирующих устройств. Например, это могут быть термодатчики, установленные в любой сложной технологической установке.

Самой главной проблемой функционирования описанной системы может стать нехватка вычислительных ресурсов компьютеров используемых в системе в настоящее время и скорости канала передачи данных. Например, объём данных, поступающий в день от ФЭУ в Борексино, равен примерно 34 млн. записей. Учитывая, что каждая запись может нести в себе важную информацию, сбои при накоплении данных крайне нежелательны. Поэтому в ближайшем будущем предстоит серьёзная работа по настройке способов обеспечения стабильной работы комплекса по контролю данных. А основной задачей на данный момент становится математическая обработка накопленной информации.

1. А.С. Чепурнов, Ф.Н. Недеогло, А.В. Этенко, А.А. Сабельников Применение программных и аппаратных компонент CAN технологии для управления ускорителями. "Вопросы атомной науки и техники", Украина, №2 2004
2. Сайты: <http://www.postgresql.org/> и <http://php.net/>
3. Borexino Collaboration «Science and technology of borexino: a real time detector for low energy solar neutrinos» // Astroparticle Physics, November 27, 2000
4. А.А. Сабельников, А.С. Чепурнов Исследование интенсивности одноэлектронных темновых шумов фотоумножителей детектора Борексино. Препринт ИАЭ-6305/15, Москва, 2003

УДК 539.12.04; 538.97Д405; 53:002

НЕЙТРОННОЕ РАДИОГРАФИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ И СПОСОБ ЕГО ОБРАБОТКИ

****** Колесников С.В., Новиков Д.В., Самосадный В.Т., Сержантова О.В.

Московский инженерно-физический институт

В последние годы, с развитием новых промышленных технологий, возрос интерес к методам неразрушающего контроля ответственных изделий, и в частности к нейтронной радиографии (НР).

Перспективы промышленного применения НР обусловлены в большой степени возможностью создания компактного, экологически безопасного оборудования, удовлетворяющего по своим весовым и габаритным параметрам требованиям, предъявляемым как к лабораторному, так и к промышленному оборудованию. [1]

Разработка программного обеспечения для обработки нейтронных радиографических изображений (НРИ) требует понимания принципа работы детектирующих систем, используемых для их получения. Разработанное программное обеспечение рассчитано на применение двухкоординатных систем детектирования построенных на основе ПЗС матриц и детекторов на основе энергонакапливающих люминофоров.

Формирование НРИ в ПЗС-матрице детектора осуществляется за счет взаимодействия нейтронного излучения с веществом люминесцентного экрана, расположенного перед ПЗС-матрицей, и при достаточно большом времени экспозиции в матрице формируется изображение исследуемого объекта [2].

Формирование НРИ при помощи детектора на основе энергонакапливающего экрана происходит за счет передачи части энергии вторичного излучения, возникающего при взаимодействии нейтронного излучения с веществом конвертора, экрану. Таким образом, происходит накопление энергии, излучаемой в виде люминесцентного излучения, интенсивность которого пропорциональна поглощенной энергии излучения [2].

Исходные НРИ, наряду с полезной информацией, содержат различного типа искажения, такие как выбросы яркости, возникающие из-за взаимодействия нейтронов с ПЗС-матрицей или энергонакапливающим экраном, низкое отношение сигнал/шум; обусловленное регистрацией рассеянного излучения, «размытие» границ объекта.

Для устранения дефектов НРИ требуются различные способы коррекции, последовательное применение которых позволяет добиться наилучших результатов [3].

При обработке НРИ становится возможным добиться коррекции яркости, контраста, цветокоррекции, устранить искажения типа дисторсия, смаз, расфокусировка. Так же после обработки становится возможным проведение измерений (анализ интерферограмм, гартманограмм, ФРТ и т.п.) и распознавание образов (распознавание дефектов) [4].

Созданное программное обеспечение для обработки НРИ написано на языке программирования Delphi со вставками, в виде библиотек, написанных на C++.

Данная программа способна выделять, редактировать, анализировать, обрабатывать 8-битовые, 16-битовые, 32-битовые, 64-битовые и 128-битовые изображения, которые могут принимать целые, вещественные и комплексные значения. Поддерживает "стек", серии изображений, которые работают в одном окне.

Программное обеспечение позволяет проводить геометрические преобразования (включая повороты на произвольный угол), логические и арифметические операции, фильтрацию, препарирование НРИ.

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

В основу алгоритмов обработки НРИ положены интегральные преобразования: свертка, преобразование Фурье. А также статистический метод, который основан на сложении двух и более НРИ с разными интенсивностями яркости, позволяющий устранить выбросы яркости.

В программе используются фильтры, необходимые для устранения дефектов и шумов НРИ, а также для выявления неконтрастных деталей: Sobel, Roberts, размытие, быстрое Фурье преобразование, медианный фильтр, маска контрастности и инверсия.

Может читать и записывать изображения во многих форматах, включая FIT, FF, IMG, TIF, JPG, BMP, JPG.

1. Радиография. Сб. статей, М., 1952. Л. В. Тарасов.
2. Mikerov V.I., Zhitnik I.A., Korneev V.V., Pertsov A.A., Tindo I.P., Ignat'ev A.P., Tukarev V.A. and Waschkowski W. A two-coordinate high-resolution detector for registering thermal neutron images. J. Moscow Phys. Soc., 2 (1992) 181-188.
3. Сойфер В.А. Компьютерная обработка изображений. Часть 2. Методы и алгоритмы // Соросовский образовательный журнал, 1996, №3
4. Сойфер В.А. Компьютерная обработка изображений. Часть 1. Математические модели // Соросовский образовательный журнал, 1996, №2

НЕЙРОСЕТЕВОЙ АЛГОРИТМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СИЛЬНО ЗАШУМЛЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Куйкин Д.К.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

На практике часто встречаются изображения, искаженные импульсным шумом. Причинами возникновения таких помех на изображении могут быть сбои в работе канального декодера, связанные с замиранием сигналов в канале связи или перемещением абонентов, шум видеодатчика, зернистость пленки и т.д. Хорошие результаты для сохранения перепадов оттенков, границ и локальных пиков яркости на искаженных импульсным шумом изображениях может дать применение медианных фильтров (МФ) [1].

Для устранения недостатков [2] медианного фильтра предложен ряд модификаций [3-5]. На сегодняшний день наибольший интерес у исследователей и разработчиков вызывает переключающаяся схема [3]. Идея данной модификации медианного фильтра основана на дополнительном шаге обнаружения импульсов (детектирование). После того как позиции импульсов обнаружены, для вычисления медиан или других локальных характеристик используются только неискаженные пиксели. На этапе обнаружения импульсов может быть применена нечеткая логика [4], самоорганизующиеся нейронные сети [5] и другие методы.

Целью работы является усовершенствование алгоритмов удаления импульсного шума. Предложенный алгоритм способен эффективно удалять такой шум даже из сильно зашумленных изображений, обладая при этом относительно низкой вычислительной сложностью.

Предлагаемый медианный фильтр с нейросетевым детектором (НПМ фильтр) использует переключающуюся схему для обнаружения зашумленных пикселей изображения.

При этом импульсный детектор состоит из двух блоков: первый блок – включает процедуру предварительного обнаружения импульсов и второй – процедуру нейросете-

вой коррекции предварительных результатов. Далее проводится процедура фильтрации с учетом информации, полученной на этапе нейросетевой коррекции.

Результаты моделирования показывают, что для модели импульсного шума типа «соль-и-перец» предложенный НПМ алгоритм демонстрирует лучшие результаты на всем диапазоне степеней зашумления. Кроме того, проведенные исследования свидетельствуют, что данный метод обладает высокой эффективностью при восстановлении изображений, искаженных импульсным шумом блочного характера и при высоких значениях плотности шума.

E-mail: dcslab@uniyar.ac.ru

1. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. – М.: Техносфера, 2005.
2. Pitas I., Venetsanopoulos A. Nonlinear Digital Filters: Principles and Applications. - Boston, MA: Kluwer, 1990.
3. Wang Z., Zhang D. Progressive Switching Median Filter for the Removal of Impulse Noise from Highly Corrupted Images // IEEE Trans. Circuits Systems – II. 1999. V. 46, № 1. P. 78-80.
4. Zhang D., Wang Z. Impulse Noise Detection and Removal Using Fuzzy Techniques // Electron. Lett. 1997. V. 33, P. 378-379.
5. Kong H., Guan L. A Neural Network Adaptive Filter for the Removal of Impulse Noise in Digital Images // Neural Networks. 1996. V. 9, №. 3. P. 373-378.

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС НА БАЗЕ ИВМ-РС

Летуновский С.В.

Филиал Ульяновского Государственного Университета в г.Димитровграде

Совершенствование технической базы учебных центров подготовки молодых специалистов является актуальной задачей и требует организационных усилий и материальных затрат. Снижение затрат без ущерба качества научного и учебного оборудования в современных рыночных условиях вполне обосновано. Этой цели мы и старались достичь. Наши исследования связаны с разработкой и созданием комплекса электронных схем и программного обеспечения для проведения спектрометрических и радиометрических измерений при проведении радиоизотопных исследований низкоактивных препаратов. Главной задачей являлось создание максимально недорогого и простого в изготовлении прибора, пригодного для применения как в учебном процессе, так и в исследовательских целях. Комплекс реализован на базе персонального компьютера ИВМ РС. Обычно для спектрометрических измерений используют специально изготовленные платы АЦП, но они достаточно дороги, поэтому был разработан приборный и программный комплекс, в котором вместо дорогостоящего АЦП используется стандартная звуковая плата персонального компьютера. Ее характеристики позволяют производить спектрометрические измерения с разрешением 4096 каналов, при загрузках до 500 имп/с. Использование более совершенных, а значит, более дорогих моделей звуковых карт позволит улучшить характеристики спектрометрических устройств. Базовый комплекс спектрометрического устройства включает в себя: блок детектирования ионизирующих излучений, специально разработанное устройство сопряжения с ЭВМ; звуковую плату; управляющее программное обеспечение. Специально разработанное устройство сопряжения с ЭВМ представляет собой усилитель-формирователь, который включается между блоком детектирования и входом звуковой карты. В задачу схемы входит преобразова-

ние формы импульсов в прямоугольную или трапециевидную, с фиксированной длительностью и амплитудой, пропорциональной входному спектрометрическому импульсу.

Для обработки информации с АЦП звуковой карты была разработана программа «Spectr». В задачу программного обеспечения входит управление АЦП звуковой карты, выделение отдельных импульсов из сигнала, их амплитудный анализ и построение гистограммы спектра анализатора. С целью самодиагностики и проверки аналоговых схем в программе реализован программируемый функциональный генератор, использующий ЦАП звуковой карты. Главной особенностью генератора является возможность создания входного импульса произвольной формы.

Разработанная схема спектрометра может быть использована при гамма-спектрометрических измерениях с относительно небольшой загрузкой, не более 500 имп/с, а также для альфа- и бета- спектрометрии низкофоновых проб. Основные затраты при создании комплекса могут быть связаны с приобретением тех или иных детекторов и изготовлением недорогих приспособлений к стандартному компьютеру IBM PC. При этом качество спектрометрии на средних и низких нагрузках не хуже получаемого с помощью дорогостоящего оборудования. Необходимо проведение дальнейших исследований с целью определения таких технических характеристик, как нелинейность спектрометрического тракта, мёртвое время, погрешность измеряемых величин, энергетическое разрешение по гамма- и альфа-линиям.

E-mail: grayser@rambler.ru

1. Григорьев В.А., Колюбин А.А. Логинов В.А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. Москва Энергоатомиздат 1988. с.92.
2. Дражавелидзе П., Марков Е. Программирование в Delphi 7. БХВ-Петербург, 2003

НЕЙРОПОДОБНЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ВОТЗ

Рыбальченко Н. А.

Морской государственный университет им. адм. Г.И. Невельского

Волоконно-оптическая томографическая задача (ВОТЗ) представляет собой метод восстановления информации о параметрах физических полей (температурных, деформационных и др.), по данным, снимаемым с волоконно-оптических измерительных линий (ВОИЛ), уложенных в соответствии с выбранной схемой сканирования и образующих волоконно-оптическую измерительную сеть (ВОИС). ВОИС вместе с устройствами ввода оптического излучения и обработки снимаемой информации образуют волоконно-оптическую измерительную систему. В связи с тем, что оптические сигналы на выходе ВОИЛ образуют массив данных, содержащий информацию о параметрах физических полей, чрезвычайно важным является оперативная обработка изменяющихся оптических сигналов со всех ВОИЛ измерительной системы. В данной работе даётся краткий обзор реализованных нейроподобных методов (НМ) для решения ВОТЗ.

Вычислительные методы, разработанные в настоящее время для решения ВОТЗ, можно условно разделить на алгебраические (АМ), интегральные (ИМ) и нейроподобные методы. АМ решения ВОТЗ называется группа вычислительных методов, в которых дискретизация таких задач осуществляется в начале их применения для решения ВОТЗ, за счет чего дальнейшее описание этих методов производится в дискретной форме. ИМ решения ВОТЗ называется группа вычислительных методов, в которых всё рассмотрение проводится в непрерывной форме, а дискретизация, необходимая для пе-

рехода от непрерывного к дискретному случаю, производится на конечном этапе непосредственной реализации метода решения ВОТЗ. НМ решения ВОТЗ называется группа методов, использующих аппарат нейронных сетей.

НМ обладают рядом положительных свойств, наиболее важными из которых, применительно к ВОТЗ, являются свойства адаптации и обобщения. Свойство адаптации НМ к конкретным условиям задачи является результатом её обучения. Обобщение обученной НМ заключается в том, что она может решать ВОТЗ для первоначально неизвестных для неё распределений, принадлежащих к тому же классу, что и использовавшиеся при обучении.

Среди наиболее часто применяемых к решению ВОТЗ типов НМ можно отметить НМ типа персептрон и сети с обратной связью (сети Хопфилда).

НМ типа персептрон представляет собой однонаправленную НМ, состоящую из нескольких слоёв, передача информации в которой производится только в одном направлении, от входного слоя к выходному, причем нейроны одного слоя связаны только с нейронами последующего, по ходу распространения информации, слоя и не связаны друг с другом в одном слое. Персептроны бывают однослойными, имеющими простую, прозрачную архитектуру и ограниченные возможности, и многослойными, решающие более сложные ВОТЗ.

Сети с обратной связью, впервые разработанные Хопфилдом для пороговой функции активации, особенны тем, что отклик сети является динамическим, т. е. вычисленный выход циклически модифицирует вход НМ до получения требуемой точности восстановления информации. Сети Хопфилда по признаку стабилизации выхода или его непостоянства разделяются соответственно на устойчивые и неустойчивые сети.

В настоящее время ведутся разработки НМ на основе нейронных сетей Кохонена и адаптивного резонанса для решения ВОТЗ.

E-mail: nelly@msun.ru

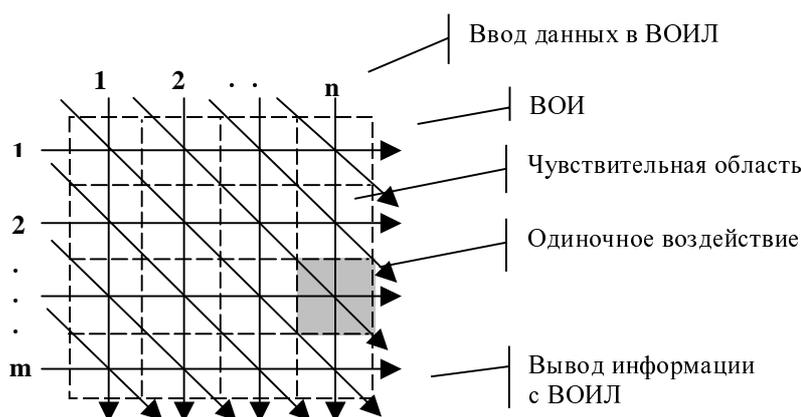
ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ГРУПП К ВОТЗ

Рыбальченко Н.А.

Морской государственный университет им. адм. Г.И. Невельского

В настоящее время теория групп (ТГ) применяется во многих научных областях. В качестве примеров можно назвать кристаллографию, квантовую механику, атомную и ядерную физику, теорию проводников и др. В данной работе описывается возможность применения ТГ к волоконно-оптической томографической задаче (ВОТЗ). ВОТЗ называется метод восстановления информации о параметрах природных или искусственных физических полей, распределённых на некоторой площади, которые в дальнейшем будем называть исследуемыми областями (ИО), по информации, снимаемой с волоконно-оптических измерительных линий (ВОИЛ), уложенных в соответствии с выбранной схемой сканирования и образующих волоконно-оптическую измерительную сеть (ВОИС) с размерностью $n \times m$, которая вместе с устройствами ввода и обработки этой информации образует волоконно-оптическую измерительную систему (рис.1).

Пересечения ВОИЛ формируют чувствительные области, так называемые элементы изображения (ЭИ). Информация с ВОИС определяется внешним воздействием

Рис.1. Исследуемая область с размерностью $n \times m$

физического поля на ИО. Вообще говоря, размерность ИО может превышать $2 \cdot 10^3$, при этом заметим, что при размерности 3×3 количество расположений одиночного, двоичного и троичного внешних воздействий на ВОИС равняется соответственно 9, 36, 84, а при размерности 10×10 количество расположений равно уже 100, 4950, 161700 соответственно. Рассматривать такое количество ИО очень затруднительно, поэтому разумным является применение ТГ. Дадим нестрогое определение группы. Пусть G – некоторое множество элементов, при этом под элементами множества G будем понимать ИО. Пусть на множестве G задана некоторая операция, для определённости будем называть её умножением, которая означает, что для любых двух элементов из множества G , заданных в определённом порядке, есть третий элемент, также принадлежащий множеству G . G называется группой, если выполняется три условия: заданная операция умножения ассоциативна, существует нейтральный элемент, принадлежащий множеству G и для любого элемента из множества G существует обратный. Все ИО с размерностью 3×3 , 4×4 для одиночного, двоичного и троичного внешних воздействий разбиты на классы эквивалентности, при этом каждый класс образован циклическими вращениями ЭИ вокруг оси S_4 , проходящей через центр ИО. Дальнейшие разработки позволят дать полное групповое описание всех ИО для ВОТЗ.

Автор выражает признательность доценту, к.ф.-м.н. Денисову И.В. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: nelly@msun.ru

КОМБИНИРОВАННЫЙ ПОДХОД ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ИСКАЖЕННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ШУМОМ

Бекренёв В.А., Куйкин Д.К.

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова,

Известно, что хорошие результаты для сохранения перепадов оттенков, различных границ и локальных пиков яркости на искаженных импульсным шумом изображениях может дать применение фильтров, основанные на ранговых статистиках [1].

Анализ источников по практическому применению медианных фильтров показывает, что недостатками данного метода обработки являются [1, 2]:

- ослабление сигнала, что проявляется на изображении в виде размытых контуров деталей;

- повреждение неискаженных (“хороших”) пикселей изображений;

- при большой плотности зашумления изображения медианный фильтр оставляет большое число не исправленных пикселей.

В случае униполярного импульсного шума целесообразнее применять другие фильтры, основанные на ранговой статистике. А именно, фильтры максимума и минимума

Целью данной работы является сравнительный анализ двух методов удаления импульсного униполярного шума: медианного и комбинированного. Комбинированный подход основан на последовательном применении к зашумленному изображению фильтров минимума и максимума.

В ходе работы была получена зависимость среднеквадратичной ошибки (СКО) восстановленного изображения “Baboon” от плотности униполярного импульсного шума “salt” (таблице 1). Аналогичные результаты получены и для униполярного шума “pepper”.

Таблица 1

ПШ	0	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50
МФ	294	316	368	513	812	1408	2366	3711	5493	7493	9656
КММФ	524	509	496	483	468	457	449	452	476	554	740

Здесь: ПШ – плотность импульсного униполярного шума; МФ – медианный фильтр; КММФ – комбинированный минимально-максимальный фильтр.

Анализируя полученные результаты можно сделать следующие выводы:

- предложенный комбинированный подход позволяет значительно лучше удалять импульсный униполярный шум даже при высокой плотности последнего;

- последовательное использование фильтров минимума и максимума (или наоборот) незначительно искажает детали изображения;

Предложенный комбинированный метод является простым и эффективным средством для удаления импульсного униполярного шума высокой плотности.

1. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. Москва: Техносфера, 2005.-1072с.
2. Хрящев В.В., Соколенко Е. А., Звонарёв П.С., Куйкин Д. В. Усовершенствование алгоритмов восстановления изображений на основе ранговой статистики // Докл. 7-й Междунар. конф. «Цифровая обработка сигналов и ее применение», Москва, 2005. с. 304-306.

ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ПЛАМЕНИ С ПОМОЩЬЮ ПК

Волков Д.В.

Чувашский государственный педагогический университет им. И.Я. Яковлева

Излучение пламени является результатом сложных физико–химических процессов, происходящих в разных зонах. Характер излучения стехиометрических пламен является селективным. Для богатых углеводородами пламен характерно образование частиц сажи. В высокотемпературных областях пламени частицы сажи светятся. излу-

чение такого пламени складывается из излучения газовой компоненты пламени и излучения частиц. Оказывается, что излучение частиц сажи является преобладающим по сравнению с излучением молекул газов.

Аналогично ведут пламена конденсированных систем, в состав которых входят углеводороды разной природы и окислители. Если химический состав имеет отрицательный кислородный баланс, то особенно в центральных областях факела наблюдается сажеобразование.

Целью настоящей работы является изучение распределение яркости пламен, богатых частицами углерода на базе созданной в лаборатории установки.

Конденсированная система представляет собой цилиндрическую таблетку, состоящая из порошков полиметилметакрилата (ПММА) и перхлората аммония (ПХА) стехиометрического состава. Предварительно перемешанные порошки засыпаются в пресс-форму и прессуются под удельным давлением 1000 кГ/см^2 . Для наблюдения свечения частиц углерода в смесь добавляется ламповая сажа марки ЛМ – 15 до 5% сверх 100%. Сжигание бронированных по боковой поверхности образцов производится в атмосфере воздуха при нормальном давлении.

Оптический датчик (фотодиод ФД-3), установленный в узкую металлическую трубку пронесется в диаметральной плоскости на некотором удалении от пламени. Каретка, на которой установлен фотодатчик, движется с постоянной скоростью. Датчик вырезает излучение участка пламени площадью $3 \times 3 \text{ мм}^2$.

Сигнал фотодатчика усиливается операционным усилителем типа 140УД6 и через микроконтроллер PIC12F675-I/P со встроенным АЦП подается на СОМ порт персонального компьютера. Значения сигнала фотодатчика с интервалом 165 мкс оцифровываются и фиксируются в памяти компьютера в виде отдельного файла. Полученный массив обрабатывается с помощью математического пакета типа MathCad, а результаты представляются в виде распределения яркости участков пламени от координаты в диаметральной плоскости. Микроконтроллер прошивается, с помощью программы IC-Prog.

Свечение пламени без добавок сажи почти отсутствует в видимой части спектра и ею можно пренебречь. Распределение яркости пламени с добавками сажи имеет вид:

$$L = A\sqrt{R^2 - y^2},$$

где R – радиус пламени, y – текущая координата сканирования пламени фотодатчиком. Коэффициент A линейно зависит от массовой концентрации введенного в образец сажи. Распределение яркости вдоль диаметральной плоскости можно идентифицировать как излучение объемного источника света с равномерно распределенными светящимися частицами.

Данная установка позволяет изучать излучение осесимметричных светящихся пламен и по распределению яркости с применением методов одноракурсной томографии находить распределение светящихся частиц в пламени.

Автор выражает признательность доценту, к.ф.-м. н. Ксенофонтову С. И. за помощь в подготовке тезисов

E-mail: vdmvcheb@mail.ru

МАГНИТИЗМ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ

Председатель подсекции

проф. д.ф.-м.н. Шалыгина Елена Евгеньевна

ДИНАМИКА ВЕКТОРОВ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СЛОИСТЫХ СИСТЕМАХ. РОЛЬ БИКВАДРАТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Знаменская Н.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Активное изучение магнитных многослойных структур связано с выяснением природы механизмов обменного взаимодействия, а также большим потенциалом слоистых магнетиков для прикладных вопросов.

В работе [1] рассмотрена модель связанных ротаторов при исследовании нелинейной динамики векторов намагниченности двухслойной магнитной системы с межслоевым обменным билинейным и биквадратичным взаимодействиями. На основе численного решения уравнений движения были найдены стационарные состояния и проведен анализ их устойчивости в изотропном и анизотропном случаях, получены бифуркационные переходы в зависимости от величины биквадратичного взаимодействия.

Значительное внимание исследователей уделяется механизму биквадратичного взаимодействия между векторами намагниченности в слоистых системах, поскольку природа его возникновения до сих пор остается неясной. Экспериментальные исследования поведения констант обменного взаимодействия между слоями магнитных структур с редкоземельными элементами, [2], показали, что в зависимости от толщины немагнитного спейсера, разделяющего магнитные слои, константа биквадратичного взаимодействия может превышать коэффициент билинейного взаимодействия для определенной области параметров системы.

В настоящей работе исследуется динамика системы двух взаимодействующих магнитных слоев анизотропных магнетиков при наличии сильного биквадратичного взаимодействия на основе модели связанных ротаторов.

Моделируемая структура описывается на основе гамильтониана:

$$H = \sum_{i=1}^2 \left[\frac{\alpha}{2} (M_{ix}^2 + M_{iy}^2) + \frac{\beta}{2} M_{iz}^2 \right] + J^{bl} (\vec{M}_1, \vec{M}_2) + J^{bq} (\vec{M}_1, \vec{M}_2)^2$$

Уравнения движения имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}_1}{dt} &= (\beta - \alpha)(\vec{n}\vec{M}_1)[\vec{n} \times \vec{M}_1] + (J^{bl} + 2J^{bq}(\vec{M}_1, \vec{M}_2))[\vec{M}_2 \times \vec{M}_1] \\ \frac{d\vec{M}_2}{dt} &= (\beta - \alpha)(\vec{n}\vec{M}_2)[\vec{n} \times \vec{M}_2] + (J^{bl} + 2J^{bq}(\vec{M}_1, \vec{M}_2))[\vec{M}_1 \times \vec{M}_2], \end{aligned}$$

где \vec{M}_1, \vec{M}_2 - вектора намагниченности, J^{bl}, J^{bq} - константы взаимодействия, α, β - константы анизотропии, \vec{n} - единичный вектор нормали.

Из анализа фазовой диаграммы следует, что преобладание биквадратичного взаимодействия $(|J^{bq}| > |J^{bl}|)$ в определенной области параметров системы приводит к возникновению энергетически выгодных состояний со «скрещенными» векторами намагниченности слоев, что согласуется с экспериментальными данными, [3].

e-mail: nznam@mail.ru

1. B.Esser, V.Rzhevskii. Phys.Rev. **B 72**, 012410, (2005).
2. G.Suciu, J.C.Toussaint, J.Voiron. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **240**, 229, (2002).
3. N.S.Almeida, D.L.Mills. Phys.Rev. **B 52**, 13504, (1995).

УСИЛЕНИЕ МАГНИТОРЕФРАКТИВНОГО ЭФЕКТА В ЭКРАНЕ СОЛСБЕРИ С МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫМ ПОГЛОЩАЮЩИМ СЛОЕМ

Борискина Ю.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Институт теоретической и прикладной электродинамики ОИВТ РАН,
Технологический Университет Тояхаши, Япония*

Магниторефрактивный эффект (МРЭ) - новый магнитооптический эффект [1,2], проявляющийся в значительном изменении коэффициента отражения или прохождения света некоторых магнитных материалов с большим магнитосопротивлением при приложении магнитного поля. Это явление обусловлено зависимостью проводимости $\sigma(\omega)$ и, как следствие диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon_{dis} - i4\pi\sigma(\omega)/\omega$, от приложенного магнитного поля [1,2]. Мы будем рассматривать МРЭ как изменение коэффициента отражения:

$$\delta = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H=0) - R(H)}{R(H=0)}.$$

Ранее было показано, что МРЭ может быть значительно усилен, если слой из материала обладающего МРЭ, как например нанокompозита с туннельным магнитосопротивлением, поместить в фотонный кристалл в качестве дефекта [3]. МРЭ в такой структуре может быть усилен с нескольких процентов, характерных для монослоя, до $\delta=60\%$, но при этом имеют место небольшие значения коэффициента отражения R ($\approx 1\%$) и коэффициента прохождения T ($\approx 3\%$). Исследуя причины усиления эффекта, мы получили, что МРЭ, главным образом, меняется за счет изменения поглощения света при намагничивании магниторезистивного ферромагнетика. Поэтому мы предположили, что можно добиться усиления МРЭ, используя не многослойный фотонный кристалл с магнитным дефектом, а более простую схему, известную как экран Солсбери [4].

Экран Солсбери состоит из трех слоев: отражающей подложки, слоя толщиной равной четверти длины падающей волны, покрытого поглощающим слоем. Для расчетов в качестве поглощающего слоя мы используем магнитный материал, обладающий МРЭ, а именно нанокомпозит Co-Al-O с туннельным магнитосопротивлением. Оптические параметры, магнитосопротивление и МРЭ этого слоя выбирались соответствующим экспериментальным данным [3]. С помощью компьютерного моделирования удалось подтвердить сделанные выше предположения, результаты представлены на рис.1. По схеме экрана Солсбери мы построили структуру, в которой МРЭ достигает 90%, при том же значении коэффициента отражения, при котором достигался максимум эффекта в магнитофотонном кристалле, а увеличение эффекта до 60% соответствует коэффициенту отражения 5%, что делает эту структуру значительно более удобной для экспериментального исследования и для создания управляемых магнитным полем оптических элементов.

magn_boriskina@mail.ru

1. A. Granovsky and M. Inoue, J.Magn.Magn.Mat. **272-276**, Suppl. 1 (2004) E1601.
2. I.V. Bykov, E. A. Ganshina, V.S. Guschin et al., Phys. of Solid State **47** (2005) 281.
3. Ju. V. Boriskina, S. G. Erokhin, A. B. Granovsky et al., Phys. of Solid State (2006) N4.
4. G. T.Ruck, D. E. Barrick, W. D. Stuart, C. K. Krichbaum, Radar Cross Section Handbook Plenum Press N.Y. 1970.

669.018.5: 537.622.4

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ И МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК Fe-N С РАЗЛИЧНЫМИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

** Белоусова В.А.¹, Гетман А.М.², Осипов А.В.²

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
²ИТПЭ ОИВТ РАН

Пленки Fe-N могут иметь более высокое значение намагниченности насыщения, чем α -Fe, что привлекло внимание к системе Fe-N в течение прошлого десятилетия. Высокие значения намагниченности насыщения до 2310 Гс были получены для мета-

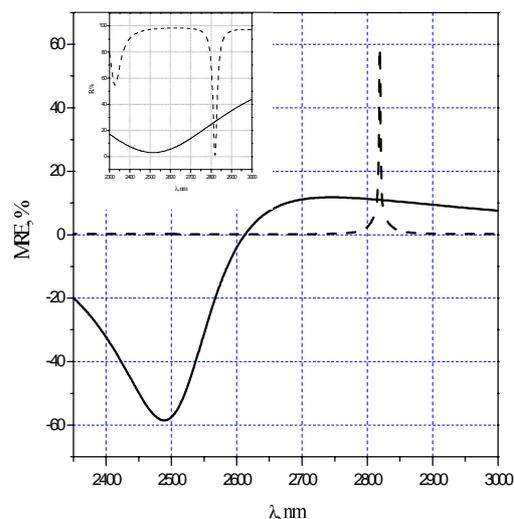


Рис.1. Зависимость магнитофрактивного эффекта $\delta = [R(H=0) - R(H)] / R(H=0)$ и коэффициента отражения (на вложенном графике) от длины волны, полученные с помощью компьютерного моделирования. Пунктирная кривая описывает зависимость, полученную для магнитофотонного кристалла, сплошная – для экрана Солсбери.

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

стабильной фазы $Fe_{16}N_2$ [1,2]. Однако, для пленок Fe-N, изготовленных магнетронным напылением, [3] было получено значение 1780 Гс, что немного выше, чем для α -Fe. Легирование азотом влияет на размер зерна, эффективную магнитную анизотропию и, как следствие, на начальную проницаемость при этом. Высокое значение начальной проницаемости в пленках на основе железа достигается за счет увеличения числа зерен в объеме, т.е. за счет уменьшения размера зерна [4]. Что касается высокочастотных свойств, неоднородность магнитных свойств увеличивает потери магнитной энергии, измеренные магниторезонансной спектроскопией [5].

Мы исследовали магнитостатические и высокочастотные свойства пленок Fe-N и их связь с микроструктурой с целью получения пленок с высоким значением резонансной проницаемости в СВЧ диапазоне. Изучалась морфология, измерялись магнитные свойства и СВЧ спектры проницаемости пленок Fe-N, полученных магнетронным напылением в атмосфере Ar+N. Концентрация азота в пленках изменялась в интервале 5-10 ат. %. Толщина пленок была от 0,1 до 1,8 мкм. Измерения магнитных свойств проводились на вибрационном анизометре. Морфология исследовалась на атомно-силовом (AFM) и электронном (SEM) микроскопах. Измерения СВЧ спектров магнитной проницаемости проводились в диапазоне 0,1-10 GHz коаксиальной методикой [6].

Обнаружено, что размеры зерна на поверхности пленок увеличиваются с толщиной пленок при этом. Пленки толщиной 0,1-0,2 мкм обладают более высокими значениями проницаемости. На поверхности таких пленок наблюдается высокая однородность и плотность упаковки, а характерный размер зерна составляет 100 нм. При этом наблюдается относительно высокая плотность морфологических дефектов с характерными размерами порядка десятых долей микрона, характерных для последствий электрического пробоя в процессе роста. Видимо, это связано с большим наведенным в процессе магнетронного распыления зарядом, а это приводит к возрастанию времени жизни ионов на поверхности, что позволяет сформироваться более плотно упакованной структуре. Низкие значения проницаемости наблюдаются у пленок с неоднородной структурой и значительно большим размером зерна. Таким образом размер и форма зерна могут служить параметрами для оптимизации технологического процесса при получении пленок с высокими значениями магнитной проницаемости. Форма и размер зерен коррелирует с величиной поля магнитной анизотропии, которое определяет значение проницаемости при ФМР.

1. M. Komuro, M. Hanazano, and Y. Sugita, J. Appl. Phys. **67** (1990) 5126
2. Y. Sugita et al., Appl. Phys. **70** (1991) 5977
3. M.A. Brewer, C.J. Echer, and K.M. Krishnan, J. Appl. Phys. **81** (1997) 4128
4. M. Takashi, T. Shimatu, IEEE Trans. Magn. **26** (1990) 1485
5. J.O. Rantschler and C. Alexander, Jr., J. Appl. Phys. **93** (2003) 6665
6. I.T. Iakubov et al., J. Magn. Mater. **272-276** (2004) 2208

УДК 537.62

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ Co-Fe-Zr

Докукина А. Е., Пхонгхирун С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Ранее уже проводились исследования различных многослойных систем на основе Co, показавшие, что такие пленки могут рассматриваться как перспективные магнитомягкие сплавы для создания устройств высокоплотной высокочастотной записи. Много-

слоистые композиционные структуры, как известно, обладают рядом интересных особенностей, полезных для использования в спинтронике.

В настоящей работе были исследованы многослойные пленки, в которых между магнитными $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ располагаются немагнитные слои $\alpha\text{-Si}$. Все они были осаждены на подложку Si методом ионно-лучевого распыления мишени состава Co (45 атомн.% + Fe (45 ат. %) + Zr (10 ат.%). Распыление мишени на непроводящую подложку толщиной 0,5 мм (Si) проводилось в газовой смеси $\text{Ar} + \text{N}_2$. В многослойной структуре слои магнитного металла или сплава чередуются со слоями немагнитного материала (парамагнитный металл или диэлектрик). Полное число бислоев в системе - 200, толщина магнитных слоев $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ изменяются в диапазоне 0,88–2,9 нм, немагнитных $\alpha\text{-Si}$ от 0,7–2,0 нм. С номером образца менялась толщина магнитного и немагнитного слоев, а значит концентрация составляющих их элементов. В табл. на рис. 1 представлены параметры каждой из пленок $(\text{CoFeZr})_x / (\alpha\text{-Si})_y$

N	x, nm	y, nm	%*
1	2,9	4,2	40,8
2	2,9	4,77	37,8
3	1,84	4,96	27,1
4	0,88	4,38	16,7

*— процентное соотношение магнитной составляющей в образце

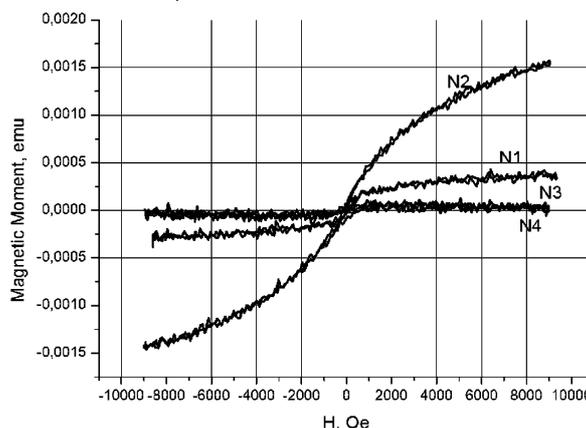


Рис. 1

Измерения проводились методом вибрационного магнитометра в полях до 10 кЭ при комнатной температуре. Для всех образцов были получены зависимости магнитного момента от величины поля.

На рисунке изображены экспериментальные зависимости магнитного момента образцов от магнитного поля. Интересно отметить, что для образца n1 с большей концентрацией, имеющего ферромагнитный характер петли гистерезиса, полный магнитный момент оказывается существенно меньшим, чем для образца n2, у которого наблюдается сильно выраженное суперпарамагнитное поведение, несмотря на уменьшение концентрации. При этом величина коэрцитивной силы у образца n1 порядка 200 э. Скорее всего, подобное изменение величин магнитного момента и коэрцитивной силы может быть связано с изменением межслойного взаимодействия ферромагнитных слоев. Это предположение подтверждается и данными магнитооптических измерений. Для 3 и 4 пленок с еще более меньшей концентрацией магнитной компоненты (27,16% и 16,7%) величина магнитного момента порядка чувствительности измерительной установки ($<10^{-5}$ Гс*см³).

ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НА ДИНАМИКУ НЕЛИНЕЙНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СЛОИСТЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

** Синельникова Н.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время уделяется большое внимание проблемам микромагнетизма и моделирования процессов перемангничивания малых частиц в связи с разработкой но-

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

вых запоминающих и считывающих устройств основанных на магниторезистивном эффекте. Интенсивно исследуются слоистые магнитные структуры, обнаруживающие физические свойства, существенно отличные от свойств сплошных магнетиков. Наиболее известным из этих свойств является эффект гигантского магнетосопротивления.

В данной работе, на основе модели связанных ротаторов [1,2] исследуется влияние релаксации на динамические свойства билинейного и биквадратичного взаимодействий векторов намагниченности в двухслойной магнитной структуре. Рассматриваемая система представляет собой два магнитных плоских слоя, разделенных немагнитным спейсером наноразмерной толщины. Для моделирования процессов обменного взаимодействия векторов намагниченности слоев с учетом релаксации используется уравнение магнитодинамики Ландау-Лифшица-Гильберта:

$$\frac{d\vec{M}_k}{dt} = -\gamma_k [\vec{M}_k \times \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha_k}{M_k} [\vec{M}_k \times \frac{d\vec{M}_k}{dt}], \quad (1)$$

где $k = 1, 2$ - номер слоя, γ_k - гиромангнитное отношение, α_k - параметр затухания Гильберта, M_k - намагниченность k -го слоя, эффективное магнитное поле \vec{H}_{eff} включает поле анизотропии и вклад взаимодействия с вектором намагниченности соседнего слоя. Гамильтониан системы: $H = H_0 + H_{int}$, где H_0 характеризует анизотропию системы:

$$H_0 = \frac{\alpha}{2}(M_{1x}^2 + M_{1y}^2 + M_{2x}^2 + M_{2y}^2) + \frac{\beta}{2}(M_{1z}^2 + M_{2z}^2), \quad \alpha, \beta - \text{константы анизотропии.}$$

$H_{int} = A_1(\vec{M}_1, \vec{M}_2) + A_2(\vec{M}_1, \vec{M}_2)^2$ - описывает билинейное (A_1) и биквадратичное (A_2) взаимодействия.

Численное интегрирование уравнения (1) позволяет получить фазовую диаграмму рассматриваемой слоистой магнитной структуры. С помощью ее анализа, при варьировании значений констант взаимодействий и параметра затухания, можно выявить влияние релаксации на устойчивость системы и определить значения параметров системы, при которых наблюдаются бифуркационные переходы. Причем особый интерес представляет случай зависимости констант взаимодействия от толщины спейсера, при котором величины констант билинейного и биквадратичного взаимодействий конкурируют. Как было показано в [3], для слоистых магнитных редкоземельных структур экспериментально наблюдалось преобладание одного обменного взаимодействия над другим в определенных интервалах значений толщины спейсера.

E-mail: Sinelnikova_@mail.ru

1. Б. Эссер, В.В. Ржевский, Изв. Вузов ПНД, **12**, 38. (2004).
2. B. Esser, V.Rzhevskii, Phys.Rev. **В 72**, 012310, (2005).
3. G.Suciu, J.C.Toussaint, J. Voiron, J. Magn. Magn. Mater. **240**, 229, (2002).

567.611.4

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ КЛАСТЕРОВ В СПЛАВАХ $Fe_{100-x}Al_x$

****** Елсукова А.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Целью данной работы было моделирование магнитного состояния сплавов $Fe_{100-x}Al_x$.

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

Большинство экспериментальных исследований магнитной структуры таких сплавов показало существование в В2-сверхструктуре упорядоченных по $D0_3$ типу кластеров антиферромагнитно связанных друг с другом посредством РККИ-взаимодействия при температурах выше 20 К.

Компьютерное моделирование было проведено в рамках модели Матисса [1] и предположения, сделанного в работе [2], о том, что направление магнитного момента атома Fe в сплаве зависит от числа k атомов Al в ближайшем окружении (магнитные моменты атомов Fe с $k < 5$ и, соответственно, с $k \geq 5$ ориентируются противоположно друг другу).

В результате были получены распределения кластеров, образуемых атомами Fe с $k < 5$ и $k \geq 5$ ат. Al в ближайшем окружении. Так как недавние исследования показали значительное влияние типа структуры на магнитные свойства сплава $Fe_{70}Al_{30}$, то моделирование было проведено для случая В2 и $D0_3$ структуры. Распределения ферромагнитных ($k < 5$) кластеров в случае сплава $Fe_{70}Al_{30}$ для трехмерной решетки размером $50 \times 50 \times 50$ для В2- и $D0_3$ -структур приведены в таблице 1. Расчет ферромагнитных кластеров велся по ближайшим соседям (первая сфера). Также было показано, что атомы Fe с $k \geq 5$ ат. Al не образуют кластеров по ближайшим соседям, поэтому расчет велся по второй сфере.

Для качественной демонстрации был смоделирован двухмерный случай (рис.1)

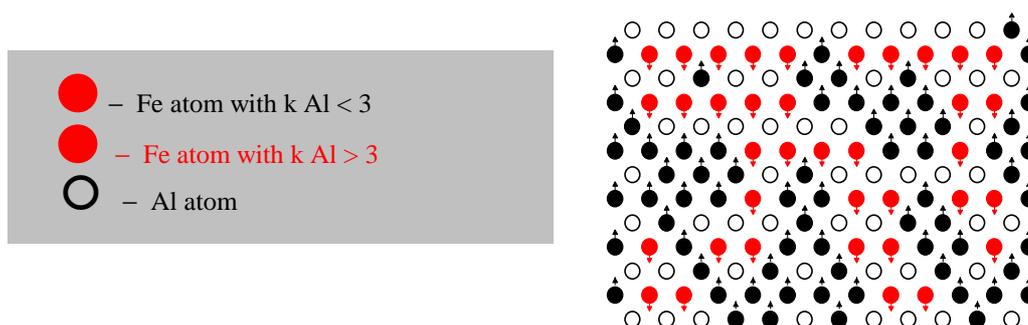


Рис 1. Двухмерная модель сплава $Fe_{66}Al_{34}$, В2-структура

Таблица 1. Распределения ферромагнитных ($k < 5$) кластеров в случае сплава $Fe_{70}Al_{30}$ для трехмерной решетки размером $50 \times 50 \times 50$ для В2- и $D0_3$ -структур

В2-сверхструктура		$D0_3$ -сверхструктура	
Размер кластера (атомы)	Число кластеров	Размер кластера (атомы)	Число кластеров
46716	1	47422	1
2	23	2	15
3	10	1	75
1	45	14	1
5	9	7	1
6	1	3	9
7	4	102	1
4	7	4	1
13	1		
29	1		
8	1		

1. *Mattiss D.C.* Solvable spin systems with random interactions // Phys.Letters. 1976. V. 56A. P. 421-422
2. *Е. П. Елсуков, Е. В. Воронина, А. В. Королев, Р. Gaczynski, Н. Drulis* Температурное поведение магнитных свойств упорядоченного по В2-типу сплава $Fe_{66}Al_{34}$ // Физика металлов и металловедение. 2004. Т. 98. № 5. С. 30-36
3. *Е.П. Елсуков, Е.В Воронина, А.С. Шуравин, А.В. Загайнов, А.В. Королёв, С.К. Годовиков, Е.А. Печина, А.Е. Елсукова* Структура сплавов $Fe_{100-x}Al_x$ ($25 < x < 35$ ат.%), отожжённых в интервале температур 400-800 °С, и влияние типа упорядочения на магнитные свойства //Физика металлов и металловедение. 2006. в печати

УДК 538.955

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Константинова А.С., Вашук М.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Ранее было обнаружено, что ферромагнетизм в пленках TiO_2 , легированного кобальтом, осажденных на различных подложках ($SrTiO_3$ (100), $LaAlO_3$ (001), Al_2O_3) существует в ограниченном диапазоне концентраций носителей заряда $2 \cdot 10^{18} - 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

В настоящей работе приведены результаты дальнейших исследований магнитных и магнитооптических свойств пленок оксидов титана, легированных примесями Co, Fe, Gd. Образцы были изготовлены в «Гиредмете» путем осаждения $Ti_{1-x}Co_xO_2$ на подложки методом магнетронного распыления сплавной металлической мишени в аргоно-кислородной смеси с различным парциальным давлением кислорода. При малых парциальных давлениях кислорода пленки состоят из аморфной металлической фазы, а при возрастании содержания кислорода формируются поликристаллические пленки со структурой сначала кубического оксида TiO_2 (ионный кристалл с металлической проводимостью), а потом тетрагональных анатаза и рутила (полупроводники с шириной запрещенной зоны 3,2 и 3,0 эВ). [1] Образцы различались по толщине напыленной пленки (0,15, 0,2, 0,25 и 0,3 мкм) и по материалу подложки ($LaAlO_3$ и AlO_3).

Полученные таким образом пленки отжигали при различных температурах (600°C и 900°C в течении 30 минут или часа) и закачивали (от 950°C). Кластеры кобальта в пленках образуются в результате отжига. После повторного отжига размер кластеров увеличивается.

Измерения магнитных свойств пленок проводились на вибрационном магнитометре. Магнитный момент в поле 6 кЭ образцов оказался в диапазоне от нуля до 10^{-3} еш, коэрцитивная сила - от нуля до 600 Э.

Обнаружено, что закалка в вакууме приводит к изменению параметра решетки, либо к появлению высокотемпературной фазы монооксида титана. Важно отметить, что величина намагниченности при этом практически не изменяется, а коэрцитивная сила уменьшается. Возможно, уменьшение коэрцитивной силы связано с аморфизацией металлических кластеров. Низкотемпературный отжиг в вакууме высокоомных пленок $TiO-Co$ приводит к возникновению ферромагнитного упорядочения при сохранении однофазной структуры материала. Однако магнитный момент у таких образцов оказался существенно меньшим. Были также измерены магнитные свойства пленок TiO_2 с же-

лезом и гадолинием вместо кобальта на подложке из рутила. Их магнитный момент характеризовался практически линейной зависимостью от внешнего поля..

Были обнаружены различные особенности в оптических спектрах действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости и коэффициентов преломления и отражения в диапазоне 0.4-4.4 эВ.

1. Л. А. Балагуров, Е. А. Ганьшина, С. О. Климовский, С. П. Кобелев, А. Ф. Орлов, Н. С. Перов, Д. Г. Яркин «Граничные условия возникновения ферромагнитной фазы при осаждении пленок $Ti_{1-x}Co_xO_{2-\delta}$ », Кристаллография 50 (4)(2004) 740-743.

УДК 537.634.2

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ СВОЙСТВ АМОРФНЫХ ЛЕНТ В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Родионов В.В., Кузнецов Г.С., Перов Н.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

К магнитоупругим эффектам обычно относят следующие явления: смещение температур магнитных фазовых переходов под действием упругих напряжений и давления, изменение намагниченности под действием давления ($\Delta\sigma$ -эффект) и изменение линейных размеров образцов при намагничивании.

Эти эффекты объясняются тем, что при действии механических напряжений изменяется доменная структура ферромагнетика, определяющая его намагниченность.

Динамические методы исследования магнитоупругих эффектов (в отличие от статических) слабо разработаны до сих пор, и целью настоящей работы было исследование динамических магнитоупругих свойств аморфных материалов с малой магнитострикцией.

Была использована экспериментальная установка, позволяющая наблюдать и регистрировать возникающие в аморфных лентах механические колебания, возбуждаемые переменным магнитным полем различной частоты и напряженности.

В таблице 1 приведены параметры образцов аморфных лент, на которых проводились измерения.. Ленты получены в ЦНИИ ЧерМет методом спиннингования из расплава.

Таблица 1. Параметры лент

Лента	Состав	длина, см	ширина, см	Толщина, мкм
Сплав 24 КСР	$Fe_{70}Co_{24,5}Si_{2,9}B_{3,1}$	24,1	1,9	38
Лента 1		24,7	1,9	38
Сплав 2 НСР	$Fe_{90,3}Ni_{1,5}Si_{5,2}B_3$	23,5	1	40
Лента 1		20,5	2	40
Лента 2		20,1	1,9	40
Сплав УСР	$Fe_{94,5}Si_{2,3}B_{2,9}C_{0,5}$	37,5	2	33
Лента 1				

В ходе работы было установлено, что при перемагничивании образцов в них возникают продольные и изгибные колебания на различных частотах. Возникновение изгибных колебаний, по-видимому, связано с воздействием градиента магнитного поля катушки на ленту как целое (втягивание или выталкивание из области повышенной напряженности поля).

В аморфных лентах сплавов **24 КСР**, **2 НСР** и **УСР** в частотном диапазоне от 10 Гц до 100 кГц, при локальном перемагничивании возникают продольные колебания на частоте переменного магнитного поля $F_{\text{нам}}$, на удвоенной частоте $2 \cdot F_{\text{нам}}$, а также на частоте $4 \cdot F_{\text{нам}}$. Были проведены измерения зависимости амплитуды колебаний 2-ой и 4-ой гармоник от расстояния между датчиком и намагничивающей катушкой.

С помощью полученных зависимостей были рассчитаны скорости распространения упругих волн (скорость звука) в лентах, а так же определены параметры модуля упругости. Показано, что внешние напряжения приводят к изменению характера упругих волн в образцах.

УДК 537.621.39: 537.633.9

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОИМПЕДАНСНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ

* Самсонова В.В.¹, Рахманов А.А.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,

² Институт теоретической и прикладной электродинамики ОИВТ РАН

Микропровода на основе железа в стеклянной оболочке рассматриваются как перспективные материалы для изготовления радиоэлектронных компонент.

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитных и магнитоимпедансных свойств аморфных микропроводов состава FeSiB. Образцы изготовлены методом Улитковского и предоставлены ООО НПП «Вичел», Филиповым В.И., г. Пенза. Для измерений использовались образцы микропроводов длиной 1.5 см. Диаметры металлической жилы, толщины стекла, а так же температура и времена отжига представлены в таблице.

диаметр металлической жилы	диаметр стеклянной оболочки	температура отжига
36 мкм	42 мкм	200 ⁰ – 8 часов
30 мкм	32 мкм	-
12.4 мкм	17 мкм	200 ⁰ – 2 часа
10 мкм	14 мкм	-
8.3 мкм	14 мкм	-
7.1 мкм	12 мкм	-

Магнитные свойства образцов измерялись на вибрационном анизометре в лаборатории Н.С. Перова (физ. фак-т МГУ), магнитоимпедансные в диапазоне частот 1-10

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

MHz - на анализаторе спектра HP 4395A в лаборатории А.С. Антонова (ИТПЭ ОИВТ РАН). Все измерения проведены при комнатной температуре.

На рис.1 представлено изменение импеданса с магнитным полем для образца с диаметром металлической жилы $d_{\text{мж}}=8,3$ мкм. Для микропровода с $d_{\text{мж}}=7,1$ мкм мы получили аналогичную зависимость. Такой вид кривой характерен для образцов с преобладанием радиальной анизотропии. А на рис. 2 показана зависимость импеданса для образца $d_{\text{мж}}=12,4$ мкм. Аналогичная кривая была получена для микропровода $d_{\text{мж}}=10$ мкм. Такие зависимости характерны для образцов обладающих аксиальной анизотропией. Характер анизотропии микропроводов зависит от диаметра металлической жилы, что ранее не наблюдалось.

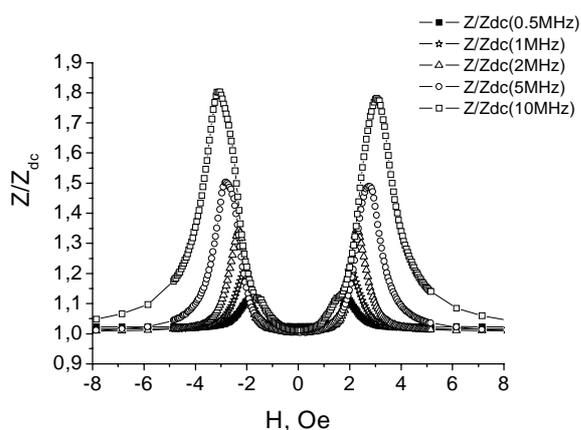


Рис. 1 Полевая зависимость импеданса для аморфного микропровода на основе железа с диаметром металлической жилы 8.3 мкм

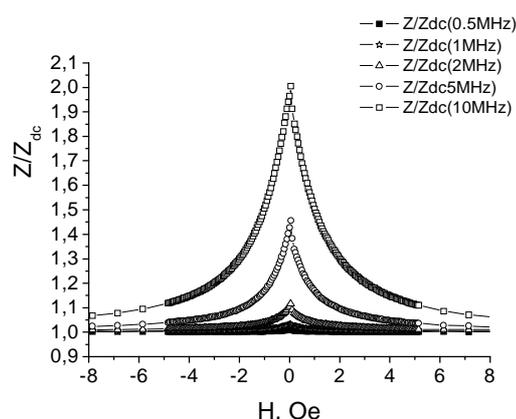


Рис. 2 Полевая зависимость импеданса для аморфного микропровода на основе железа с диаметром металлической жилы 12,4 мкм

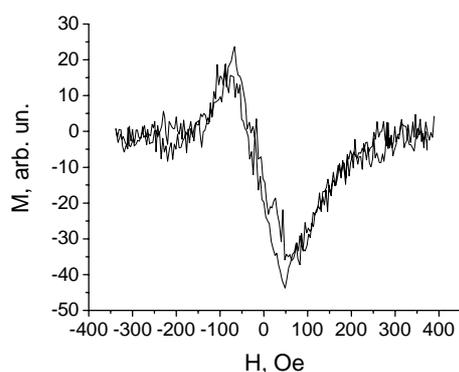


Рис. 3 Полевая зависимости перпендикулярной полю компоненты магнитного момента для микропровода с диаметром металлической жилы $d_{\text{мж}}=36$ мкм

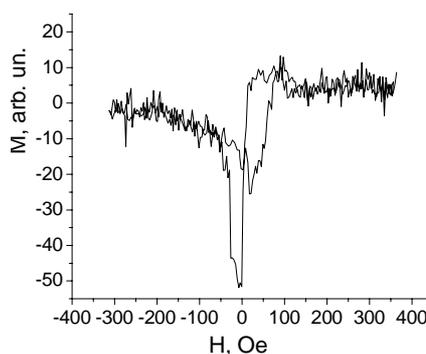


Рис. 4 Полевая зависимости перпендикулярной полю компоненты магнитного момента для микропровода с диаметром металлической жилы $d_{\text{мж}}=12,4$ мкм

Эти данные подтверждаются и результатами магнитостатических исследований. Кроме петель гистерезиса были измерены полевые зависимости перпендикулярной полю компоненты магнитного момента. Такие полевые зависимости приведены на рис.3 и 4 для образцов $d_{\text{мж}}=36$ мкм и $d_{\text{мж}}=12,4$ мкм, соответственно. Можно сделать вывод о существовании существенной аксиальной анизотропии в проводе с $d_{\text{мж}}=12,4$ мкм, приводящей к развороту магнитного момента образца вдоль его оси в слабых полях. В то же время, у образца $d_{\text{мж}}=36$ мкм происходит самопроизвольное разбиение на домены,

приводящее к компенсации магнитного момента. Это свидетельствует о преобладании радиальной анизотропии в образце. Из приведенных результатов магнито-статических измерений, можно сделать вывод о преобладании аксиальной или радиальной анизотропии в микропроводах.

Кроме зависимости анизотропии микропроводов от диаметра металлической жилы, необходимо отметить, что отжиг при 200°C практически не изменяет ни магнито-статические, ни магнитоимпедансные свойства образцов, что указывает на их высокую стабильность, и позволяет использовать в широком температурном диапазоне.

УДК: 539.213.27

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБРАБОТКИ НА ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ ЛЕНТ НА ОСНОВЕ СО

Шевердяева П.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова физический факультет

Исследуются аморфные ленты состава $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{15}$, приготовленные методом закалки из расплава. Толщина лент $20\ \mu\text{м}$, ширина $2\ \text{мм}$. После приготовления образцы отжигались в слабом магнитном поле при температурах от 250°C до 450°C в вакууме и на воздухе. Время отжига образцов было одинаковым – 1 минута. Магнитное поле при температурной обработке прикладывалось вдоль длинной стороны образцов и равнялось $2\ \text{Э}$. Обнаружено [1], что в данных лентах наблюдается гигантский магнитоимпеданс (ГМИ), обладающий высокой чувствительностью эффекта к магнитному полю (более тысячи процентов на эрстед), а его профиль зависит от способа отжига: для образцов, отожженных в вакууме, ГМИ-профиль имеет симметричный вид относительно направления магнитного поля, в то время как для образцов, отожженных на воздухе, профиль асимметричный. Целью настоящей работы является исследование магнито-статических и транспортных свойств аморфных лент, а также определение оптимальных условий обработки лент.

Петли гистерезиса образцов аморфных лент, отожженных на воздухе и в вакууме, измерялись с помощью вибрационного анизометра (ВА) при комнатной температуре в магнитных полях до $8.5\ \text{кЭ}$. На всех лентах насыщение достигалось в полях $100\text{--}300\ \text{Э}$, коэрцитивная сила образцов была менее $0.1\ \text{Э}$. Имелась большая дисперсия магнитных свойств отожженных образцов, вследствие чего результаты приходилось усреднять по куску ленты длиной $5\ \text{см}$. Вероятно, величина дисперсии связана с неоднородным отжигом поверхности образца. Отжиг образцов в вакууме не изменял существенно их магнитные свойства (поведение аналогично приведенному на вставке к рис. 1), в то время как для образцов, отожженных на воздухе при температуре свыше 300°C , петли гистерезиса трансформировались в перетянутые, при этом доля высококоэрцитивной фазы достигала $10\text{--}15\%$. (рис. 1). Намагниченность образцов примерно равнялась $500\ \text{Гс}$ и слабо изменялась с изменением температуры отжига, имея слабо выраженный максимум при температуре 380°C , однако при таком большом разбросе значений эти изменения не следует считать существенными.

Эффект Холла и магнитосопротивление измерялись шеститочечным методом с помощью установки для измерения магнитотранспортных свойств в полях до $16.5\ \text{кЭ}$, измерения проводились при комнатной температуре и температуре жидкого азота.

Магнитосопротивление при комнатной температуре было отрицательно и очень мало – около -0.01% (-0.02% при 77.4K). Для образцов, отожженных в вакууме, с увеличением температуры отжига величина магнитосопротивления снижалась, а для образцов, отожженных на воздухе, имела максимум в районе 350°C . Коэффициент Холла с увеличением температуры отжига вначале резко снижался, затем немного возрастал при температуре 380°C и далее опять снижался. Свойства образцов также сильно варьировались по длине образца (рис. 2), максимальная неоднородность достигалась в районе $300\text{--}380^{\circ}\text{C}$.

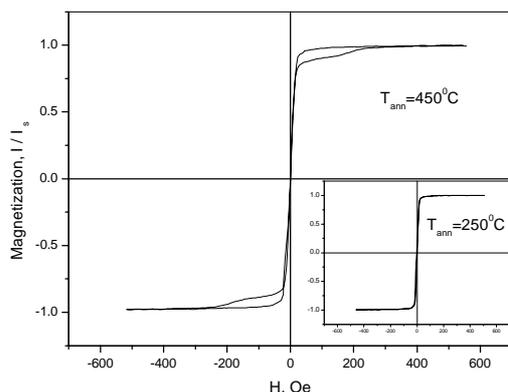


Рис. 1. Гистерезис при температурах отжига 450°C и 250°C (вставка)

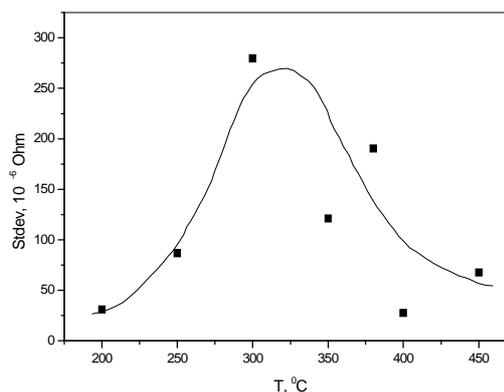


Рис. 2. Зависимость неоднородности сопротивления Холла (стандартное отклонение) от температуры отжига

По результатам проведенных исследований можно сделать вывод, что с увеличением времени отжига приповерхностный слой аморфной ленты становится более магнитножестким. Увеличение ГМИ эффекта и его асимметричное поведение скорее всего связано с появлением анизотропного неоднородного по толщине частично закристаллизованного поверхностного слоя, вследствие окисления пленки при отжиге на воздухе. При увеличении температуры отжига толщина этого слоя увеличивается. Максимальное значение магнитосопротивления, намагниченности и неоднородности свойств наблюдаются в районе $350^{\circ}\text{C}\text{--}380^{\circ}\text{C}$, что, вероятно, связано с появлением зародышей кристаллической фазы.

Ссылки:

1. Kim C.G., Rheem Y., Kim C.-O., Yoon S.S., Gan'shina E.A., Kochneva M.Yu. and Zaichenko D.A. J. Magn. Magn. Mat. 2003, 258-259, 170-173.

УДК : 538.245.621

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СИЛЫ И МЕХАНИЧЕСКИЕ ДЕФОРМАЦИИ В ОБРАЗЦАХ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Герасименко Т.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В данной работе произведено вычисление пондеромоторной силы, действующей на магнитный диполь во внешнем произвольном магнитном поле, и указано влияние последней на процессы магнитострикции в образцах, имеющих доменную структуру.

В связи с многочисленными расхождениями в литературе в методике вычисления силы, действующей на магнитный дипольный момент во внешнем поле, а равно и в полученных результатах, автором была предпринята попытка произвести анализ ситуации, исходя из первых принципов теории микромагнетизма. Данная задача является важной не только с методологической точки зрения. Как показывают вычисления, ошибка в формуле для пондеромоторной силы приводит к нелепым результатам в теории магнитной плазмы и магнитотранспортных явлений, например, к неэрмитовости тензоров проницаемости в бездиссипативных средах. Была рассчитана сила Ампера, действующая на малый контур произвольной формы и ориентации:

$$\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{M}, \vec{H}), \quad (1)$$

где оператор набла действует только на вектор магнитного поля. Видно, что данное выражение отличается от силы, действующей на электрический диполь. Этого следовало ожидать, поскольку априори мы полагали внешнее магнитное поле произвольным, совпадение же формул, очевидно, может быть достигнуто лишь при условии стационарности. Полученное выражение соответствует формуле, полученной, исходя из формализма магнитных листков, И.Е.Таммом [1].

Рассмотрим влияние пондеромоторных сил на явление магнитострикции в доменных структурах. Под магнитострикцией понимают деформацию ферромагнетика при изменении его намагниченности. Обычно это явление связывают с обменными и релятивистскими взаимодействиями в твёрдом теле и производят вычисления на основе введения феноменологических тензоров в выражения для магнитоупругой энергии с последующим включением её в общий термодинамический потенциал образца [2, 3]. Однако, подобный формализм сталкивается с существенными трудностями при рассмотрении задач спинтроники и нанотехники. Автором предлагается альтернативный подход, основанный на вычислении плотности силы, действующей на единицу объёма ферромагнетика, что позволит без труда перейти к квантовому пределу. Формулу (1) запишем в виде:

$$\vec{f} = (\vec{\mu}, \vec{\nabla})\vec{H} \quad (2)$$

где μ - магнитный момент единицы объёма образца, H - эффективное поле в магнетике.

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_0 + \vec{H}_m + 2A\Delta\vec{\mu} - \frac{\partial\omega_{an}}{\partial\vec{\mu}}, \quad (3)$$

где H_0 - внешнее поле, H_m - размагничивающее поле, A - константа обменного взаимодействия, ω_{an} - энергия магнитной анизотропии.

Рассмотрим одиночный полосовой домен (рис. 1):

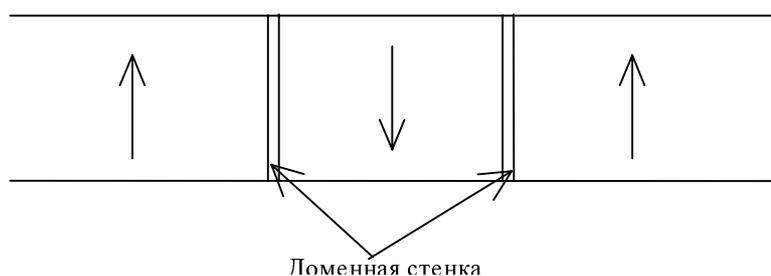


Рис.1

Очевидно, что наибольший градиент эффективного поля достигается на краях доменной границы. Значит, в этих областях происходит сжатие ферромагнетика в соответствии с формулой (2) и появляются внутренние напряжения в образце. При перемагничивании данной плёнки переменным магнитным полем доменная граница начнёт двигаться, следовательно, будет перемещаться область внутренних напряжений, т.е. возникнет звуковая волна в ферромагнетике. Простые оценки показывают, что при частоте поля порядка 1 МГц эти волны будут лежать в области гиперзвука. Данный пример, безусловно, является грубой моделью, поскольку создание одиночного полосового домена невозможно. Однако, хорошо известны подобные эксперименты с одиночными цилиндрическими магнитными доменами. При перемагничивании последних импульсными внешними полями, действительно, регистрировались звуковые колебания.

Таким образом, в представленной работе решена задача определения пондеромоторной силы, действующей на магнитный диполь во внешнем поле, исходя из первых принципов теории магнетизма. С помощью полученной формулы найдено объяснение эффекту распространения звуковых волн при перемагничивании ферромагнитных образцов.

1. Тамм И.Е. Электричество. М. Наука 1989.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М. Физматлит. 2001.
3. Вонсовский С.В. Магнетизм. М. Наука. 1971.

ТЕОРИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ДВОЙНЫХ ФЕРРО-И АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Киселев Н.С.

Донецкий физико-технический институт НАН Украины

В работе развивается теория образования магнитных доменов в многослойных магнитных пленках с анизотропией, ориентированной перпендикулярно плоскости пленки. В результате интегральных преобразований нами получена система уравнений, для равновесных параметров доменных структур в двойных ферромагнитных и антиферромагнитных пленках. Проведен анализ этих параметров от величины внешнего магнитного поля. Полученные зависимости равновесных параметров доменной структуры от характеристической длины l отнесенной к толщине магнитных h и немагнитных a слоев, имеют качественные отличия, по сравнению с равновесными параметрами доменной структуры, для уединенного магнитного слоя.

В работе приводятся упрощенные аналитические результаты для различных предельных соотношений между l , h и a . В частности, во многих экспериментах для многослойных магнитных структур с перпендикулярной анизотропией выполняются следующие соотношения $l > h \gg a$, что обеспечивает сильное магнитостатическое взаимодействие между соседними магнитными слоями. В работе мы детально обсуждаем особые свойства этого взаимодействия по сравнению со случаем для объемного магнетика.

E-mail: nikolay.kiselev@mail.ru

1. Draaisma H.J.G., de Jonge W.J.M. (1987) Magnetization curves of Pd/Co multilayers with perpendicular anisotropy // J. Appl. Phys. 62(8) p. 3318-3322
2. Богданов А.Н., Яблонский (1980) ФТТ т. 22 №3 с. 680-687
3. Hubert A., Schäfer R. (1998) Magnetic Domains. Springer, Berlin

СТАТИЧЕСКИЕ КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОДЕЛЕЙ МАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Хизриев К.Ш.

*Институт физики Дагестанского научного центра РАН,
Кавказский светский институт*

Возможность управления тепловыми и магнитными свойствами новых искусственных наноразмерных материалов посредством незначительных внешних усилий, позволяет создавать перспективные магнитные структуры. Известным примером, который быстро находит путь и в фактическое применение, являются магнитные сверхрешетки, состоящие из множества чередующихся атомных слоев магнитных и немагнитных металлов. Огромный интерес к этим искусственным магнитным материалам связан с их возможным применением в микроэлектронике и технике. Они имеют наноразмеры и обладают рядом уникальных свойств, которые могут зависеть от размеров. Например, при помощи адсорбции водорода можно управлять обменным взаимодействием между магнитными слоями, сверхрешетки могут обладать гигантским магнитосопротивлением и др. На их основе можно анализировать и изучать поверхностный (граничный) магнетизм, имеется возможность создавать уникальные магнитные материалы с наперед заданными магнитными свойствами. Основная проблема связана не только с проблемой получения веществ наноразмеров с точностью менее одного монослоя, но и их экспериментальным исследованием. Здесь экспериментальные методы исследования таких систем сталкиваются с серьезными и трудно преодолимыми проблемами. Эффективными методами исследования таких систем являются хорошо апробированные методы вычислительной физики (методы Монте-Карло и молекулярной динамики).

Для описания критического поведения многослойных систем нами предложены и исследована методом Монте-Карло две модели сверхрешетки Fe/V. Гамильтонианы исследуемых моделей были представлены в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\parallel} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + S_i^z S_j^z) - \frac{1}{2} \sum_{i,k} J_{\perp} (S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y + S_i^z S_k^z), \quad (1)$$

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\parallel} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2} \sum_{i,k} J_{\perp} (S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y), \quad (2)$$

где первые суммы в обоих случаях учитывают обменное взаимодействие каждого ионами Fe со всеми ближайшими соседями внутри слоя с обменным взаимодействием J_{\parallel} (внутрислойный обмен), а вторая сумма – вклад в гамильтониан взаимодействия ионов железа через слои ванадия с параметром взаимодействия J_{\perp} (межслойный обмен), S – магнитные моменты (спины) атомов Fe. Соотношение межслойного и внутрислойного

обменов изменялось в широких пределах, что позволило описать поведение системы при различной концентрации адсорбированного водорода. Получены зависимости самопроизвольной намагниченности, восприимчивости и теплоемкости от температуры и от соотношения межслойного и внутрислойного обмена, рассчитаны критические температуры. Выполнен анализ Монте-Карло данных на основе представлений теории конечно-размерного скейлинга, рассчитаны статические критические индексы, построены фазовые диаграммы. Изучено влияние соотношения межслойного и внутрислойного обмена на критические параметры модели сверхрешетки. Результаты исследований свидетельствуют о том, что вторая модель (XY-модель) лучше описывает критическое поведение реальных магнитных железо-ванадиевых сверхрешеток, чем первая модель (модель Гейзенберга).

Настоящая статья подготовлена при финансовой поддержке программы “Фонда содействия отечественной науке”.

E-mail: kamal71@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОЧНЫХ МОДЕЛЕЙ МАГНЕТИКОВ КВАНТОВЫМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Магомедов М. А. , Магомедова Л.К.

Дагестанский государственный университет

Исследование термодинамических свойств решеточных спиновых систем с учетом квантового характера их поведения является одной из важных задач современной физики конденсированного состояния. Однако, в отличие от классических спиновых систем, при исследовании квантовых моделей магнетиков исследователи сталкиваются с целым рядом труднопреодолимых проблем.

Одним из мощных и широко применяемых инструментов для численного исследования квантовых модельных систем является квантовая версия метода Монте-Карло (квантовый метод Монте-Карло). Эффективность этого метода прямо зависит от вычислительной мощности микропроцессоров и легко может быть приспособлен для параллельных вычислений на многопроцессорных системах.

В последние годы исследованию спиновых систем квантовым методом Монте-Карло уделяется значительное внимание. Предложены различные алгоритмы реализации этого метода. Однако, несмотря на значительные усилия, возможность эффективного применения квантового метода Монте-Карло для изучения различных спиновых систем, в частности, решеточных моделей с произвольным значением спина, с учетом различных дополнительных взаимодействий, на решетках произвольной формы, и т.д. остается достаточно проблематичным.

Нами, используя петлевой алгоритм квантового метода Монте-Карло, проведены высокоточные исследования ряда двумерных квантовых решеточных моделей со спином $S = \frac{1}{2}$: феррромагнитной и антиферромагнитной модели Гейзенберга, XY – модели, а также двух «промежуточных» моделей. Исследования проводились для систем с линейными размерами $L \times L \times 4m$ (m – число Троттера), с $L = 32$ и $m = 8, 16, 32$ и 64 . Таким образом, число спинов в исследованных системах составляло $N = 32768, 65536, 131072$ и 262144 соответственно. Следует отметить, что эти размеры достаточно большие для такого рода исследований. На систему в реальных и троттеровском направлениях накладывались периодические граничные условия.

Гамильтониан исследованных нами моделей может быть представлен в виде:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + \Delta S_i^z S_j^z), \quad (1)$$

где $J > 0$, а показатель Δ может принимать следующие значения: $\Delta = 0$ (XY-модель), $\Delta = 1$ (ферромагнитная модель Гейзенберга), $\Delta = -1$ (антиферромагнитная модель Гейзенберга) и $\Delta = \pm 0.5$ («промежуточные» модели).

Для описанных выше моделей нами рассчитаны температурные зависимости основных термодинамических величин, таких как энергия, теплоемкость, восприимчивость и т.д. Показано, что численные данные хорошо описывают термодинамические свойства некоторых реальных квазидвумерных магнитных материалов. Продемонстрирована высокая эффективность Петлевого алгоритма квантового метода Монте-Карло, который позволяет исследовать достаточно большие системы в широком температурном диапазоне, в том числе и в низкотемпературной области. Продемонстрировано хорошее согласие полученных данных, как с теорией, так и с экспериментом.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 04-02-16487), грантом президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-2253.2003.2).

E-mail: magomedov_ma@iwt.ru

О ПРИМЕНИМОСТИ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ К УПРАВЛЕНИЮ МАГНИТНЫМИ СВОЙСТВАМИ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ СПИНТРОНИКИ

Огнев А.В., Иванов Ю.П.

*Дальневосточный государственный университет,
Институт информационных технологий*

Многокомпонентные наногранулированные и слоистые системы - новый класс материалов спинтроники, обладающих уникальным сочетанием магнитных и электрических свойств. В последние годы такие материалы находят все более широкое применение в вычислительной технике, электронике, где они используются в роли считывающих головок жестких дисков, сенсоров магнитного поля, модулей памяти MRAM. Одним из ключевых факторов, определяющих практическое использование материалов спинтроники, является магнитная микроструктура, которая зависит от магнитной анизотропии. Исследование методов контроля и модификации анизотропии является интересной и, в тоже время, сложной задачей.

В настоящей работе представлены результаты исследования поведения магнитной анизотропии при низкотемпературном отжиге в магнитном поле для пленок Co/Cu/Co . Установленный температурный режим позволяет получить максимальную силу косвенной антиферромагнитной обменной связи и величину эффекта гигантского магнитосопротивления. Прикладываемое в процессе отжига магнитное поле увеличивает анизотропность образцов, индуцируя ось легкого намагничивания.

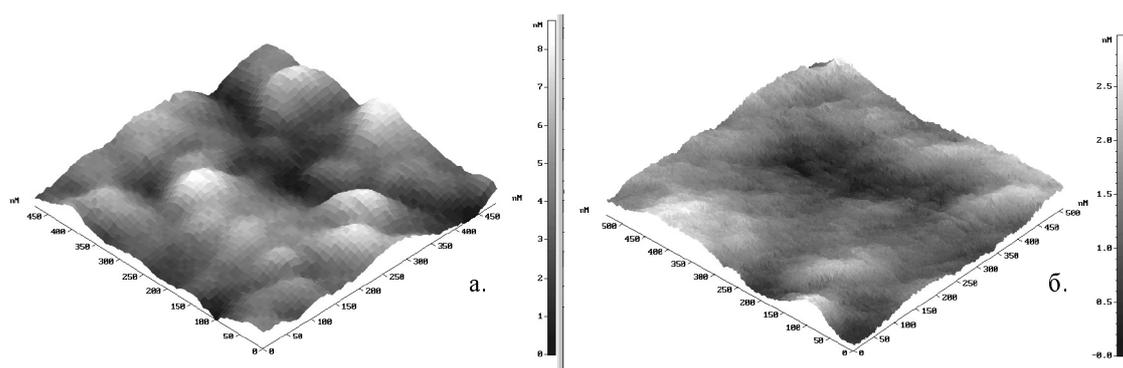


Рис. 1. Топографические изображения поверхности пленок Co/Cu/Co полученной методом АСМ до (а) и после (б) термомагнитной обработки при температуре 250 °С в течение 30 мин в магнитном поле 3 кЭ.

Как показали электронно-микроскопические изображения и картины электронной микродифракции пленки Co/Cu/Co являются поликристаллическими с размером зерна $\langle R \rangle = 5-6$ нм. После низкотемпературного отжига размер зерна изменяется не значительно. Однако, из представленных на рисунке изображений, видно, что после термической обработки в течение часа средняя амплитуда шероховатостей уменьшилась более чем в три раза, а период увеличился в 2,5 раза. В результате этого в образцах значительно возрастает косвенное антиферромагнитное взаимодействие. Дальнейший отжиг практически не изменяет морфологию поверхности пленки и не влияет на косвенную обменную связь, но при этом магнитное поле наводит новую одноосную анизотропию и увеличивает анизотропность пленки. Возможным механизмом, столь удивительных трансформаций, может быть диффузия точечных дефектов по границам зерен, с целью понижения магнитостатической энергии.

Настоящая статья подготовлена по результатам исследований, проведенных в рамках совместного гранта фундаментальных исследований УрО РАН и ДВО РАН.

E-mail: ognev@lemoi.phys.dvgu.ru

МОДЕЛЬ УЧЕТА ВОЗМОЖНЫХ МЕЖСЛОЕВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Самардак А.С.

Дальневосточный Государственный Университет

Изучение межслоевых взаимодействий в различных наноструктурах, таких как, многослойные пленки, спин-вентили, гибридные системы, способствует установлению четкой физической картины квантово-размерных эффектов (гигантское магнитосопротивление, туннельное магнитосопротивление, планарный эффект Холла, спиновая поляризация), которые находят широкое применение в нанoeлектронике. Межслоевую косвенную обменную связь можно оценить только методом измерения поля насыщения или методом подгонки, при котором теоретические модели сравниваются с экспериментальными зависимостями. Но, чаще всего, в этих моделях не учитывается влияние магнитостатического взаимодействия.

В данной работе предлагается модель учета магнитостатической энергии в слоистых системах и оценка ее вклада в общую магнитную энергию на примере трехслойной нанокристаллической структуры, полученной магнетронным распылением. Струк-

тура может состоять из двух магнитных слоев (Co, Fe, Ni, Py), разделенных немагнитной прослойкой (Cu, Au, Ti и др.). В дальнейшем модель будет апробирована на более сложных магнитных наноструктурах.

Для анализа межслоевой обменной связи многослойных структур минимизируем плотность энергии, включающую энергию Зеемана, энергию наведенной анизотропии второго и четвертого порядков, энергию билинейной и биквадратичной косвенной обменной связи и магнитостатическую энергию:

$$E = -\mu_0 \sum_{i=1}^N d_i I_i H \cos \theta_i + \sum_{i=1}^N d_i K_{ii}^{(1)} \cos^2 (\theta_i - \theta_{ii}^{(1)}) + \sum_{i=1}^N d_i K_{ii}^{(2)} \cos^2 2(\theta_i - \theta_{ii}^{(2)}) - \sum_{i=1}^{N-1} J_{1i} \cos (\theta_i - \theta_{i+1}) - \sum_{i=1}^{N-1} J_{2i} \cos^2 (\theta_i - \theta_{i+1}) + E_{ms},$$

где θ_i - угол между направлением поля и вектором намагниченности I_i ; i - индекс, указывающий номер магнитного слоя; $K_{ii}^{(1)}$ и $K_{ii}^{(2)}$ - константы одноосной и двухосной наведенной анизотропии i -го слоя соответственно, θ_{ii}^1 и θ_{ii}^2 - углы между легкой осью и направлением внешнего магнитного поля; J_1 и J_2 - энергия билинейной и биквадратичной косвенной обменной связи соответственно, E_{ms} - суммарная энергия размагничивания пинголов (ферромагнитных мостиков) и шероховатостей всех межфазных границ.

Минимизация плотности свободной энергии магнитной системы, состоящей из двух ферромагнитных слоёв одинаковой толщины d , равной намагниченности I_s и разделенных немагнитной прослойкой, позволяет вычислить величину полей для каждого вида межслоевых взаимодействий. Следует отметить, что полученные поля размагничивания по порядку величин сравнимы с полями анизотропии и косвенной обменной связи. Поле размагничивания пинголов существенно зависит от их концентрации, поэтому в случае увеличения толщины немагнитной прослойки может быть пренебрежимо мало. Термическая обработка слоистой структуры приводит к изменению характерных параметров шероховатостей и пинголов, что существенно влияет на величины полей размагничивания.

E-mail: asamardak@gmail.com

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

УДК 517.956.224

УРАВНЕНИЕ ГЕЛЬМГОЛЬЦА ВНЕ РАЗРЕЗОВ НА ПЛОСКОСТИ С ЗАДАНИЕМ УСЛОВИЙ ДИРИХЛЕ И ТРЕТЬЕГО РОДА НА РАЗРЕЗАХ

**Колыбасова В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

На плоскости $(x_1, x_2) \in R^2$ рассмотрим совокупность простых разомкнутых кривых $\Gamma_1, \dots, \Gamma_N \in C^{2,\lambda}$, $\lambda \in (0,1]$, не имеющих общих точек, в том числе и концов. Положим $\Gamma = \bigcup_{n=1}^N \Gamma_n$. Предположим, что каждая кривая Γ_n параметризована длиной дуги s : $\Gamma_n = \{x: x = x(s) = (x_1(s), x_2(s)), s \in [a_n, b_n]\}$, $n=1, \dots, N$, так, что $a_1 < b_1 < \dots < a_N < b_N$. Объединение отрезков оси Os , отвечающих контуру Γ , будем также обозначать Γ . Будем считать Γ совокупностью разрезов. Сторону Γ , остающуюся слева при возрастании параметра s , будем обозначать Γ^+ , а противоположную сторону — Γ^- . Пусть $\vec{\tau}_x = (x'_1(s), x'_2(s))$, $\vec{n}_x = (x'_2(s), -x'_1(s))$ — векторы касательной и нормали к Γ в точке $x(s)$.

Определение 1. Функция $f(s)$ принадлежит классу $C_q^\omega(\Gamma)$, $q \in [0,1)$, $\omega \in (0,1]$, если $f(s) \prod_{n=1}^N |s - a_n|^q |s - b_n|^q \in C^{0,\omega}(\Gamma)$.

Определение 2. Функция $u(x)$ принадлежит классу **K**, если $u \in C^0(\overline{R^2 \setminus \Gamma}) \cap C^2(R^2 \setminus \Gamma)$, то есть, в частности, $u(x)$ непрерывна в $R^2 \setminus \Gamma$, непрерывно продолжима на Γ слева и справа во всех внутренних точках, а также непрерывно продолжима на концы разрезов Γ ,

$$\nabla u \in C^0(\overline{R^2 \setminus \Gamma \setminus X}), \text{ где } X \text{ — множество концов } \Gamma: X = \bigcup_{n=1}^N [x(a_n) \cup x(b_n)],$$

в окрестности любой точки $x(d) \in X$ для некоторых констант $c > 0$, $\varepsilon > -1$ выполняется неравенство

$$|\nabla u| \leq c |x - x(d)|^\varepsilon, \quad (1)$$

где $x \rightarrow x(d)$ и $d = a_n$ или $d = b_n$, $n=1, \dots, N$.

В определении класса **K** функции $u(x)$ и $\nabla u(x)$ могут иметь скачок при переходе через $\Gamma \setminus X$. Под $\int_\Gamma \dots ds$ будем понимать $\sum_{n=1}^N \int_{a_n}^{b_n} \dots ds$.

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

Задача U. Найти функцию $u(x)$ из класса \mathbf{K} , которая удовлетворяет в $R^2 \setminus \Gamma$ уравнению Гельмгольца

$$\Delta u(x) + k^2 u(x) = 0, \quad k = \text{const} \neq 0, \quad 0 \leq \arg k < \pi,$$

и граничным условиям

$$u(x)|_{x(s) \in \Gamma^+} = f^+(s), \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial u(x)}{\partial \vec{n}_x} - \beta(s)u(x) \right]_{x(s) \in \Gamma^-} = f(s), \quad (3)$$

где $\beta(s)$ удовлетворяет одному из дополнительных условий:

если $k = \text{Re } k$, то $\text{Im } \beta(s) \leq 0$ для любого $s \in \Gamma$,

если $\text{Re } k = 0$ и $\text{Im } k > 0$, то $\beta(s) = \text{Re } \beta(s) \geq 0$ для любого $s \in \Gamma$,

если $\text{Re } k \neq 0$, $\text{Im } k > 0$, то $\text{Re } k \text{ Im } \beta(s) \leq 0$ для любого $s \in \Gamma$.

Если $\arg k = 0$, то на бесконечности поставим условия излучения Зоммерфельда

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

Если $0 < \arg k < \pi$, то на бесконечности поставим условия

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

Замечание. С учётом (2) условие (3) можно заменить эквивалентным условием

$$\frac{\partial u(x)}{\partial \vec{n}_x} \Big|_{x(s) \in \Gamma^-} + \beta(s) [u(x)|_{x(s) \in \Gamma^+} - u(x)|_{x(s) \in \Gamma^-}] = f^-(s), \quad (4)$$

где $f^-(s) = f(s) + \beta(s)f^+(s)$.

Вместо граничного условия (2) запишем эквивалентное условие

$$\frac{\partial u(x)}{\partial \vec{\tau}_x} \Big|_{x(s) \in \Gamma^+} = (f^+)'(s), \quad (5)$$

$$u(x(a_n)) = f^+(a_n), \quad n = 1, \dots, N. \quad (6)$$

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

$$u[\mu_1, \mu_2](x) = \frac{i}{4} \int_{\Gamma} \mu_1(\sigma) H_0^{(1)}(k|x-y(\sigma)|) d\sigma + \frac{i}{4} \int_{\Gamma} \mu_2(\sigma) V(x, \sigma) d\sigma, \quad (7)$$

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

рода [1], $\mu_1(s), \mu_2(s) \in C_{3/4}^{\omega}(\Gamma)$ ($\omega = \min\{1/4, \lambda\}$) — единственное решение системы интегральных уравнений, получающихся при подстановке (7) в (4), (5), удовлетворяющее дополнительным условиям (6) и

$$\int_{a_n}^{b_n} \mu_2(\sigma) d\sigma = 0, \quad n = 1, \dots, N. \quad (8)$$

Такое решение существует и единственно.

Первое слагаемое в (7) является потенциалом простого слоя, второе слагаемое — неклассическим угловым потенциалом, введённым С.А. Габовым. Угловой потенциал представляет собой потенциал двойного слоя, проинтегрированный по частям. Условия (8) гарантируют принадлежность углового потенциала классу **К**.

Единственность решения задачи **U** доказывается с помощью метода энергетических тождеств и леммы Реллиха. Существование решения доказывается следующим образом. Функция (7) удовлетворяет всем условиям задачи **U**, кроме граничных. При подстановке (7) в (4), (5) получается система двух сингулярных интегральных уравнений. Производится замена неизвестных плотностей $\mu_1(s)$, $\mu_2(s)$, после которой характеристическая часть каждого уравнения содержит только одну неизвестную функцию. Путём регуляризации с учётом дополнительных условий (6), (8) полученная система сводится к уравнению Фредгольма второго рода в определённом банаховом пространстве. Доказывается однозначная разрешимость этого уравнения.

Можно показать, что неравенство (1) выполняется с $\varepsilon = -3/4$.

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

УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ТОКОВОГО СЛОЯ ХАРРИСА В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ. КОДЫ ВЛАСОВА

*Артемьев А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В 1938 году была издана статья А.А. Власова [1], заложившая основу расчётов поведения плазмы с использованием кинетических уравнений и связь последних с системой уравнений Максвелла. Этот подход позволил в 1962 году Харрису написать первую стационарную модель токового слоя, создающего конфигурацию магнитного поля, меняющего знак в центральной области токового слоя. [2]. Модель, в дальнейшем претерпела массу изменений и из одномерной по пространственной координате перешла в двухмерную и трёхмерную. Интерес представляет поведение системы из двух видов частиц (электронов и ионов), а именно такой системой является модель Харриса, при воздействии этих возмущений. Этот интерес вызван наблюдениями ИСЗ за поведением токового слоя в хвосте магнитосферы Земли [4],[5].

Рассматривается моделирование плазмы в рамках системы Власова-Максвелла [6] основанное на использовании кинетического уравнения на функцию распределения частиц в фазовом пространстве, получающегося как следствия теоремы о сохранении

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

фазового объёма Лиувилля. В отличие от магнитной гидродинамики такой подход дает возможность наблюдать более тонкие эффекты. По сравнению с методом частиц [7] он позволяет изучать непосредственную эволюцию функции распределения.

В данной работе на основе системы уравнения Власова-Максвелла рассматривается эволюция токового слоя, после того, как в систему было введено электрическое поле E_y . Сама система располагается вдоль пространственной координаты z . Функции распределения ионов и электронов $f_j \in \mathcal{R}^1 \times \mathcal{R}^2$ - то есть лежат в трёх измерениях фазового пространства $z \times (v_y, v_z)$. В системе существует магнитное поле $B_x(z) = B_0 \tanh(z)$, созданное электрическим током $j_y(z) = en_0(u_i - u_e)1/ch^2(z)$. В начальный момент времени f_j представляют собой смещённые по v_y функции распределения по скоростям Максвелла. После введения в систему внешнего электрического поля в зависимости от его конфигурации будут наблюдаться различные эффекты, которые приведут к разрушению токового слоя. Сам слой имеет конечную ширину, составляющую несколько ионных ларморов $\rho_i = v_{Ti}/\omega_i$, $\omega_i = eB_0/m_i c$.

Для однородного электрического поля $E_y = const$ проявятся следующие характерные эффекты. На краях слоя, где магнитное поле можно считать однородным ($\tanh(z) \sim 1, z \gg 1$) заряженные частицы начнут дрейфовать к центру слоя со скоростью $\vec{v}_D = c(E_y/B_x)\vec{e}_z$, не зависящей от массы частицы и её заряда. А вот в центре токового слоя произойдёт разделение зарядовой плотности, вызванное тем, что пространственные области, в которых ионы и электроны размагничены, а, следовательно, не подвержены дрейфу по z , для них различны. И соответствуют для электронов одному электронному лармору ρ_e и одному ρ_i для ионов. В результате образовавшегося $\Delta n = n_i - n_e$ возникнет электрическое поле $E_z(z)$, которое в свою очередь приведёт к дрейфу частиц по y с характерными скоростями дрейфа $\vec{v}_D = c(E_z/B_x)\vec{e}_y$. Этот дрейф вызовет изменение электрического тока j_y и вместе с ним магнитного поля B_x . Все эти изменения будут иметь растущий характер и за достаточно малое время приведут к полному развалу токового слоя. Но до этого момента будет наблюдаться эффект ускорения частиц электрическим полем $E_z(z)$ вдоль оси y вблизи от центра токового слоя. Вместо одного центрального максимума y токового слоя обнаружатся два симметричных относительно $z = 0$ экстремума. Подобный эффект ускорения частиц возле центра токового слоя моделировался в работе[8].

Для конфигурации электрического поля $E_y(z)$, имеющей максимумы на краях токового слоя, и спадающей к центру, подобные эффекты будут получены лишь после того, как поле проникнет в пространственную область шириной в один ρ_i от центра. Подобная конфигурация поля рассматривалась в работе[9], но там моделирование проводилось для одночастичной модели и изучался эффект возникновения дрейфа по z . В данном случае система в целом будет квазистационарно развиваться достаточно длительное время. Будут иметь место эффект разгона частиц вдоль z на краях слоя и по y вблизи к центру, где не столь большое магнитное поле. В связи с этим энергетический спектр будет представлен двумя максимумами – один на крае слоя, другой - вблизи от центра. Такой «двугорбый» спектр получался в рамках МГД модели тонкого токового слоя Сыроватского в работе[10]. Для однородного электрического поля E_y и для его

пространственно неоднородной конфигурации знак E_y выбран так, чтобы частицы дрейфовали к центру слоя. Таким образом, рассмотрена модель сжатия токового слоя.

1. А.А.Власов "О вибрационных свойствах электронного газа." ЖЭТФ Т.8 Вып. 3. (1938)
2. E.G.Harris "On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field." Nuovo Cimento 23.115 (1962)
3. Y.Asano "Current sheet structure around the near-Earth neutral line observed by Geotail" Journal of Geophysical Research vol. 109 (2004)
4. Y.Asano "Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail " Journal of Geophysical Research vol. 108 (2003)
5. D.Nunn "A Novel Technique for the Numerical Simulation of Hot Collision-Free Plasma; Vlasov Hybrid Simulation." Journal of computational physics 108, 180-196 (1993)
6.]Ч.Бэдсел, А.Ленгдон "Физика плазмы и численное моделирование".Москва. Энергоатомиздат (1989)
7. M. Hodhino. "Electron Surfing Acceleration in Magnetic Reconnection"
8. Michael Hesse, Dan Winske, Masha Kuznetsova . "Hybrid Modeling of the Formation of Thin Current Sheets in Magnetotail Configuration" J. Geomag. Geoelectr., 48, 749-763, (1996)
9. [А.В. Поляков. "Численное интегрирование уравнений движения в применении к ускорению частиц плазмы в модели динамического токового слоя Сыроватского". Физика Плазмы том 30, №7, с.654-665 (2004)
10. B.U.O. Sonnerup. "Adiabatic Particle Orbits in a Magnetic Null Sheet". Journal of Geophysical Research. Vol. 76, NO. 34. December 1, (1971).
11. А.А. Арсеньев. "Лекции о кинетических уравнениях". М.Наука. 1992
12. [Rober M.Strain. "The Vlasov-Maxwell-Boltzmann system in the whole space". arXiv:math.AP/0512002 v2 13 Feb 2006

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА НА ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Хохлов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Идея искусственной ионизации газа для изменения свойств течения была выдвинута несколько десятилетий назад и до сих пор находится в стадии изучения. Одной из многообещающих областей исследования является уменьшение трения летающего объекта при помощи электрического разряда вблизи его поверхности. В данной работе исследуется влияние электрического разряда в сверхзвуковых течениях.

Моделируемая система изображена на рисунке 1. Сверхзвуковой поток обтека-

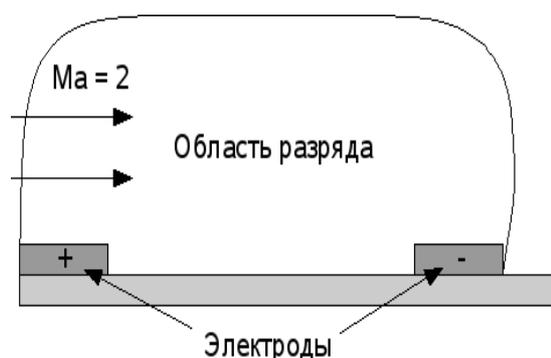


Рис. 1. Схема моделируемого эксперимента

ет пластинку, вблизи поверхности которой происходит электрический разряд.

В квазигазодинамическом приближении (уравнения выведены на основании методики, изложенной в [1]) уравнения газовой динамики имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j_i}{\partial x_i} = 0, \\ \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial j_k u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \left(\rho - \tau \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} \right) F_i + \frac{\partial \Pi_{ki}}{\partial x_k}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho \left(\frac{u^2}{2} + \varepsilon \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} j_i \left(\frac{u^2}{2} + \varepsilon + \frac{p}{\rho} \right) + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} = j_i F_i + \frac{\partial}{\partial x_i} \Pi_{ik} u_k + Q, \end{cases}$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned} j_i &= \rho(u_i - w_i), \quad w_i = \frac{\tau}{\rho} \left(\frac{\partial \rho u_i u_k}{\partial x_k} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho F_i \right) \\ \Pi_{ik} &= \Pi_{ik}^{NS} + \tau \rho u_i \left(u_n \frac{\partial u_k}{\partial x_n} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_k} - F_k \right) + \tau \delta_{ik} \left(u_n \frac{\partial p}{\partial x_n} + \gamma p \frac{\partial u_n}{\partial x_n} - (\gamma - 1) Q \right) \\ q_i &= q_i^{NS} - \tau \rho u_i \left(u_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} + \rho u_k \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{1}{\rho} - \frac{Q}{\rho} \right) \end{aligned}$$

Уравнение состояния $p = \rho RT$, q_i^{NS} , Π_{ik}^{NS} - поток тепла и тензор вязкости из уравнений Навье-Стокса. $\tau = \eta / (\rho Sc)$, где η - коэффициент динамической вязкости, Sc - число Шмидта.

Влияние электрического разряда заключается в возникновении электрической силы $F_i = \alpha e E_i / m$, где α - степень ионизации газа, и выделения тепла Q . Численное моделирование проводилось для азота $\rho_0 = 1.68 \cdot 10^{-4} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, $T_0 = 167 \text{ К}$, $Ma = 2$ ($u_0 = 517 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$). Температура пластинки $T_s = 300 \text{ К}$. На левой границе области задана

скорость, плотность и температура потока. Условия на поверхности пластинки $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$, $T = T_s$, $u_i = \lambda \frac{\partial u_i}{\partial y}$.

В остальных точках границы заданы условия сноса. Область разряда считалась прямоугольной (размеры области 8x6 см). Моделирование проводилось на неравномерной треугольной сетке (методика решения квазигазодинамических уравнений на неструктурированных сетках изложена в [2]). Результаты расчета профиля скорости на расстоянии 6 см от начала пластинки при разных величинах Q приведены на рисунке 2. Кривая 1 соответствует $Q = 0$, кривая 2 - $Q = 20 \text{ кВт/м}^3$, 3 - $Q = 80 \text{ кВт/м}^3$, 4 - $Q = 200 \text{ кВт/м}^3$. Кривая 5 получена для $Q = 0$, $E = 30 \text{ кВ/м}$,

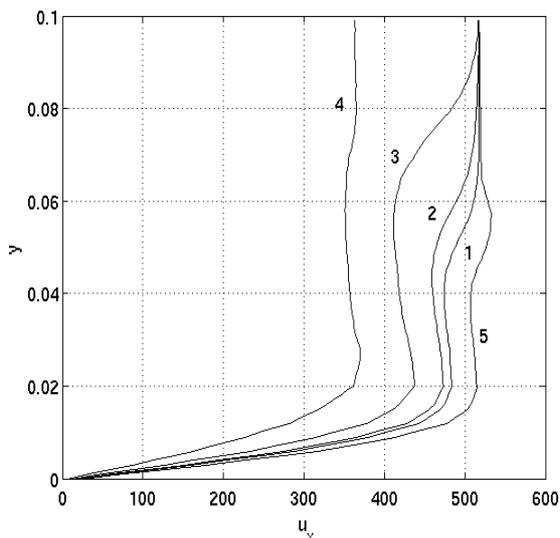


Рис. 2 Зависимости горизонтальной скорости u (м/с) от координаты y (м) для различных Q и E

$\alpha = 10^{-2}$. При меньших напряженностях поля и концентрациях ионов влияние силы на профиль скорости еще менее заметно.

Как видно из графиков, увеличение Q приводит к уменьшению скорости потока вблизи поверхности, а значит к уменьшению силы трения. Наличие электрического поля приводит к противоположному эффекту, который, однако, при заданных параметрах потока на несколько порядков слабее.

hohlov@afrodita.phys.msu.ru

1. Шеретов Ю.В. Математическое моделирование течений жидкости и газа на основе квазигидродинамических и квазигазодинамических уравнений. Тверь: Твер. гос. ун-т, 2000
2. Елизарова Т.Г. Математические модели и численные методы в динамике газа и жидкости. М.: Физический факультет МГУ, 2005

УДК 517.958; 621.372.8.

ВРЕМЕННАЯ АСИМПТОТИКА ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО В ВОЛНОВОДЕ ГАРМОНИЧЕСКИМ ТОКОМ

Панин А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В математической теории волноводов большой интерес представляет задача о возбуждении поля в волноводе током, гармонически зависящим от времени. Целью моего доклада является построение асимптотики на больших временах решения соответствующей нестационарной задачи.

Рассматривается волновод Ω , $\Omega = \{(x, y) \mid x \in R, y \in S\}$, постоянного двумерного сечения S .

Начально-краевая задача в этой области ставится следующим образом:

$$\begin{cases} u_{tt} - \Delta u = fe^{-i\omega t}, & (x, y) \in \Omega, \quad t > 0; \\ u|_{t=0} = u_t|_{t=0} = u|_{\partial\Omega} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Предполагается, что f — бесконечно гладкая финитная в Ω функция.

Цель работы — построить асимптотику решения по времени и выяснить, при каких условиях решение задачи представимо в виде

$$u(x, y, t) = v(x, y)e^{-i\omega t} + o(1) \quad \text{при } t \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Назовём это утверждение принципом предельной амплитуды (далее — ППА).

Используется метод преобразования Лапласа. Именно, сначала строится преобразование Лапласа искомой функции u

$$\tilde{u} = \int_0^{\infty} u(x, y, t) e^{-pt} dt$$

как убывающее на бесконечности решение эллиптической задачи

$$\begin{cases} p^2 \tilde{u} - \Delta \tilde{u} = \frac{f}{p + i\omega}, & (x, y) \in \Omega, \\ \tilde{u}|_{\partial\Omega} = 0. \end{cases}$$

В свою очередь, для нахождения \tilde{u} используется разложение по собственным функциям сечения с коэффициентами, зависящими от параметра и продольной координаты,

$$\tilde{u} = \sum_{n=1}^{\infty} v_n(x, p) \psi_n(y), \quad \text{где } \Delta \psi_n(y) + \alpha_n^2 \psi_n(y) = 0 \text{ в } S, \quad \psi_n|_{\partial S} = 0,$$

тогда для коэффициентов получаются обыкновенные дифференциальные уравнения с параметром p . (Числа α_n , возникшие здесь, — частоты отсечки.)

Затем с помощью преобразования Меллина строится решение u :

$$u(x, y, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \tilde{u}(x, y, t) e^{pt} dp = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{1}{p + i\omega} g(x, y, t) e^{pt} dp, \quad \text{где}$$

$$g(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n(y) \int_{-\infty}^{\infty} f_n(x') \frac{e^{-\sqrt{p^2 + \alpha_n^2}|x-x'|}}{2\sqrt{p^2 + \alpha_n^2}} dx'.$$

Для утверждения о классичности решения u достаточно предположить, что граница сечения S волновода достаточно гладкая.

Для того чтобы получить представляющую интерес асимптотику в нерезонансном случае, рассматривается вид преобразования Меллина. Идея метода состоит в том, чтобы, используя вышенаписанное представление u через g , где — функции, выражающиеся через f , передвинуть контур интегрирования на мнимую ось, учтя вид особенностей этих подынтегральных выражений. Для этого оцениваются некоторые интегралы и ряды, возникающие при построении решения.

В резонансном же случае можно отделить в преобразовании Меллина резонансные слагаемые и ограниченные части. К последним применимы все оценки нерезонансного случая, а резонансы преобразуются явно.

В итоге доказана

Теорема. Пусть функция f в задаче (1) бесконечно дифференцируема и имеет компактный носитель в Ω , а область $S \in C^{(2,\mu)}$. Тогда при любой частоте $\omega > 0$ существует решение u этой задачи, имеющее нулевую степень роста. При этом если ни для какого n , то для $\omega \neq \alpha_n$ решения верно (2) с функцией v , удовлетворяющей (4); а если $\omega = \alpha_{n_0} = \dots = \alpha_{n_1}$, то для u верно асимптотическое соотношение

$$u(x, y, t) = \frac{1+i}{2\sqrt{\pi}\sqrt{\omega}} \sqrt{t} e^{-i\omega t} \left(\sum_{j=0}^l \psi_{n_j}(y) f_{n_j}(x) \right) + w(x, y) e^{-i\omega t} + o(1), \quad t \rightarrow \infty, \quad (3)$$

где предельный переход является равномерным в каждом ограниченном подмножестве множества Ω , а w удовлетворяет условиям

$$\begin{cases} \Delta w + \omega^2 w = -f, & x \in \Omega, \\ w|_{\partial\Omega} = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Итак, для волновода в трёхмерном пространстве с сечением указанного вида обоснован ППА при частотах, отличных от частот отсечки. Значит, при таких частотах решение задачи (1) выходит со временем на режим установившихся колебаний с постоянной амплитудой (или, что то же самое, бегущих волн). Принцип нарушается при частотах отсечки. Резонансный член для этого случая выписан в (3) явно.

1. Тихонов А. Н., Самарский А. А. О возбуждении радиоволноводов. // ЖТФ, **17**, 11, с. 1283--1296 (1947).
2. Ильинский А. С., Кравцов В. В., Свейников А. Г. Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа, 1991.
3. Ramt A. G., Werner P. On the limit amplitude principle for a layer. // J. Reine. Angew. Math, **360**, pp. 19—46 (1985).
4. Ильин В. А., Шишмарёв И. А. Равномерные в замкнутой области оценки для собственных функций эллиптического оператора и их производных. // Известия АН СССР, сер. матем., **24**, 6, с. 883—896 (1960).
5. Титчмарш Э. Ч. Разложения по собственным функциям, связанные с дифференциальными уравнениями второго порядка. Т. 2. М.: ИЛ, 1961.
6. Боголюбов А. Н., Малых М. Д., Панин А. А. Временная асимптотика поля, возбуждаемого в волноводе гармоническим током. // ЖВМ и МФ, **45**, 12 (2005), с. 2219—2231.

УДК 533.9+519.6

РАЗРАБОТКА И ОТЛАДКА ПРОГРАММЫ ДЛЯ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА НА ОСНОВЕ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Севастьянов А.Л.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время актуальна проблема поиска нового источника энергии. Одним из возможных источников энергии является управляемый термоядерный синтез. Программа создается для численного моделирования сжатия и нагрева вещества пучками тяжелых ионов с созданием необходимых условий термоядерного горения. Рассматривается сферически симметричная мишень, подвергаемая воздействию радиально направленных пучков тяжелых ионов. Сферическая симметрия наиболее благоприятна для гидродинамических эффектов кумуляции энергии. Мишень имеет оболочечную структуру, где внутренние слои состоят из термоядерного топлива, а внешние слои играют роль приёмника энергии тяжелых ионов и трансформатора этой энергии в кинетическую энергию сжатия центральных областей вещества. С математической точки зрения эта задача сложна прежде всего в силу своей нелинейности, поэтому реализуется с помощью математического моделирования.

Сферически симметричный случай термоядерного горения описывается следующей системой уравнений

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial(r^2 v)}{\partial s}; \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -r^2 \frac{\partial p}{\partial s}; \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v; \quad p = p(\rho, T); \quad (1)$$

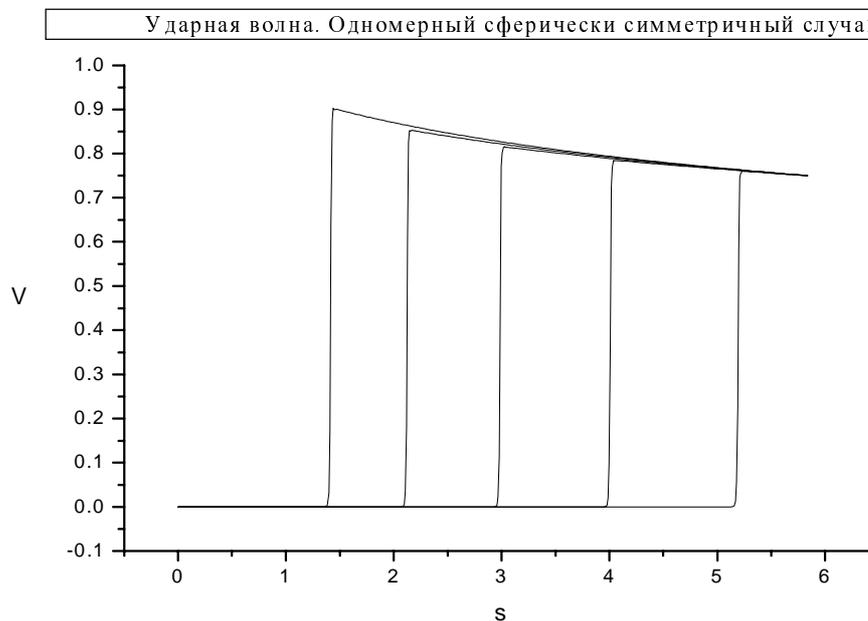
$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) = -\frac{\partial}{\partial s} (pr^2 v) - \frac{\partial}{\partial s} (r^2 W) + Q; \quad (2)$$

$$W = -\kappa r^2 \frac{\partial T}{\partial s}; \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T). \quad (3)$$

Эти уравнения удобно решать в Лагранжевых массовых переменных, так как правая ($s=0$) и левая ($s=M$) границы при этом фиксированы. В общем случае вводится неравномерная сетка. Дифференциальные уравнения аппроксимируются полностью консервативной разностной схемой. Система разностных уравнений решается методом отдельных прогонок: уравнения делятся на две группы «динамическую» и «тепловую». В «динамическую» группу входят уравнения (1), а в «тепловую» - (2), (3). Уравнения каждой группы решаются итерационным методом Ньютона по отдельности, с последующими итерациями между группами.

Для отладки программы используется задача, которая имеет аналитическое решение. Газодинамическая часть программы тестировалась на «задаче о поршне» для случая ударной волны и волны разрежения.

Приведем пример ударной волны в случае сферической симметрии.



Ударная волна движется к центру сферы. Наблюдается ярко выраженное увеличение амплитуды волны (кумулятивный эффект) при приближении волны к центру сферы. В случае цилиндрической симметрии ударная волна с такими же начальными данными имеет небольшое увеличение амплитуды при приближении к оси. В случае плоской симметрии аналогичная ударная волна сохраняет амплитуду при приближении к левой границе.

С помощью программы ведутся расчеты вариантов исходной задачи.

УДК 517.958;621.372.8.

**О РЕШЕНИИ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ
ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ОПЕРАТОРА,
УДОВЛЕТВОРЯЮЩЕМ УСЛОВИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Мухартова Ю.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

При рассмотрении возбуждения колебаний в волноводах постоянного сечения имеется два набора функций – система собственных функций сечения с соответствующими граничными условиями и непрерывный набор собственных функций оператора дифференцирования по направлению оси волновода. В случае волновода со сложным заполнением доказательство полноты первой системы (или, что тоже, полноты системы нормальных волн) представляет отдельную и весьма сложную задачу. В работе [1] на примере задачи Дирихле для произвольного эллиптического оператора было показано, что, используя вторую систему, можно поставить условие излучения, вполне эквивалентное парциальным условиям излучения. Цель данной работы - показать, что этот результат не зависит от оценок Карлемана, специфических для задачи Дирихле, и может быть сформулирован в достаточно общей форме.

Пусть H – произвольное гильбертово пространство. Естественным обобщением задачи о возбуждении колебаний в волноводе является задача об отыскании функции u , удовлетворяющей уравнению

$$u - Au_{zz} + Bu = Af, \quad (1)$$

где A и B – произвольные компактные операторы в H , а f – функция с компактным носителем со значениями в H , то есть правило, ставящее в соответствие каждой точке z оси R некоторый элемент из H . К такому виду без труда можно привести, например, краевую задачу третьего рода в цилиндре $X = \{x \in S \subset R^n, z \in R^1\}$:

$$\begin{cases} L[u] + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \omega^2 u = f, \\ \sum_{i,j=1}^n n_i a_{ij}(x) \frac{\partial u}{\partial x_j} - hu \Big|_{\partial X} = 0 \end{cases} \quad (n_i - \text{компоненты внешней нормали к } \partial S) \quad (1')$$

для произвольного эллиптического оператора

$$L = \sum_{i,j=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(a_{ij}(x) \frac{\partial}{\partial x_j} \right) + \sum_{i=1}^n b_i(x) \frac{\partial}{\partial x_i} + c(x), \quad a_{ij}(x) \in C(\bar{S}),$$

коэффициенты $b_i(x)$ и $c(x)$ которого комплексны и кусочно-непрерывны в S . Функция $f \in C^2(S)$ имеет компактный носитель, $h(x) \in C(\partial S)$ также в общем случае является

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

комплексной функцией. В качестве H используется замыкание $C^\infty(S)$ по норме, порождаемой скалярным произведением

$$[v, w] = \int_S \left\{ a_{ij} \frac{\partial v^*}{\partial x_i} \frac{\partial w}{\partial x_j} + v^* w \right\} dx$$

На основании леммы Келдыша [2], [3], [4] можно доказать теорему:

Теорема 1. Если оператор A – самосопряженный и неотрицательно определенный, а собственные значения γ_n задачи

$$w + (B + \gamma^2 A)w = 0, \quad (2)$$

отличны от нуля, то задача (1) имеет и притом единственное решение, допускающее Fr-преобразование [1]. При этом, если M_n – алгебраические кратности собственных значений задачи (2), решение можно представить в виде

$$u(z) = \sum_{n=1}^N \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\gamma_n |z-z'|} \left\{ P_n^0 + |z-z'| P_n^1 + \dots + |z-z'|^{M_n-1} P_n^{M_n-1} \right\} f(z') dz' + \tilde{u}(x, z), \quad (3)$$

где P_n^m – некоторые операторы в пространстве H , а $\tilde{u}(z)$ – функция, равномерно в норме H убывающая по z , то есть существует такая константа C , что $\|\tilde{u}(z)\| \leq C/|z|$.

Теорема 1 позволяет доказать следующее утверждение: пусть $\omega^2 \neq \alpha_n^2$, где α_n^2 – собственные значения однородной краевой задачи для оператора L , соответствующей задаче (1'). Тогда существует и при том единственное обобщенное $W_2^1(S)$ -значное решение задачи (1'), допускающее Fr-преобразование, которое можно представить в виде (3). При этом $\gamma_n(\omega)$ – главные значения корня $\sqrt{\omega^2 - \alpha_n^2}$, P_n^m – операторы в пространстве $W_2^1(S)$, а $\tilde{u}(x, z)$ – элемент пространства $L_2(\Omega)$. В случае, когда все собственные значения задачи алгебраически однократные, требование существования Fr-образа решения задачи (1'), как и в случае задачи Дирихле, является условием, выделяющим решение, представляющее собой суперпозицию волн, бегущих от источника и удовлетворяющих парциальным условиям излучения.

1. Боголюбов А.Н., Малых М.Д. Замечание об условиях излучения для нерегулярного волновода. // ЖВМ и МФ. 2003. Т. 43. № 4. С. 585-588.
2. Келдыш М.В. О полноте собственных функций некоторых классов несамосопряженных линейных операторов. // Гл. I. Избранные труды. Математика. М.: Наука, 1985. С. 305-320.
3. Гохберг И.Ц., Крейн М.Г. Введение в теорию линейных несамосопряженных операторов. // М.: Наука, 1965
4. Маркус А.С. Введение в спектральную теорию полиномиальных операторных пучков. // Кишинев, "Штиинца", 1986

ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА ЭНТРОПИИ КОЛМОГОРОВА В ХАОТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

** Астахов С.В.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Как известно, автоколебания динамических систем могут иметь очень сложный характер, поэтому возникает вопрос о том, как, по каким критериям можно отличить регулярное движение от хаотического. Благодаря понятию энтропии Колмогорова [1,2] удалось строго сформулировать критерий хаотических колебаний динамической системы как неустойчивого по Ляпунову движения с положительной метрической энтропией h_μ . Однако, прямой расчет энтропии Колмогорова для многомерных перемешивающих систем практически невозможен и для ее оценки в гиперболических системах используется теорема Песина [3]. Из теоремы следует, что $h_\mu \leq \sum \lambda_i$, где λ_i — положительные показатели Ляпунова. Есть основания полагать, что такая оценка является достаточно грубой. В последние годы разработаны алгоритмы численной оценки энтропии Колмогорова, наиболее популярным из которых является алгоритм Грассбергера-Прокаччо [4]. На его основе построен метод оценки, использующий Recurrence Plots и дающий ряд преимуществ [5,6].

В настоящей работе исследуется проблема численной оценки энтропии Колмогорова хаотической системы по временному ряду методом Recurrence Plots, а также изменение энтропии Колмогорова при воздействии на систему белым шумом.

Энтропия Колмогорова оценивалась в следующих хаотических системах:

1) Система Ресслера:

$$\begin{cases} \dot{x} = -y - z, \\ \dot{y} = x + ay, \\ \dot{z} = b + z(x - m), \end{cases}$$

где x, y, z — динамические переменные; a, b, m — параметры системы.

2) Модифицированный генератор с инерционной нелинейностью:

$$\begin{cases} \dot{x} = mx + y - xz, \\ \dot{y} = -x, \\ \dot{z} = -gz + g \cdot \Phi(x), \end{cases} \quad \Phi(x) = \begin{cases} x^2, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases}$$

где x, y, z — динамические переменные; m, g — параметры системы.

Параметры были выбраны таким образом, что обе системы демонстрировали режим спирального хаоса.

Исследование показало, что данный метод позволяет эффективно оценивать энтропию Колмогорова хаотической системы по временной реализации. Численный эксперимент показал, что воздействие на систему внешним белым шумом приводит к увеличению метрической энтропии.

1. Колмогоров А.Н. Об энтропии на единицу времени как метрическом инварианте автоморфизмов// ДАН СССР. 1959. Т. 124.

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

2. Синай Я.Г. О понятии энтропии динамической системы// ДАН СССР. 1959. Т. 124.
3. Песин Я.Б. Характеристические показатели Ляпунова и гладкая эргодическая теория// УМН. 1977. Т. 32. № 4.
4. Grassberger P., Procaccia I. Characterization of strange attractors// Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. № 5.
5. Faure Ph., Korn H. A new method to estimate Kolmogorov entropy from recurrence plots: its application to neural signals// Physica D. 1998. V. 122. P. 265.
6. Thiel M., Romano M.C., Kurths J. Analytical description of recurrence plots of white noise and chaotic processes// Izv. VUZ. AND. 2003. V. 11. № 3.
-mail: astakhovsv@yandex.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ХЕРСТА ПО МАЛЫМ ВЫБОРКАМ

Рыжов Д.А., Бочкарев В.В.

Казанский Государственный Университет

Существуют функции, которые не являются достаточно гладкими или регулярными. Одной из простейших моделей негладких множеств и сигналов являются фрактальные функции. Фрактал - это множество, получающееся в результате линейных (аффинных) сжимающих отображений подобия. Эти множества возникают в нелинейных динамических системах.

Херст показал, что при анализе длительных наблюдений многих природных процессов, нормированный размах R/S очень хорошо описывается эмпирическим соотношением

$$\frac{R}{S} \sim \left(\frac{\tau}{2}\right)^H \quad (1)$$

где R - максимальный размах амплитуд случайного процесса; S - среднеквадратичное отклонение процесса; τ - длительность рассматриваемого промежутка времени. Данную закономерность связывают с проявлением самоподобия в исследуемой системе. При $H=1/2$ корреляция прошлых и будущих приращений отсутствует при всех t . Примером является классическое броуновское движение. Случай $H>1/2$ соответствует положительной корреляции; случай $H<1/2$ - отрицательной корреляции. На практике считают, что показатель Херста H можно оценить, анализируя временные ряды, состоящие примерно из 1500 измерений. Размах R можно считать частным случаем порядковой статистики. Для уменьшения числа измерений и улучшения статистических свойств результата эксперимента применяют порядковые статистики:

$$\lambda = \sum_{i=1}^n \alpha_i x_{(i)} \quad (2)$$

где α_i - весовые коэффициенты.

Ллойд [1] удалось найти общее решение для оптимальной оценки двух неизвестных параметров μ и σ функции распределения $F((x-\mu)/\sigma)$. Предполагается, что сам вид функции F заранее не известен. Расположив наблюдения в порядке возрастания, получим n порядковых статистик. Вычисляем математические ожидания порядковых статистик и их ковариационную матрицу, а затем находим оптимальные веса для линей-

ных оценок обоих неизвестных параметров. Полученная таким методом оценка будет состоятельной, несмещенной и оптимальной. Модельный эксперимент показывает, что применение оптимальных оценок позволяет существенно сократить число измерений.

E-mail: dima616@mail.ru

1. Боярский Э.А. Порядковые статистики, - М.: Статистика, 1972. - 120 с.
2. Потапов. А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации.- М.: Логос, 2002.- 664с.: ил.
3. Морозов А.Д. Введение в теорию фракталов.- Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2002, 160 стр.
4. П. Г.Фрик; Турбулентность: модели и подходы. Курс лекций. Часть I,II/ Перм. гос. техн. ун-т. Пермь, 1998. 108 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ОРТОГОНАЛЬНЫХ И БИОРТОГОНАЛЬНЫХ ВЕЙВЛЕТ - ФИЛЬТРОВ

Моисеев А.А., Волохов В.А., Новоселов С.А.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

В настоящее время обработка сигналов с использованием вейвлет-преобразования получила довольно широкое распространение [1]. Существует множество классов вейвлетов, обладающих различными свойствами (гладкость, симметричность и т.п.), такие как: Добеши, Мейера, Симлета, Коифлета и другие. В работе предлагается метод расчета коэффициентов вейвлет-фильтров с заданным порядком гладкости, позволяющий получить ортогональные и биортогональные вейвлеты.

Пусть два набора масштабирующих функций $\varphi(t)$ и $\tilde{\varphi}(t)$ порядка гладкости k и \tilde{k} соответственно образуют биортогональный вейвлет-базис, а $\varphi(t)$ порядка гладкости p – ортогональный. Тогда выполняются следующие условия

$$H^2(\omega) + H^2(\omega + \pi) = 1 \quad (1a)$$

$$H(\omega)\tilde{H}(\omega) + H(\omega + \pi)\tilde{H}(\omega + \pi) = 1 \quad (1б)$$

где $H(\omega) = \sum_l h_l e^{-jl\omega}$, $\tilde{H}(\omega) = \sum_l \tilde{h}_l e^{-jl\omega}$, а h_l и \tilde{h}_l – коэффициенты масштабирующего уравнения на функции $\varphi(t)$ и $\tilde{\varphi}(t)$.

Представим произведение $H(\omega)^2$ и $H(\omega)\tilde{H}(\omega)$ в виде

$$H^2(\omega) = \left[\cos\left(\frac{\omega}{2}\right) \right]^{2p} \sum_{i=0}^{M-1} b_i \cos(i\omega) \quad (2a)$$

$$H(\omega)\tilde{H}(\omega) = \left[\cos\left(\frac{\omega}{2}\right) \right]^{k+\tilde{k}} \sum_{i=0}^{M-1} b_i \cos(i\omega), \quad (2б)$$

где b_i – параметры, определяющие вид $\varphi(t)$ и $\tilde{\varphi}(t)$. Подставляя выражение (2) в (1) и выполняя ряд преобразований, получим ограничения на b_i в виде системы линейных уравнений. Если $M = 2p + 1$, получим разложение (2), соответствующее биортогональным фильтрам Добеши (при этом $2p = k + \tilde{k}$). А если $M > 2p + 1$, то появляется определенное число степеней свободы в определении вейвлета. Следовательно, варьируя свободными параметрами, возможно получить набор различных вейвлетов. Далее воспользовавшись методом спектральной факторизации [1], находим коэффициенты фильтров h_i и \tilde{h}_i .

Предлагаемый метод позволяет синтезировать как ортогональные, так и биортогональные вейвлет-фильтры с требуемой формой амплитудно-частотной характеристики и заданным порядком гладкости соответствующей вейвлет-функции. К тому же предлагаемый метод достаточно прост в реализации и не требует каких-либо символьных вычислений.

E-mail: dcslab@uniyar.ac.ru

1. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам: Пер. с англ. Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2004.

КОНЕЧНОРАЗНОСТНЫЕ СХЕМЫ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ИХ УСТОЙЧИВОСТЬ

Манько А.А.

Гродненский государственный университет им. Янки Купалы

Метод конечных разностей является одним из наиболее распространённых численных методов решения уравнений математической физики. В отличие от того же метода Фурье, успех применения которого связан линейностью дифференциальных уравнений, постоянством их коэффициентов и эквивалентностью граничных условий условиям нечётности и периодичности начальных данных. Применение методов конечных разностей не связано такими ограничениями, но для них встаёт вопрос об устойчивости.

Всякий раз, когда для приближённого решения краевой задачи применяются конечно-разностные уравнения, следует определить условия, при которых они являются устойчивыми. Такого рода условия обычно представляют собой ограничения, налагаемые на допустимую величину временного шага, выраженную через величины других приращений. Однако существуют примеры как безусловно устойчивых, так и безусловно неустойчивых разностных уравнений.

В данной работе рассматриваются наиболее распространённые конечно-разностные аппроксимации для уравнения теплопроводности. А также применение метода сеток для расчета эффективного коэффициента теплопроводности композиционной системы.

Были проанализированы и исследованы на устойчивость наиболее распространённые конечно-разностные схемы для уравнения теплопроводности. В работе показано, что структура наполнителя, когда коэффициенты теплопроводности наполнителя и матрицы отличаются на порядки, играет решающую роль в определении значения эффективного коэффициента теплопроводности. Разработанная модель позволяет решать, как конкретные прикладные задачи, так и исследовать эффекты теплопроводности, возникающие в композиционных системах, например – перколяционные.

Результаты этой работы могут быть использованы при решении прикладных задач теплопроводности для неоднородных систем. Разработанная компьютерная программа моделирует трехмерную теплопроводность в композиционных системах, позволяет определять все необходимые параметры для тепловых расчетов: температурное поле, локальные значения градиентов температур, эффективный коэффициент теплопроводности.

E-mail: GardemarinAlex@yandex.ru

1. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач./М.: Изд. Мир, 1972. –
2. Самарский А.А. Введение в численные методы./ М.: Изд. Наука, 1982.- 272 с.
3. Годунов С.К., Рябенкий В.С. Разностные схемы./М.: Изд. Наука, 1977-439 с.
4. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики./М.:Изд. Наука, 1992. – 424 с.

ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В РАСЩЕПЛЕННЫХ ТОНКИХ ТОКОВЫХ

Оводков Д.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

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

В данной работе проведено численное исследование динамики заряженных частиц в расщепленных ТТС. Получена качественная картина динамики частиц в зависимости от параметра адиабатичности [5] и от формы профиля плотности тока – одногоорбой или двугорбой. Численными и аналитическими методами проанализировать механизм рассеяния магнитного момента в расщепленном ТТС, в зависимости от параметра адиабатичности и характерных параметров слоя.

E-mail: dovodkov@yandex.ru

1. Sonnerup, B.U.O., “Adiabatic particle orbits in magnetic null sheet” // J. Geophys. Res., 1971, v.76, p.8211.
2. Chen J. and P. J. Palmadesso “Chaos and nonlinear dynamics of single-particle orbits in magnetotaillike magnetic field” // J. Geophys. Res, 1986, v.91, p.1499
3. Hoshino M., A. Nishida, T. Mukai, Y. Saito, and T. Yamamoto “Structure of plasma sheet in magnetotail: double-peaked electric current sheet” // J. Geophys.Res., 1996, v.101 p.24775.
4. Asano, Y., T. Mukai, M. Hoshino, Y. Saito, H. Hayakawa, and T. Nagai “Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail” // J. Geophys. Res., 2003, v.108, p.10101.
5. Buchner J., and Zelenyi L.M “Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals, Basic theory of trapped motion” // J. Geophys. Res., 1989, v.94, p.11821.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

**Председатель подсекции
проф. д.ф.-м.н. Чуличков Алексей Иванович**

УДК 576.3

АНАЛИЗ ВНУТРЕННЕЙ ГИДРОДИНАМИКИ АМЕБОИДНОЙ КЛЕТКИ

****Павлова Т.А., Токарчук А. В., Цуканов А. А.**

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Традиционно в процессе движения амебоидной клетки по подложке выделяют три этапа: выбрасывание, прикрепление и сокращение ламеллоподии (мембранный вырост цитоплазмы в виде узкой пластинки). В нашей работе исследуется гидродинамика процесса всех трех стадий движения в связи с процессами полимеризации/деполимеризации белковых нитей.

Движение цитоплазмы моделируется методом НРР-клеточного автомата (назван по первым буквам фамилий создателей). Поле клеточного автомата представляет собой ортогональную решетку. Возможные состояния клетки соответствуют наличию в ней частиц, движущихся параллельно осям координат в количестве не более одной частицы на каждое направление. На каждом временном шаге частица перемещается на одну клетку в соответствующем направлении.

Так как двумерный НРР-газ в своём макроскопическом поведении не удовлетворяет уравнению Навье-Стокса, то в модели используется трёхмерный газ, хотя область, в которой он находится, фактически является двумерной для других объектов.

Оболочка клетки моделируется связным непересекающимся графом с одним циклом. Узлы графа распределяются равномерно вдоль периметра области, заполненной молекулами клеточного автомата. Поскольку граница представляет собой динамический объект, то длина ребер графа не постоянна. Для сохранения точности описания границы необходимо детализировать значительно растянутые ребра добавлением дополнительных узлов, не нарушая при этом общей конфигурации графа, а также ликвидировать излишне близкие узлы.

Рост полимерных цепей моделируется следующим образом: указываются точки генерации, точки аттракции, а также поверхность выборки. На поверхности выборки случайным образом определяется точка, рассчитывается расстояние от нее до каждой из точек генерации. Там, где расстояние наименьшее, появляется звено цепи, и точкой генерации становится точка на конце звена. Процесс продолжается, до тех

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

пор пока все цепи не достигнут поверхности аттракции, сформированной из множества точек аттракции.

Динамика роста нитей непосредственно в процессе движения подчиняется уравнениям химической кинетики.

В результате работы разработан алгоритм и написана программа, позволяющая наблюдать изменение формы клетки при движении, динамику сборки-разборки полимерных нитей. Получены зависимости среднего натяжения клеточной мембраны и перемещения фиксированного узла от времени, хорошо согласующиеся с экспериментом [1], что позволяет сделать вывод о пригодности модели и производить ее дальнейшее расширение на трехмерный случай. Модель достаточно универсальна, за счет подбора параметров она может быть применена к различным типам движущихся клеток.

Авторы выражают огромную благодарность своему научному руководителю, доценту кафедры компьютерных методов физики, Грачеву Е. А. за интересную постановку задачи и помощь в ее решении, а также Докукиной И. В. за ценные замечания и рекомендации.

1. Munevar, S., Y. L. Wang and M. Dembo (2001a). Distinct roles of frontal and rear cell-substrate adhesions in fibroblast migration. *Mol. Biol. Cell* 12, 3947-3954.

УДК 577.216.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИКЛЕТОЧНОЙ СИГНАЛИЗАЦИИ СПЕРМАТОЗОИДА МОРСКОГО ЕЖАВ ПРОЦЕССЕ ХЕМОТАКСИСА

** Мисютин Т.С., Докукина И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Для морских ежей *Arbacia punctulata* хемоаттрактантом, активирующим сперматозоид, является короткий белок, называемый резактом. Рецептором является связанная с мембраной гуанилил циклаза (guanylyl cyclase) (GC). Стимуляция резактом сперматозоида морского ежа вызывает множество клеточных откликов, таких как изменение во внутриклеточном pH , концентрации Ca^{2+} , концентрациях cAMP и cGMP и мембранном потенциале. При движении в градиенте хемоаттрактанта, сперматозоид изменяет свое поведение перемещения в воде, которое приводит к сети его миграций к источнику аттрактанта. Во время движения сперматозоида к яйцеклетке активация хеморецепторов на поверхности жгутика сперматозоида передается «системе обработки данных клетки», которая анализирует и интегрирует хемоаттрактивный сигнал. Эта «система обработки данных клетки» затем передает сигнал двигателю жгутика, что определяет направление движения сперматозоида в воде.

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

В [1] приведена примерная схема внутриклеточной сигнализации, запускаемой при присоединении молекулы резакта, полученная экспериментально. Резакт производит быстрое и кратковременное повышение концентрации сGMP, за которым следует кратковременный приток Ca^{2+} . Одновременно с первым, так называемым «ранним», всплеском Ca^{2+} , повышение концентрации сGMP вызывает увеличение концентрации сAMP, которое в свою очередь провоцирует еще один («поздний») приток Ca^{2+} . При этом отклик Ca^{2+} может быть запущен одной молекулой резакта.

Согласно предложенному механизму сигнализации, можно ввести ряд переменных концентраций, характеризующих состояние системы, и записать систему кинетических уравнений реакций, описывающую этот процесс.

Сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными [1] позволяет оценить значения коэффициентов. Результаты моделирования находятся в хорошем соответствии экспериментом.

Авторы выражают глубокую признательность доценту кафедры компьютерных методов физики Е.А.Грачёву за интересную постановку задачи и помощь в ее решении.

1. U.V.Kaup, J.Solzin, E.Hilderbrand. "The signal flow and motor response controlling chemotaxis of sea urchin sperm". Nature Cell Biology, 2003, vol.5, p.109 – 117.

УДК 535.33:612.373.8

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В АКТИВНОЙ СРЕДЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ОПТИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ

Акпаров В.В., Шенин Ф.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

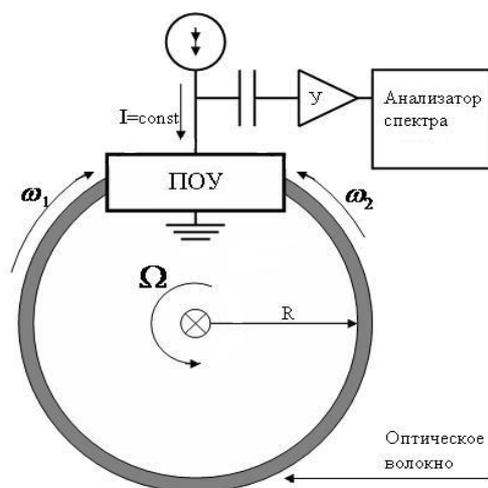


Рис 1. Полупроводниковый лазерный гироскоп. Схема устройства

Принцип действия оптических гироскопов основан на эффекте Саньяка, суть которого заключается в том, что две встречные электромагнитные волны, распространяющиеся во вращающемся кольцевом волноводе, затрачивают разное время на облет резонатора.

Разность оптических длин резонатора для встречных волн, возникающая при вращении гироскопа, описывает соотношение $\Delta L = \frac{4\pi R^2}{c} \Omega$ [1]. Здесь πR^2 – площадь, охватываемая оптическим контуром, Ω – проекция частоты вращения на плоскость кольцевого резонатора (независимо от положения оси вращения). Появление ΔL для встречных волн приводит к разнице оптических частот:

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta L}{L} \text{ или } \Delta v = \frac{4A}{L\lambda} \Omega, \text{ где } A - \text{ проекция площади, охваченной замкнутым вол-}$$

новодом, на плоскость перпендикулярную оси вращения гироскопа.

Газовые кольцевые лазеры (ГКЛ) стали основой первых лазерных гироскопов и на сегодняшний день достигли пределов своей точности. В то же время полупроводниковые лазеры достигли совершенства и отличаются компактностью, надежностью и дешевизной. В мире уже созданы первые гироскопы на основе полупроводниковых кольцевых лазеров (ПКЛ), и исследуются их физические свойства [3]. В кольцевом лазере на основе ПОУ для измерения частоты биений встречных волн возможна регистрация оптоэлектронного сигнала без внесения дополнительных потерь на излучение [2]. Он представляет собой изменение напряжения на p-n переходе в зависимости от величины оптической мощности в активной области полупроводникового лазера. Его возникновение связано с изменением концентрации носителей при прохождении волны через активную область.

Основной целью настоящей работы является создание модели полупроводникового кольцевого лазера, учитывающей взаимодействие двух волн разной частоты внутри активной области. Модель позволяет получить совместное решение волнового уравнения и уравнения динамики носителей.

Волновое уравнение в активной среде:

$$-(\sigma - \alpha) \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0,$$

величина σ характеризует потери в среде, обусловленные нерезонансным поглощением излучения материалом активной области, а α - усиление, связанное с внешней накачкой. Мы рассматриваем одномерное уравнение, пренебрегая поперечной структурой поля.

Скоростное уравнение для неравновесных носителей, описывает динамику неравновесных носителей в активной среде:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{j}{ed} - \frac{N}{\tau} - \frac{\alpha}{\hbar \omega} |E|^2,$$

в частности, увеличение концентрации носителей за счет тока накачки и ее уменьшение за счет спонтанного и вынужденного излучения. Последний член уравнения обуславливает воздействие излучения на среду – «выжигание носителей». Диффузией носителей пренебрегаем.

Следующие уравнения связывают параметры активной среды с концентрацией носителей. $n^2 = \epsilon \mu$ показатель преломления активной среды; ϵ - диэлектрическая проницаемость; μ - коэффициент магнитной проницаемости:

$$\begin{cases} \alpha = \frac{an}{c} N \\ \epsilon = \epsilon_0 + \frac{anR}{k_0} N \\ \sigma = \sigma_0 \end{cases}$$

Численное моделирование проводилось с использованием программы, написанной на C++, результаты обрабатывались в среде Matlab. Вычисления производились методом конечных разностей.

Две встречные оптические волны с отличающимися частотами входят с разных сторон в активную среду, что эквивалентно вращающемуся гироскопу. Волны интерферируют между собой и одновременно взаимодействуют с активной средой, которая их усиливает. Интерференционная картина встречных волн модулирует распределение концентрации неравновесных носителей. Это приводит к модуляции во времени пространственного распределения концентрации носителей с частотой, равной разности оптических частот, и, таким образом, к изменению падения напряжения на p-n переходе. Результаты расчета были получены для входящих волн с $\omega_1 = 24,75 \text{ ТГц}$ и $\omega_2 = 30,82 \text{ ТГц}$ (ближний ИК диапазон), длиной активной области $L = 20 \text{ мкм}$, временем измерения $T = 10^{-11} \text{ с}$.

В результате численного моделирования получены картины изменения во времени пространственного распределения концентрации неравновесных носителей в активной области полупроводникового лазера при распространении через ПОУ двух встречных оптических волн с разными частотами. Показано, что усредненное по пространственным координатам распределение концентрации носителей изменяется во времени с частотой, равной разности частот встречных волн. Этот результат находится в качественном соответствии с экспериментальными результатами [3].

1. «Применение лазеров» под ред. В.П. Тычинского, «Мир», Москва, 1974;
2. П.Г.Елисеев, Ву Ван Лык, М.А. Манько, М.В. Цоцория «Электрический отклик в InGaAsP/InP-гетеролазерах», Квантовая электроника, том 15, №11, 1988;
3. Taguchi, Masahiro Ikeda, et al. Proposal of a semiconductor ring laser gyroscope. Kozo Optical and Quantum Electronics Vol. 31, pp. 1219-1226, 1999.

ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ МАГНИТА С-ТИПА ДЛЯ ТРАССЫ ПРОВОДКИ ПУЧКА ЦЕНТРА ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Черных А.Н.¹, Ларионов В.П.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,

² ФГУП «Московский радиотехнический институт РАН»

В работе рассмотрено решение задачи по разработке конструкции магнита С-типа, используемого для проводки пучка с протонного синхротрона в исследовательские камеры. Конструкция магнита должна удовлетворять следующим требованиям: ток в обмотке магнита не должен превышать 1кА на виток; магнитное поле в камере должно быть 15 кГс; однородность магнитного поля в зазоре магнита не должна превышать 0,1%.

Компьютерным моделированием на базе пакета POISSON проведено исследование магнита и получена его оптимальная конструкция. Достоинством разработанной конструкции магнита является его небольшие размеры.

Получены зависимости однородности поля $\frac{dB}{B_0}$ от величины зазора между полюсами магнита для энергии протонов 250 МэВ, величины магнитной индукции от полного тока, протекающего через обмотку магнита, а также картина силовых линий магнита.

Работа проводилась в рамках разработки проекта центра протонной лучевой терапии на базе больницы им. Боткина в г. Москве.

УДК 519.634

АЛГОРИТМЫ СГЛАЖИВАНИЯ И ФИЛЬТРАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Егоров В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В спектрометрии часто встает задача поиска и применения алгоритмов для сглаживания экспериментальных данных. Здесь рассмотрено три алгоритма: метод скользящего среднего, метод медиан и метод, использующий дискретное преобразование Фурье. Наибольший интерес представляет ДПФ, как наиболее гибкий и мощный алгоритм.

В основе преобразования Фурье лежит идея разложения функции в гармонический ряд. В качестве функции выступает набор точек – массив экспериментальных данных.

Прямым дискретным преобразованием Фурье называется преобразование вида

$$X_k = \sum_{n=1}^N x_n e^{-j2\pi kn/N}, \quad (1)$$

приводящее набор чисел x_1, x_2, \dots, x_N к набору чисел X_1, X_2, \dots, X_N . Обратное преобразование:

$$x_n = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X_k e^{j2\pi kn/N}. \quad (2)$$

Очевидно, что для вычисления ДПФ от N точек необходимо выполнить как минимум N^2 умножений, что занимает много времени и требует большой вычислительной мощности. Поэтому сегодня вместо ДПФ используется быстрое преобразование Фурье (БПФ или FFT), позволяющее свести число умножений внутри алгоритма до $N \log_2 N$.

Основным недостатком БПФ является его требовательность к данным. В частности, применяемый алгоритм, разработанный J.W.Cooley и J.W.Tukey работает только с массивами, количество точек в которых равно степени двойки. Это создает определенные проблемы: приходится либо опускать часть данных, не являющихся принципиально важными, либо дополнять массив нулями. В случае пакетной обработки данных принятие решения о том, выгоднее ли дополнять данные нулями или обрезать их с краев представляет собой отдельную задачу. Существуют двумерные и трехмерные БПФ, работающие с изображениями и объектами.

Написанный по итогам изучения алгоритма код используется в программных пакетах по обработке экспериментальных данных, полученных на спектрофотометре СФ-103 и титраторе производства компании «Аквилон». С помощью БПФ сглаживается экспериментальная кривая с многочисленными помехами, а также на примере иску-

ственно созданных данных с шумами на определенных частотах демонстрируются возможности фильтрации с помощью БПФ.

Получаемый в результате прямого преобразования массив точек (Фурье-образ) представляет собой зависимость амплитуды гармоник от их частоты. Для удаления из графика высокочастотных шумов, достаточно приравнять амплитуды соответствующих гармоник нулю. Иногда применяется более сложная схема, когда спектр умножается на некоторую непрерывную функцию, имеющую минимумы в области нежелательных частот.

Важным свойством разложения является зеркальный эффект – симметрия Фурье-образа относительно центра. Из-за его присутствия приходится обнулять гармоники симметрично. Такая обработка данных искажает результат, что особенно заметно на ровных участках. Коэффициентом, определяющим степень сглаживания, в данном случае является процент обнуляемых амплитуд. Фильтрация осуществляется аналогично сглаживанию.

Кроме БПФ, представлены метод скользящего среднего и метод медиан. В методе скользящего среднего (МСС) берется некоторое нечетное число K точек, стоящих последовательно (обычно 3, 5 или 7), вычисляется их среднее арифметическое и затем записывается в массив итоговых данных. После этого, выборка перемещается на одну точку вперед по исходным данным и расчёт повторяется. В итоге получается заметно более гладкая кривая (чем больше точек взято, тем более гладкая). При этом $(K-1)/2$ точек, стоящих с каждого края, оказываются отброшенными. Недостатком этого метода является довольно сильное искажение вида пиков, ширина которых сравнима с числом точек K .

Медианный фильтр, по сути, похож на сглаживание по методу скользящего среднего. Отличие заключается в том, что рассматриваемые K точек располагаются по возрастанию (применяется сортировка выбором) и в конечный массив записывается значение функции в точке, оказавшейся в середине отсортированного списка. Преимущество в том, что узкие пики (в 1-2 точки), влияющие на результат МСС, здесь окажутся полностью проигнорированными уже при $K = 5$, хотя кривая может получиться и не столь гладкой.

В программе пользователю предлагается самому выбрать наиболее предпочтительный фильтр и параметры к нему. Наиболее эффективным и мощным инструментом является БПФ, однако при больших значениях коэффициента сглаживания БПФ некорректно обрабатывает участки кривых, где данные примерно равняются константе: появляются низкочастотные помехи. С другой стороны, МСС хорошо обрабатывает гладкие участки, но при больших значениях K искажает пики. Медианный фильтр рекомендуется использовать при нежелательных всплесках шириной несколько точек. Иногда имеет смысл убрать подобные всплески медианным фильтром, а уже потом сгладить график с помощью БПФ.

Представленный в программе код уже сейчас используется в продаваемых компанией «Аквилон» программных пакетах. На данный момент является актуальным расчёт корреляции обработанных и экспериментальных данных и, возможно, расчёт коэффициентов сглаживания по заданной границе корреляции.

e-mail: blitz33@gmail.com

1. Ильин А.А., Абузова И.В. // Алгоритмы быстрого преобразования Фурье для фильтрации высокочастотных сигналов // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ. Выпуск 3. Москва, 1994

2. М. Войнаровский // Быстрое преобразование Фурье // <http://psi-logic.narod.ru/fft/fft.htm>
3. William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery // Numerical Recipes in C: the Art of Scientific Computing // (ISBN 0-521-43108-5), Cambridge University Press

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ МЕТОДА ПОИСКА СТРУКТУРНЫХ МОДЕЛЕЙ НАНОЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ

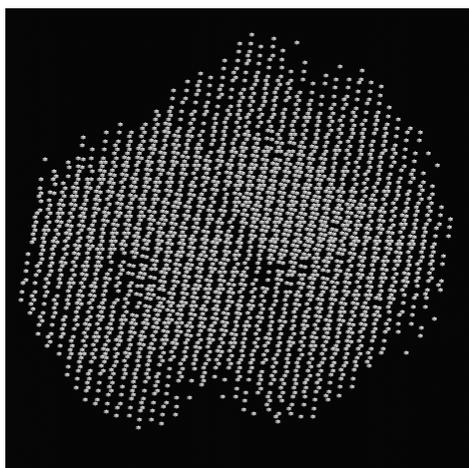
Волков В.В.¹, Парахонский Г.В.^{1,2}

¹⁾ *Институт кристаллографии РАН*

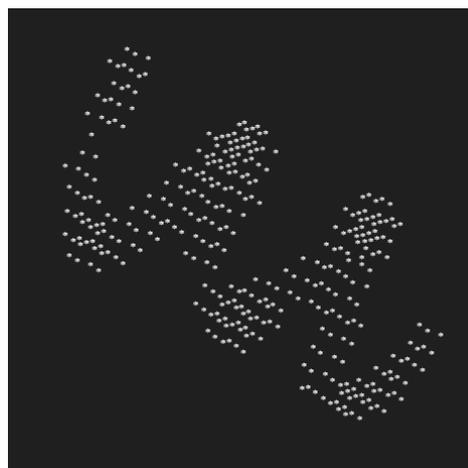
²⁾ *МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Одним из наиболее мощных методов поиска формы наночастиц по данным малоуглового рассеяния от монодисперсных систем (растворы, взвеси и т.д.) является метод моделирования структуры с помощью малых сфер (метод шариков). Согласно данному методу, структуру частицы представляют в виде совокупности плотноупакованных шариков заданной плотности. Поиск структуры ведут путем варьирования заполнения ограниченной пространства шариками, минимизируя отклонение теоретически рассчитанной кривой рассеяния от экспериментальной. Одними из основных проблем, которые часто остаются за пределами исследований, являются вопросы об однозначности решения, его устойчивости и зависимости от параметров процедуры поиска. Для поиска пространственного расположения объемных элементов в данной работе была использована программа DAMMIN [Svergun, D.I. // *Biophys. J.* 1999. V.76 (6), P.2879], основанная на методе моделирования отжига. Согласно данному методу, поиск модели ведут путем случайного размещения шаров в узлах пространственной сетки, расположенной внутри заданной области поиска, диаметр которой известен заранее из экспериментальных данных. При этом всегда запоминаются модели, для которых среднеквадратичное отклонение теоретической кривой рассеяния от экспериментальной минимальное в данный момент, или, с вероятностью, определяемой виртуальной температурой, принимается неудачная модель.

Задачей исследования было определение оптимальных параметров процедуры поиска: числа вариаций модели при заданной температуре N_T , множителя перехода к следующей температуре P_T , максимального числа шариков в области поиска, а также взвешивающей функции для кривой интенсивности рассеяния. Для модельных тел типа пустотелых цилиндров и спиралей (решение для которых неустойчиво) было найдено, что значения $N_T = 50000$, $P_T = 0.92$, число узлов 2000-5000 и предусмотренное в DAMMIN взвешивание путем умножения интенсивности на квадрат угла рассеяния являются оптимальными и для других тел с анизотропией не более 1:5. Используемое многими авторами вычисление квадратичной невязки в логарифмической шкале интенсивности оказалось предпочтительным только в случае восстановления пустотелого цилиндра с анизотропией 2:5, в остальных случаях его использование неоправдано. В качестве примера на рисунке показано восстановление структуры спирали при взвешивании на квадрат угла (в центре) и подгонке в логарифмической шкале. Основным выводом из данной работы является рекомендация для исследователя проводить определение оптимальных параметров процедуры поиска решения для конкретного случая на модельных телах, отражающих основные предполагаемые структурные особенности исследуемых объектов.



Решение в Логарифме 1



Решение в S^2

E-mail:orcbox@yandex.ru

ВЭЙВЛЕТ-АНАЛИЗ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ EXAFS СПЕКТРОСКОПИИ

Шабельникова С.Л., Чукалина М.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых
материалов РАН, г. Черноголовка*

Целью данной работы является демонстрация возможностей и ограничений вэйвлет-анализа для исследования сигналов *Extended X-ray Absorption Fine Structure* (EXAFS) спектроскопии. Основная идея вэйвлет-анализа заключается в том, что в качестве базисной функции используется функция, обладающая свойством локальности, которая масштабируется и смещается, чтобы покрыть все частотно-временное пространство. В работе в качестве базисной функции выбирается функция Морле, обладающая выше указанным свойством, и на данный момент хорошо изученная. Функция имеет следующий вид:

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \left(\exp(i\eta t) - \exp\left(-\frac{\eta^2}{2}\right) \right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right)$$

Основным критерием выбора функции материнского вэйвлета (как еще называют вэйвлет функцию) служит близость функциональной зависимости частотных компонент, входящих в измеренный сигнал к виду выбираемой вэйвлет функции. Базисная функция влечет за собой и определение размера «частотно-временного окна», которое в отличие от окна в Фурье-преобразовании **гибко**, на который опирается одно из положений критерия оптимального выбора функции материнского вэйвлета. На рисунке представлен сигнал, его Фурье и вэйвлет-преобразования. Для третьей координационной сферы (третий небольшой максимум на Фурье преобразовании) необходимо выяснить какой или какие типы рассеивающих атомов его образовали. Фурье преобразование не дает ответа на этот вопрос (максимум один), на вэйвлет-преобразовании два

четко выраженных максимума, следовательно, два типа рассеивателей на этой координационной сфере. Но часто возникают сложные ситуации, когда невозможно разрешить два центра локализации варьированием параметров функции Морле. Расчет показывает, что два центра локализации волновых процессов не могут быть разрешены, если латеральный размер (он определяется положением центра окна в частотно-временном пространстве и значениями параметров функции Морле) частотно-временного окна больше, чем расстояние между центрами локализации. Тогда было предложено использование линейной комбинации функций Морле, и было достигнуто значительное улучшение разрешающей способности этого метода.

E-mail: aennna@mail.ru

1. Funke, H., A. Sheinost and M.V. Chukalina. 2005. *Phys. Rev. B* (In press).
2. Grossmann, A. and J. Morlet. 1984. *SIAM J. of Math. Anal.* 15, 723-728.
3. Sayers, D.E.; E.A. Stern and F.W. Lytle. 1971. "New Technique for Investigating Non-crystalline Structures: Fourier Analysis of the Extended X-Ray—Absorption Fine Structure". *Phys. Rev. Lett.* 27, 1204-1207.
4. Stern, E.A.; D.E. Sayers and F.W. Lytle. 1975. "Extended X-ray absorption fine structure technique. III. Determination of physical parameters". *Phys. Rev. B* 11, 4836-4846.

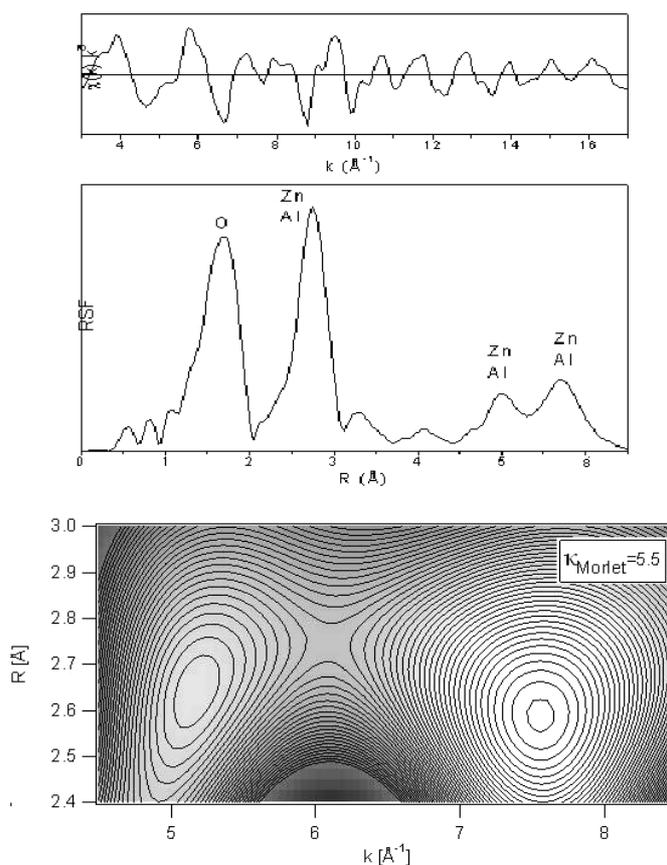
РЕКОНСТРУКЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА

** Фролова Г.В., Сибгатуллин М.Э., Бондарева Е.А., Галимуллин Д.З.,
Салахов М.Х.

Казанский Государственный Университет

Одной из важных задач, возникающих при использовании атомно-силовой микроскопии, является реконструкция исходного изображения, искаженного случайными погрешностями и аппаратной функцией зонда. В общем случае задача восстановления является обратной некорректной и следует учитывать влияние шума, присутствующего

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



в экспериментальных данных. Природа погрешностей носит самый разнообразный характер и поэтому для решения обратной задачи и последующей физической интерпретации полученных результатов необходимо развитие методов устойчивых к структуре экспериментальных шумов.

В данной работе рассматривается проблема первичной обработки двумерных сигналов - задача удаления шума, присутствующего в экспериментальных данных, с использованием дискретного двумерного вейвлет-анализа. Вейвлет-анализ позволяет рассматривать сигнал при различном уровне разрешения, тем самым выявляя характерные особенности исследуемых изображений, что в свою очередь позволяет эффективно проводить операцию по удалению шума.

В модельном эксперименте проверена эффективность использования вейвлет-анализа для обработки двумерных сигналов. Полученные результаты показали, что данный метод может быть успешно применен для удаления шума. Также данный подход был применен к обработке изображения дифракционной решетки, полученного при помощи атомно-силового микроскопа. После обработки наблюдается хорошее качество восстановления структуры.

nelegalka@mail.ru

1. I.Daubechies, G.Teschke, Variational image restoration by means of wavelets: simultaneous decomposition, deblurring, and denoising, Applied and Computational Harmonic Analysis (2004)
2. Н.М.Астафьева, Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук, 166, №11 (1998) 1145-1170.
3. М.Э.Сибгатуллин, А.А.Севастьянов, С.С.Харинцев, М.Х.Салахов, Когерентная оптика и оптическая спектроскопия, сборник статей, Казань (2002) 129.
4. Е.М.Бабина, Г.Г.Ильин, О.А.Коновалова, М.Х.Салахов и Е.В.Сарандаев, Когерентная оптика и оптическая спектроскопия, сборник статей, Казань (2003) 185.
5. М.Х.Салахов, С.С.Харинцев, Математическая обработка и интерпретация спектроскопического эксперимента, Казань (2001) 240

ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЗАКОДИРОВАННЫХ ПО АЛГОРИТМУ SPIHT

Волохов В.А., Новоселов С.А.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

Цифровые изображения занимают все большую часть информационного пространства. Развитие Интернета, наряду с доступностью все более мощных компьютеров и прогрессом в технологии производства цифровых камер, сканеров и принтеров, привели к широкому использованию цифровых изображений. Отсюда постоянный интерес к улучшению алгоритмов сжатия данных, представляющих изображения.

В последнее время активно развиваются такие алгоритмы сжатия как JPEG (Joint Photographic Experts Group), методы фрактального кодирования, вейвлет-преобразования. Данные методы различны по своей структуре, но идея всех трех состоит в одном: преобразовать данные изображения к другому виду, где легче отбросить часть данных, которую можно было бы безболезненно удалить. В случае преобразования Фурье, которое наряду с дискретным косинус-преобразованием (ДКП) является основой большинства методов сжатия JPEG, это обычно высокочастотные сигналы. Для вейвлет-преобразования это данные,

соответствующие мелким деталям. Фрактальные методы пытаются непосредственно представить информацию об изображении в компактном виде.

Результат алгоритмического кодирования может быть затем сжат путем компактного представления закодированных чисел. Квантование может дать как уменьшение количества чисел в списке, так и уменьшения количества бит, необходимых для записи числа.

При декодировании исходное изображение восстанавливается из закодированных данных. Декодирование может сопровождаться дополнительной пост-обработкой, направленной на улучшение качества декодированного изображения, например, удаление артефактов блочности, которые могут появиться в результате работы алгоритма сжатия.

Работа посвящена рассмотрению нестандартизованного, но достаточно эффективного алгоритма SPIHT (Set Partition in Hierarchical Trees – “Разбиение множества в иерархические деревья”) [1], основанного на вейвлет-преобразовании и предназначенного для сжатия и прогрессивной передачи изображений. На основе упрощенной реализации указанного алгоритма, произведена оценка качества декодированного изображения в зависимости от количества переданной информации.

Для того чтобы оценить, как изменяется качество восстановленного изображения (для данного алгоритма) с изменением числа битовых плоскостей, можно воспользоваться величиной, получившей название, пиковое отношение сигнал шум (*PSNR*) (Peak Signal-to-Noise Ratio), измеряемой в децибелах.

$$PSNR = 20 \log_{10} \frac{\max_{i,j} |P[i, j]|}{\sqrt{\tilde{N}\hat{E}\hat{I}}},$$

где СКО - среднеквадратическая ошибка, $\max_{i,j} |P[i, j]|$ - максимальный пиксель исходного изображения.

E-mail: dcslab@uniyar.ac.ru

1. Said A. and Pearlman W. A new, fast, and efficient image codec based on set partitioning in hierarchical Trees // IEEE Trans. on Circ. and Syst. for Video Tech. 1996. V. 6, P. 243-250.

ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА БЕЗИНЕРЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Дягилева Н.М.

Тольяттинский государственный университет

Целью данной работы являлось исследование явления поляризации света, определение угла вращения плоскости поляризации и средней концентрации сахара в растворе.

Метод измерения реализован в компьютерном эксперименте. Компьютеризация эксперимента осуществляется с помощью измерительного комплекса L-micro и АЦП (аналого-цифрового преобразователя).

Предложенный метод имеет следующие преимущества: безинерционность; не требуется контакт между вращающимся объектом и измерительным прибором; для измерения интенсивности можно использовать оптодатчики, имеющие высокую чувствительность.

В данной работе используются свойства поляризованного света, в частности закон Малюса:

$$I = I_0 \cos^2(\alpha) \quad (1)$$

где α - угол между плоскостью поляризованного света и плоскостью поляризатора.

Эксперимент проводился в три этапа:

На первом этапе необходимо было проверить справедливость формулы (1). Для измерения угла поворота используется датчик угла поворота из базового комплекта оборудования лаборатории «L-micro». Источником поляризованного света является полупроводниковый лазер. Поляризатор жестко крепится к вращающемуся объекту. Измеряли интенсивность в отраженном свете. Для получения отраженного луча используется зеркало, на которое наклеен поляризатор. Луч, прошедший через поляризатор и отраженный от зеркала, падает на оптический датчик. Сигналы поступающие от оптодатчика и датчика угла поворота через АЦП выводятся на компьютер и данные отображаются графически в режиме реального времени. В результате была получена линейная зависимость, что подтверждает справедливость применения закона Малюса. Далее получили зависимость интенсивности световой волны от угла поворота плоскости поляризации.

На втором этапе для определения угла вращения плоскости поляризации используется кювета с раствором сахара. По показаниям датчика угла поворота, которые выводятся на экран монитора, определили угол вращения плоскости поляризации.

На третьем этапе рассчитали среднюю концентрацию сахара в растворе, т.к. явление вращения плоскости поляризации лежит в основе точного метода определения концентрации растворов оптически активных веществ.

Данный эксперимент показывает, что идея применения свойств поляризованного света для измерения угла вращения плоскости поляризации верна. Проведенные исследования подтверждают возможность использования персонального компьютера в качестве универсального измерительного прибора, обеспечивающего удобство отсчета, регистрации и обработки результатов измерений. Конечный результат может быть выдан как в аналоговой, так и в цифровой форме. На основе эксперимента можно разработать макет измерительного прибора, который можно сделать небольших размеров. В настоящее время существуют дешевые полупроводниковые лазеры и миниатюрные оптодатчики. На основе созданной измерительной системы может быть разработана серия лабораторных работ нового поколения по физике и другим предметам.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.н. Скиданенко В.И за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: biktor.cm@mail.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОВ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ И ТЕКСТУРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ КЛАССИФИКАЦИИ СПЕКТРОЗОНАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЛЕСНЫХ ТЕРРИТОРИЙ

*Хвалей С.В.

НИИ Прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета

Исходными данными дистанционного зондирования лесов, используемые нами для тематической классификации, являются три спектрально-зональных изображения в

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

спектральных каналах видимого и ближнего ИК диапазонов шириной 40 – 60 нм и спектры высокого разрешения (1024 канала в области 350 – 1150 нм), полученные в отдельных точках изображений (4 – 6 спектров на одно изображение). Указанные данные регистрируются с помощью видеоспектрального комплекса ВСК-2 [1] при трассовых съемках с борта вертолета. Для оптимизации и автоматизации доступа все исходные данные размещаются в реляционную базу данных.

Значение отдельного пикселя изображения минимально значимо, в особенности при поиске и классификации объектов, в пределах которых могут наблюдаться значительные вариации величины отраженного излучения. В тоже время значения сигналов от групп близких пикселей, как правило, сильно пространственно коррелированы. Поэтому учет текстуры изображения при его анализе становится важным компонентом, в особенности при обработке изображений с высоким пространственным разрешением, применяемых, например, для классификации отдельных ландшафтных единиц различных масштабов (древостоев, куртин, отдельных деревьев).

Вначале на основе данных GPS строится мозаика спектральнональных (трехканальных) изображений с последующей пространственной привязкой к ним спектров. Далее выполняется анализ полученной мозаики с целью поиска пространственных структур фиксированной формы и размеров путем сравнения величин двух выборочных дисперсий заданного эталонного и текущего объектов на основе критерия Фишера. После этого объекты определенной найденной группы (с заданной пространственной структурой) дополнительно классифицируются по значениям вегетационного индекса NDVI. Для вновь полученных групп объектов для каждого пикселя рассчитываются спектры на основе разработанной методики линейной интерполяции [2], используя измеренные по трассе спектры. Окончательная классификация осуществляется для полученных спектров на попиксельной основе методом максимального правдоподобия.

Разработанная методика применяется для классификации типов лесных территорий, в том числе гарей и обнаруживает лучшую точность в сравнении с обычной попиксельной классификацией. Корреляция полученных результатов и таксационных описаний базы данных ГИС «Лесные ресурсы» достаточно высокая и составляет 75 – 95 %

remsens@niks.by

1. *Беляев Б.И., Беляев Ю.В., Веллер В.В., Залетный В.М., Казак А.А., Катковский Л.В., Курикина Т.М., Нестерович Э.И., Сосенко В.А.* Авиационный аппаратно-программный комплекс ВСК-2 для контроля состояния лесов. // *Аэрокосмические методы и геоинформационные технологии в лесоведении и лесном хозяйстве: Доклады III Всерос. конф., посвящ. памяти Г.Г. Самойловича (Москва, 18-19 апреля 2002 г.)* – М., ЦЭПЛ РАН, 2002, с. 115-118.
2. *Катковский Л.В., Беляев Б.И., Беляев Ю.В., Курикина Т.М., Казак А.А., Хвалей С.В.* Пространственная и спектральная экстраполяция данных дистанционного зондирования лесов. // *Сб. докладов Второй всероссийской научной конференции «Дистанционное зондирование земных покровов и атмосферы аэрокосмическими средствами» (Санкт-Петербург, 16-18 июня 2004 г.)* – СПб: ООО «Даниэль», 2004, с.159-163.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА**Председатель подсекции****проф. д.ф.-м.н. Осипов Алексей Иосифович**

УДК 536.412

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВОЙНОЙ МОДУЛЯЦИИ В ИЗМЕРЕНИИ
КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ ПРОВОДЯЩИХ
ЖИДКОСТЕЙ**

Соболева А.В., Карчевский О.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

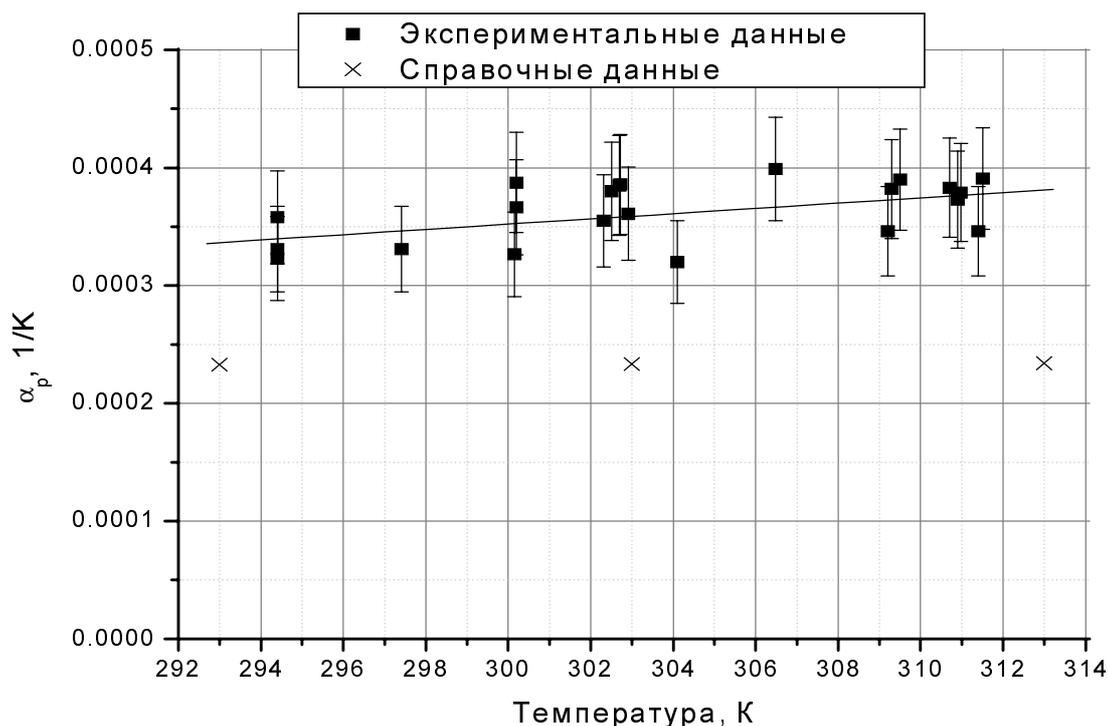
Работа посвящена разработке нового метода измерения коэффициента теплового расширения проводящих жидкостей. Сущность метода состоит в том, что исследуемая проводящая жидкость подвергается воздействию периодических изменений давления с частотой ν и переменного электрического тока, мощность которого изменяется по гармоническому закону с той же частотой ν . Сдвиг фазы между этими воздействиями должен быть таким, чтобы температурные отклики от указанных воздействий были в противофазе. Если путем изменения амплитуды колебаний мощности тока добиться взаимной компенсации температурных откликов, то коэффициент теплового расширения (к.т.р.) может быть определен по формуле:

$$\alpha_p = \frac{w_{\sim}}{2\pi \cdot \nu \cdot V \cdot p_{\sim} \cdot T},$$

где ν - линейная частота, w_{\sim} - амплитуда колебаний мощности джоулевого нагрева, p_{\sim} - амплитуда колебаний давления, T и V - абсолютная температура и объем исследуемой жидкости.

Одной из трудностей, возникающих при реализации этого метода, является отличие формы колебаний давления от синусоидальной. Теория метода относится только к гармоническим сигналам. Поэтому на первой стадии создания метода пришлось ограничиться суррогатной компенсацией. Её особенностью является необходимость построения двух характеристик, одна из которых представляет собой зависимость температурного отклика термопары, находящейся в образце, от амплитуды колебаний давления; другая же представляет собой зависимость температурного отклика той же термопары от мощности электрического тока. По этим характеристикам для выбранного какого-либо значения температурного отклика можно определить амплитуду колебаний мощности, а также амплитуду колебаний давления, при которой наблюдается то же значение температурного отклика. Полученные таким образом значения амплитуд колебаний мощности и давления позволяют определить коэффициент теплового расширения. Из-за негармонического характера колебаний давления пришлось выделять

гармонические составляющие из сигнала, пропорционального давлению, а также из сигнала, пропорционального соответствующим колебаниям температуры образца. Поскольку колебания мощности электрического тока формируются с помощью компьютера, то их форма оказывается близкой к гармоническим колебаниям. Тем не менее, гармонический анализ распространяется и на колебания мощности и на ответные колебания термопары. Для этого был использован цифровой осциллограф Velleman PCS500.



Была проведена серия экспериментов на калий-натриевой смеси эвтектического состава (см. Рис.). Также на рисунке представлены значения коэффициента теплового расширения калий-натриевой смеси, рассчитанные по данным температурной зависимости плотности [3]. Расхождение экспериментальных данных с рассчитанными находится в пределах 30%. Однако именно в этих пределах лежит погрешность определения коэффициента теплового расширения по данным о плотности. Метод измерения к.т.р., основанный на двойной модуляции, имеет то преимущество, что позволяет определять локальное значение α_p , а не усредненное его значение по некоторому температурному интервалу. Полученные результаты позволяют считать перспективным использование этого метода в измерениях к.т.р. жидких металлов.

1. Благоднаров Л.А. Письма в ЖТФ (1995), том 21, вып.24, с.51
2. Благоднаров Л.А., Карчевский О.О., Иванников П.В., Клепиков А.С. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2003, №3, с.17
3. Кириллов П.Л., Денискина Н.Б. Теплофизические свойства жидкометаллических теплоносителей (справочные данные и соотношения). Обзор ФЭИ-0291.2000г

УДК 577.3

ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ МАКСИМУМ НА КРИВОЙ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОДЫ И ЕГО СВЯЗЬ С ТОПОЛОГИЕЙ СЕТКИ ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ В ВОДЕ

** Соловей А.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Проведен анализ структуры комплекса молекулы воды с молекулами первой и второй координационных сфер. Расчет модельных структур с использованием потенциалов ТРЗР и Полтева-Маленкова показал, что могут существовать устойчивые структуры из четырех молекул воды, в которых атомы кислорода находятся на характерных расстояниях 0.37 нм, что соответствует «промежуточному» максимуму на кривой радиального распределения. Существование таких структур коррелирует с образованием бифуркатных связей в жидкой воде. Показано, что такой результат можно получить, сохраняя тетраэдричность элементов структуры и изменяя ее топологию.

Радиальная функция жидкой воды при нормальных условиях, как правило, интерпретируется следующим образом: первый максимум в области 0.27 – 0.29 нм – это четыре соседа по тетраэдрическим направлениям, с которыми связана данная молекула воды, в двух случаях выступая донором, а в двух – акцептором этих связей.

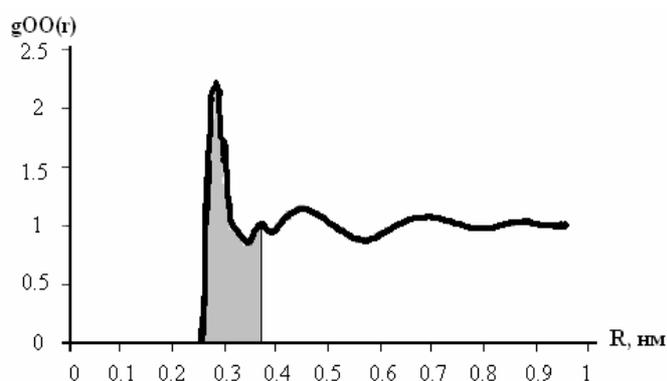
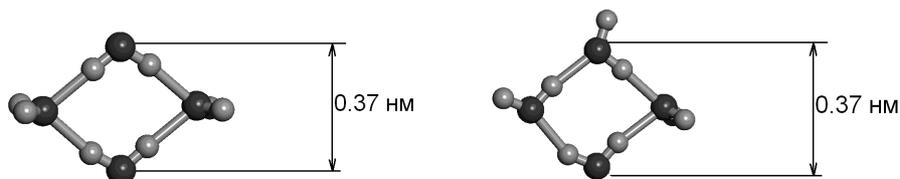


Рис.1 Экспериментальная радиальная функция $g_{OO}(r)$ жидкой воды. Закрашена область, в которой у молекулы воды пять соседей.

максимум на радиальной функции – в области 0.37 нм – это «пустотные» молекулы. Второй максимум на радиальной функции – довольно широкий – в области 0.4 – 0.5 нм это молекулы второй координационной сферы, связанные тетраэдрическими связями с молекулами первой координационной сферы.

В настоящей работе предлагается объяснение промежуточного максимума присутствием в структуре жидкой воды следующих структур:



Научный руководитель д. ф.-м.н. проф. В. И. Лобышев

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

ИОННЫЕ ЖИДКОСТИ: ПОЧЕМУ ОНИ ЯВЛЯЮТСЯ ХОРОШИМИ РАСТВОРИТЕЛЯМИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ

Аэров А.А.

Ионные жидкости – жидкие электролиты, состоящие из одних только ионов и обладающие температурой плавления, близкой к комнатной. Как правило, ионные жидкости состоят из органического катиона и неорганического аниона. Именно благодаря большому размеру и асимметричному строению катиона ионные жидкости имеют низкую температуру плавления. В последнее время интерес к этим веществам в промышленности и науке значительно возрос [1]. Это связано с тем, что эти жидкости очень хороши в роли реакционной среды, поскольку обладают рядом уникальных свойств. Они обладают очень низким давлением насыщенных паров, что делает их безвредными для окружающей среды. Во многих реакциях они обладают каталитической активностью. Кроме того, из ионной жидкости легко извлекать продукт, а её саму использовать повторно. Но, пожалуй, основным свойством ионных жидкостей является то, что они являются хорошими растворителями для широкого класса веществ. Благодаря этому в ионных жидкостях можно проводить реакцию между такими веществами, которые в других растворителях одновременно не растворяются.

В данной работе предлагается возможное теоретическое объяснение того, почему ионные жидкости являются хорошими растворителями для различных веществ. На основе теории типа Флори-Хаггинса строится фазовая диаграмма для смеси ионной жидкости с произвольным веществом. Показывается, что вне зависимости от свойств этого вещества, область фазового расслоения на диаграмме будет меньше, чем область фазового расслоения на аналогичной диаграмме смеси незаряженных веществ.

1. J. Dupont , R.F. de Souza, and P.A.Z. Suarez *Chem. Rev.* **2002**, *102*, 3667-3692

ВЛИЯНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА НА ПРОЦЕСС ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВОДОРОДНО-КИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ

Константиновский Р.С., Шибков В.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Одной из главных целей работы было установление механизмов, ответственных за воспламенение газообразного топлива в присутствии неравновесной плазмы разряда при высоких значениях приведенного электрического поля. Математическое моделирование процесса инициирования воспламенения водородно-кислородной смеси было выполнено при наличии следующих предположений: смесь однородна по пространству; термическое уравнение состояния смеси - уравнение Менделеева-Клапейрона; калорическое уравнение состояния - $C_p(T)$ [2]. В основу модели была положена система уравнений [1], включающая в себя уравнения баланса числа частиц и уравнение баланса энергии:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\gamma}_i = G_i - \gamma_i \sum_{k=1}^{M_1} G_k, \quad G_i = \sum_{q=1}^{M_2} \frac{\alpha_{iq}^- - \alpha_{iq}^+}{N} [R_q^+ - R_q^-] \quad R_q^{+(-)} = k_{+(-)q} \prod_{j=1}^{M_1} (N\gamma_j)^{\alpha_{jq}^{+(-)}}, \\ \dot{N} = N \sum_{k=1}^{M_1} G_k, \quad \dot{H}(\gamma_i, N, T) = 0, \quad H = N \cdot \sum_{i=1}^{M_1} \gamma_i \left(h_{0i}[T_0] + \int_{T_0}^T C_{Pi}(T) dT \right) \quad T_0 = 300K, \end{array} \right.$$

где γ_i - мольные доли соответствующих компонент, N - общая концентрация смеси, T - температура смеси, H - энтальпия единицы объёма. В данной работе проводилось численное решение этой системы по методу Эйлера с переменным шагом. Разработанная кинетическая модель включает в себя 29 компонентов и 241 прямую и обратную реакции.

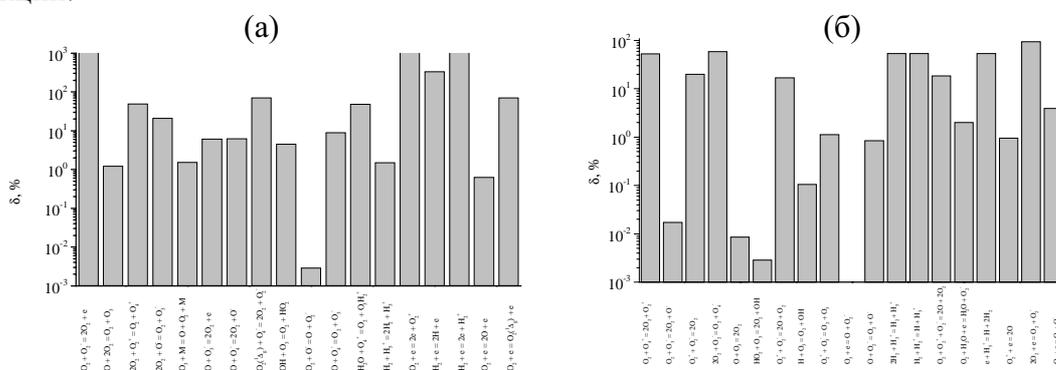


Рис. 1. Диаграмма чувствительности кинетической модели к различным реакциям, способствующим ускорению (а) и замедлению (б) воспламенения, рассчитанная при $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 900$ К и $T_c = 1.4$ эВ.

Для выявления вклада различных каналов в ускорение или замедление процесса воспламенения смеси, было проведено исследование чувствительности кинетической модели к различным реакциям. Для этого составлены четыре редуцированные кинетические схемы. Результаты представлены на (рис.1).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-02-16532).

1. А.М.Старик, Н.С.Титова, Кинетика и катализ, **44**, 35 (2003).
2. [Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник. Ред. В.П.Глушко, Л.В.Гурвича, Г.А.Бергмана и др., М.: Наука, т.1 (1978), т.2 (1979).

УДК 536.7

СКОРОСТЬ ЗВУКА И РАДИАЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Николаева О.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Скорость звука зависит от термодинамических свойств среды, в которой звук распространяется. Поэтому измерение скорости звука при различных значениях температуры и давления позволяет установить связь между различными термодинамически-

ми характеристиками. Вместе с тем данная связь не является тривиальной. Поэтому непосредственное восстановление по этим параметрам уравнений состояния представляется проблематичным.

Вместе с тем термодинамические свойства однородной среды могут быть получены на основе радиальной функции распределения $F_2(R)$. Поэтому естественно попытаться свести выражение для скорости звука к выражению через радиальную функцию распределения. Непосредственно этого сделать нельзя, так как теплоемкость при постоянном объеме C_v выражается через трехчастичную функцию распределения даже для двухчастичного потенциала взаимодействия.

В настоящее время вычисление радиальной функции распределения можно провести с большой точностью [1]. Поэтому не составляет труда вычислить производные от $F_2(R)$ по температуре θ ($\theta=kT$, k – постоянная Больцмана). В результате C_v для одноатомной однородной фазы принимает вид

$$C_v = \frac{3}{2}N + 2\pi N\rho \int_0^{\infty} \frac{\partial F_2(R)}{\partial \theta} \Phi(R)R^2 dR.$$

Здесь ρ – плотность числа частиц, $\Phi(R)$ – потенциал двухчастичного взаимодействия, N – число частиц в системе.

Для вычисления теплоемкости при постоянном объеме C_p необходимо знать и производные от давления p по температуре и по плотности. Вычисление этих производных сводится к вычислению производных от радиальной функции распределения по температуре и по плотности.

Таким образом, выражение для скорости звука [2] полностью определяется радиальной функцией распределения и ее производными по температуре и по плотности. Проведенные расчеты показали эффективность предлагаемого подхода и согласованность полученных результатов с результатами, найденными другими методами.

1. Eu В.С., Rah К. Phys. Rev. E **63**, 031203 (2001)
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986

УДК 533.6.011

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА С ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

*Знаменская И.А., Иванов И.Э., Орлов Д.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе ставилась задача исследования взаимодействия наносекундного поверхностного разряда с ударной волной. Экспериментальная установка представляет собой однодиафрагменную ударную трубу, в рабочей секции которой расположен

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

электроразрядный контур для организации импульсного газового разряда - объемного или поверхностного. В силу конструкции установки, волну и течение в трубе можно считать квазидвумерным и сформировавшимся в рабочей камере. В экспериментах использовался наносекундный, скользящий по поверхности диэлектрика разряд, представляющий собой систему параллельных каналов (плазменный лист). Скользящие разряды образуются на двух противоположных стенках рабочей секции. Плазменные листы размером $30 \times 100 \text{ мм}^2$ расположены на расстоянии 24 мм друг от друга. Разряд через систему синхронизации включается в заданный момент времени прохождения ударной волной разрядного промежутка ($T=0$). Таким образом, исследования можно проводить при широком наборе чисел Маха и областей (X) инициирования наносекундного поверхностного разряда. Это дает возможность также исследовать движение ударной волны в моменты $T>0$ по нестационарной, неоднородной области газа создав вблизи стенок при различных параметрах разряда.

Для этих целей проводились эксперименты по регистрации свечения для различного положения ударной волны в разрядном промежутке. Это достигалось изменением задержки между сигналом, поступающим от пьезодатчика давления при прохождении ударной волны и временем инициирования разряда. Диапазон задержек выбирался исходя из оценки параметров отвечающих за скорость ударной волны (толщины разрываемой диафрагмы, начального давления).

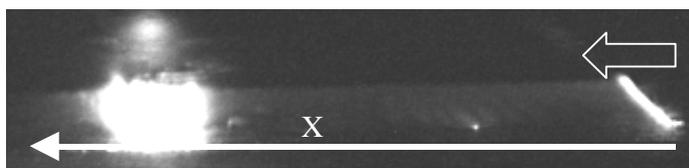


Рис.1. $M=2,5$ $X=5,35 \text{ см}$

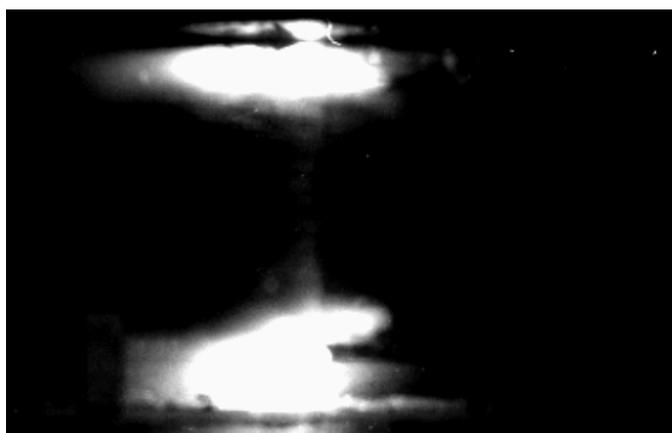


Рис.2. $M=2,6$ $X=1,5 \text{ см}$

Когда ударная волна находилась внутри разрядного промежутка в момент поджига разряда, наблюдалось интенсивное свечение поверхности перед фронтом (Рис.1). Интенсивность свечения росла с уменьшением расстояния между волной и концом разрядного промежутка. Инициирование разряда при различных положениях ударной волны позволяло получать различные плотности энергии на единицу объема.

При определенных параметрах эксперимента начинали возникать особенности свечения разряда. Поверхностный разряд начинал переходить в объемный (Рис.2), или светиться за ударной волной. Эти эффекты обуславливались различными комбинациями параметров: начального давления P_0 , числа Маха M и расстояния между волной и концом разрядного промежутка x . Объемное свечение проявляло себя при больших числах Маха (порядка $M=4-5$) и низком начальном давлении ($P_0=4-7$ торр), при этом расстояния до конца разрядного промежутка были довольно велики (вплоть до середины плазменного листа). Очевидно, что при этом не вся энергия возбуждения внутренних степеней свободы высвобождается в пристеночной области. При таком развитии разряда, исследование движения ударной

емное свечения проявляло себя при больших числах Маха (порядка $M=4-5$) и низком начальном давлении ($P_0=4-7$ торр), при этом расстояния до конца разрядного промежутка были довольно велики (вплоть до середины плазменного листа). Очевидно, что при этом не вся энергия возбуждения внутренних степеней свободы высвобождается в пристеночной области. При таком развитии разряда, исследование движения ударной

волны в моменты времени $T > 0$ по нестационарной, неоднородной области газа вблизи стенок должны учитывать наличие объемной компоненты газоразрядного процесса.

Свечение за фронтом ударной волны появлялось при небольших числах Маха ($\sim 2-3$) и достаточно низких начальных давлениях (25торр), но при расстояниях до конца разрядного промежутка менее 30% от его общей протяженности. В этом случае также надо учитывать, что не вся энергия разряда переходит в пристеночную область перед волной.

Таким образом, можно говорить о предельных величинах энерговыклада на единицу поверхности, которые достигаются в эксперименте по локализации поверхностного разряда в газе с разрывами при определенных критических параметрах.

Исследование динамики распространения ударной волны по нестационарной, неоднородной области после поверхностного импульсного энерговыклада осуществлялось численно. Значения плотности энергии для численного расчета брались из экспериментальных оценок при определенном положении ударной волны X . Время свечения плазменных листов для рассматриваемой установки составляет около 100нс. За такое время ионизации потока ударная волна $M=3$ продвинется на расстояние $L \sim 1$ мм. С точки зрения протекания газодинамических процессов такое вложение энергии можно считать мгновенным. С учетом экспериментально установленной геометрии данного разряда, при численном моделировании можно представить зону энерговыделения как довольно тонкий прямоугольник (1, 2). Численное моделирование задачи основывалось на двумерных неустойчивых уравнениях Навье-Стокса. Решая задачу о распаде разрыва на некотором удалении от области мгновенного ввода энергии, численно строилась ударная волна с заданным числом Маха. Расчет показал, что движение волны по нестационарной области, при определенных параметрах, можно рассматривать как комбинацию процессов распространения ударной волны по тепловому слою и взаимодействием ударных волн: набегающей и образованной энерговыделением.

На вычисленных профилях температуры и давления (Рис.3) виден тонкий слой сильно нагретого газа в пристеночной области, в зоне энерговыклада. В зависимости от величины энерговыделения и энтальпии набегающего потока за ударной волной можно выделить два режима распространения ударной волны: по тепловому слою и по области разрежения.

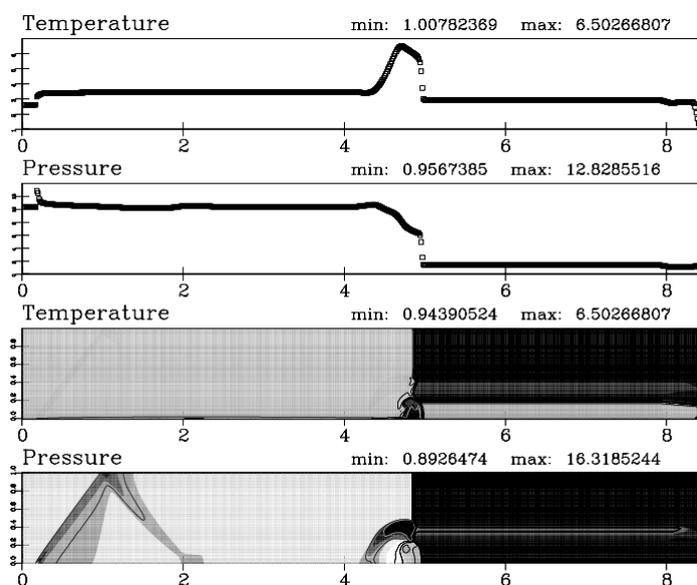


Рис.3. $M=3$, $t=6$ мкс, $X=5$ см

1. Znamenskaya I., Orlov D., Ivanov I. Non-stationary shock wave interaction with surface nanosecond discharges in the channel. ISTEP-16, 2005, PRAGUE

2. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В., Орлов Д.М. Распределенный поверхностный разряд в сверхзвуковом потоке воздуха. XXXIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 2006, Звенигород

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ДЛЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВОЗДУШНО-ПРОПАНОВОЙ СМЕСИ

Каменщиков С.А., Колесников Е.Б., Логунов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Приводятся результаты экспериментальных исследований процесса взаимодействия импульсной плазменной струи со сверхзвуковыми потоками воздуха и воздушно-пропановой смеси. Плазма создавалась магнитоплазменным компрессором (МПК), продольная ось которого была направлена навстречу потоку под углом 60° к его оси. Определены электрические параметры разряда: падение напряжения на разряде и его ток, мощность и энергия, выделяемая в плазме за время импульса.

По относительным интенсивностям линий меди определялась температура возбуждений соответствующих электронных уровней, которую в условиях настоящих экспериментов в периферийной области струи можно считать близкой к температуре плазмы.

В результате проведенных спектральных измерений было получено поле температур в различных сечениях плазменной струи в сверхзвуковом потоке. Показано, что максимальная температура плазмы в периферийной области струи наблюдается в точках, расположенных у торца МПК – плазмотрона, и при максимальной запасенной энергии достигает величины порядка 4 эВ. Температура плазмы уменьшается при уменьшении напряжения на накопительном конденсаторе. В общем случае, в различных точках сечения плазменной струи и при различной запасенной энергии температура изменяется в пределах $1,4 \div 4$ эВ.

Эксперименты по исследованию взаимодействия плазменной струи со сверхзвуковым потоком воздушно-пропановой смеси показали, что в результате такого процесса реализуется режим детонационного горения смеси. На основании результатов обработки сигналов с датчиков давления, расположенных по всей длине сверхзвукового канала, были определены типичные условия возникновения в топливной смеси режима детонации и некоторые его характеристики.

Aa_logunov@mail.ru

ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНЫЙ РАЗРЯД В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Колесников Е.Б., Логунов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Приводятся результаты экспериментальных исследований основных характеристик продольно-поперечного разряда при его создании в сверхзвуковых потоках возду-

ха. Определялись электрические характеристики разряда (падение напряжения и ток) и спектральные характеристики плазменной струи в сверхзвуковом потоке. Кроме того для определения формы разряда в различные моменты времени проводилась скоростная съемка плазменной струи в сверхзвуковом потоке.

Показано, что разряд развивается во времени виде отдельных каналов с образованием вторичных пробоев в различных местах разрядного промежутка. Причем процесс начала развития и максимальный размер каждого канала носят хаотический характер.

Поскольку исследования проводились с источником питания, работающем в режиме генератора тока, величина тока разряда при длительностях последнего в интервале 0,2 – 1,5 секунды была практически постоянной. В тоже время на осциллограммах напряжения наблюдалось хаотическое изменение амплитуды связанное, очевидно, с соответствующим изменением длины плазменной струи. Электрические измерения и полученные вольтамперные характеристики разряда показывают, что в исследуемых интервалах изменения разрядного тока (4 -18 А) разряд в основном является дуговым, с интенсивной областью энерговыделения вблизи катода.

Спектральные измерения заключались в определение характера изменения полного спектра разряда во времени и в зависимости от величины разрядного тока. По относительным интенсивностям линий меди определялась температура возбуждений соответствующих электронных уровней, которую в условиях настоящих экспериментов можно считать близкой к температуре электронов.

В результате проведенных спектральных измерений было получено поле температур в различных сечениях разряда. Показано, что максимальная температура электронов наблюдается в области электрода и достигает величины 1,8 - 2,0 эВ. По мере удаления от катода наблюдается небольшое уменьшение температуры. В целом же для всех точек разряда наблюдается изменение температуры электронов 1,2 – 2,0 эВ.

ke@hotbox.ru

532.58

ПРОСТЕЙШИЕ МИКРОЛОКОМОТИВЫ ДЛЯ ПЕРЕДВИЖЕНИЯ В ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЯХ

Селезнев А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В данной работе нашими основными задачами являлись изучение и сравнительный анализ эффективности некоторых предложенных недавно моделей микролокомотивов для передвижения в жидкостях в условиях большой вязкости. Передвижение всех их основано на циклическом изменении геометрии локомотива. Данная проблема представляет собой большой практический интерес. Например, в области медицины: используя микролокомотивы, как транспортеры химических веществ, можно было бы доставлять лекарства по кровеносным сосудам прямо в нуждающийся в них орган больного.

Сначала мы рассматриваем модель [1], представляющую собой три идентичные сферы, соединенные между собой двумя жесткими стержнями, способными изменять свою длину. Она может передвигаться путем поочередного периодического изменения длин стержней. Ее движение основано на том, что сопротивление, испытываемое двумя сферами при движении их в жидкости с постоянной скоростью, зависит от расстояния

между ними. В отличие от моделей локомотивов, предлагавшихся ранее, данная модель является относительно простой для понимания и математического описания. Нами были подсчитаны средняя скорость и энергопотребление микролокомотива в зависимости от его параметров: радиусов сфер, максимальных расстояний между ними, скорости и амплитуды изменения длин стержней.

Другая модель, предложенная израильскими исследователями [2], состоит из двух соединенных жестким стержнем сферических пузырей, которые способны менять свой объем и расстояние друг до друга. Здесь используется принцип уменьшения сопротивления, испытываемого сферой при равномерном ее передвижении в жидкости, прямо пропорционально уменьшению ее радиуса. По сравнению с предыдущей моделью, она является еще более простой для понимания. Ее передвижение напоминает передвижение некоторых микроорганизмов (например, амёб). Авторы утверждают (не подкрепляя это утверждение расчетами), что она может передвигаться быстрее и с меньшими энергетическими затратами, чем три соединенные сферы. Проведенный нами сравнительный анализ этих двух моделей смог выявить их основные достоинства и недостатки.

Нами была разработана еще одна модель локомотива, предположительно имеющая возможность составить конкуренцию своим предшественникам по критериям скорости, потребляемой для передвижения мощности и простоты изготовления.

Она являет собой периодически меняющий свою длину стержень, на обоих концах которого надеты «зонтики», способные перманентно складываться и раскрываться во время движения. При разработке этой модели мы использовали тот очевидный факт, что сопротивление сложенного «зонтика» гораздо меньше сопротивления раскрытого, вследствие чего модель является очень выгодной энергетически на стадии увеличения длины стержня. Эта выгода частично компенсируется потерями на стадиях раскрытия и закрытия «зонтиков», но за счет увеличения фазы выдвигания модель можно сделать гораздо более экономичной и быстрой сравнительно с ее предшественниками.

1. Najafi A and Golestanian R 2004 *Phys. Rev. E* **69** 062901 *Preprint cond-mat/0402070*
2. J E Avron, O Kenneth and D H Oaknin *New Journal of Physics* **7** (2005) 234

КЛАСТЕРНЫЙ ПОДХОД К ИЗУЧЕНИЮ ФАЗОВОГО ПОВЕДЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ

Озарнов И.А.

Московский физико-технический институт (государственный университет)

В экономике современной России большую роль играет добыча углеводородов. Для поддержания современных темпов добычи углеводородного сырья необходима разработка месторождений, содержащих трудноизвлекаемые запасы. Для решения проблемы низкой углеводородоотдачи необходимо как экспериментальное, так и теоретическое изучение фазового поведения углеводородов. Результаты такого исследования могут быть полезными не только в нефтегазовой, но и в других отраслях, например в авиационной – при проектировании пассажирского самолёта второго поколения, для которого в качестве топлива планируется использовать жидкий метан.

Для проведения экспериментальных исследований в лаборатории ВНИИГАЗа построен уникальный комплекс, представляющий собой два адиабатических калориметра [1]. Возможный диапазон измерений: по температуре: 90–425 К; по давлению: 0.1–75.0 МПа. Точность измерений: температуры в собственной шкале термометра ± 0.0003 К; давления ± 0.0005 МПа. В основу метода исследований положен тот факт, что фазовые переходы при изохорическом процессе сопровождаются изломами в температурных зависимостях давления и энтальпии. Соответственно, производные от них по температуре и теплоёмкость испытывают скачки. По скачкам этих величин и определяется переход через пограничную кривую для определённой плотности смеси, т.к. измерение проводится при фиксированном объёме калориметрической ячейки и фиксированном составе смеси в ячейке.

Перспективной моделью фазового поведения углеводородов является квазихимическая кластерная модель [2]. Поскольку кластеры обладают большим числом колебательных свобод и способны сильно влиять на термодинамические параметры, содержащего их флюида, то учёт их свойств необходим для построения адекватной модели углеводородного флюида большой плотности. Предварительные расчёты мольной доли димеров (кластеров, состоящих из двух молекул) метана в околокритической области, основанные на рассмотрении парных взаимодействий молекул с потенциалом Леннарда-Джонса, показывают, что димеры присутствуют в метане в широком диапазоне температур и оказывают значительное влияние на его термодинамические параметры.

Для прогнозирования термодинамических параметров углеводородов необходимо построить модель их фазового поведения, а эксперимент может служить источником информации для сравнения данных, полученных в рамках этой модели, с экспериментальными.

E-mail: illoz@mail.ru

1. Булейко В.М., Воронов В.П. «Использование адиабатического калориметра для изучения фазового поведения флюидов в плотных низкопроницаемых коллекторах». Сборник научных трудов ВНИИГАЗа, 2005. С. 135-148.
2. Артюхин А.С., Егоров Б.В., Забабурин Е.А., Кошечев А.В., Маркачев Ю.Е., Плеханов Е.А., Уфимцев И.С., Хлопков А.Ю., Чугреев А.Л., «Кинетика формирования ультралёгкой фракции нейтральных и заряженных кластеров в газодинамических потоках летательного аппарата», Химическая Физика, 2004, том 23, №4, с. 28-46.

О СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН, ИЗЛУЧАЕМЫХ ВИХРЕВЫМИ КОЛЬЦАМИ

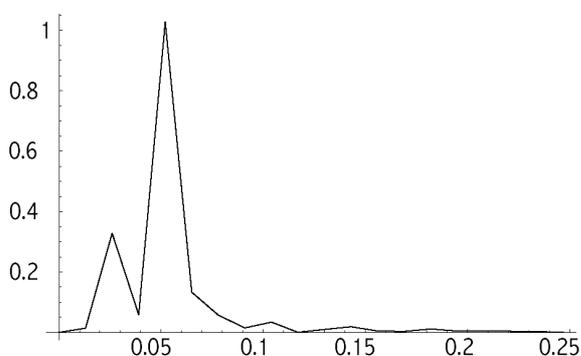
Кузьмин П.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Важной задачей гидродинамики является выяснение механизма распада турбулентного состояния в сверхтекучей жидкости. При температурах $T > 1\text{K}$ основными факторами диссипации оказываются вязкость нормальной компоненты и взаимное трение. В случае низких ($T < 0.1\text{K}$) температур эксперимент, однако, обнаруживает не зависящую от температуры диссипацию квантовой турбулентности [3]. В [4] указана

возможность распада турбулентности за счет излучения звуковых волн в акте слияния вихрей (vortex reconnection) и при распространении волн вдоль вихревых нитей. В классической жидкости спектр излучения вихревого кольца изучен в [5]. В квантовом случае исследования спектральных характеристик звуковых волн, возникающих при взаимодействии колец, не проводились.

Моделирование процесса слияния вихрей впервые выполнено в работе [6], факт излучения звуковых волн установлен в численном эксперименте [1]. Точность вычислений [2] позволила обнаружить возникающую при столкновении волну разрежения и ее эволюцию звуковые волны, однако волны, излучаемые возмущенными кольцами, зафиксированы не были. В данной работе выполнено моделирование столкновения двух колец на основе уравнения Гросса-Питаевского, приближенно описывающего эволюцию конденсата при нулевой температуре. Повышенная точность вычислений позволила выделить на фоне волны разрежения звуковые волны и вычислить их спектр.



В отличие от моделирования, проведенного в [1, 2], в данной работе получен временной профиль звуковой волны с разрешением, достаточным для проведения спектрального анализа. Спектр обнаруживает ярко выраженный узкополосный характер (см. рис.), который объясняется излучением звуковых волн возмущенными вихревыми кольцами. В пользу данного утверждения свидетельствует соответствие периода звуковых волн характерному периоду распространения азимутальных волн

вдоль кольца. Полученные результаты для формы спектра согласуются с экспериментальными данными [5] для классической жидкости. Сходство результатов, вероятно, связано с общим для классического и квантового случая механизмом образования волн.

Таким образом, один из механизмов распада турбулентного состояния при малых температурах обнаруживает сходство с классическим явлением излучения звука вихревым кольцом. Связанный со слиянием вихрей механизм рассеяния энергии турбулентности характерен для квантовой жидкости. Следует отметить, что, в отсутствие вязкости, столкновение вихрей является важным фактором, возмущающим движение вихревых колец; в связи с этим явление слияния вихрей приобретает первостепенное значение для обоих механизмов распада турбулентности.

Автор глубоко благодарен проф. Ф.В. Шугаеву за постановку задачи и внимание к работе.

1. M. Leadbeater, T. Winiecki et al. Phys. Rev. Lett. (2001), 86, p.1410.
2. M. Leadbeater, T. Winiecki et al. Phys. Rev. (2003), A67, p.015601.
3. S.L. Davies, P.C. Hendry, P.V.E. McClintock, Physica B (2000) 280, p.43.
4. D.C. Samuels, C.F. Barenghi, Phys. Rev. Lett. (1998), 81, p.4381.
5. М.Ю. Зайцев, В.Ф. Копьев, А.Г. Муниин, А.А. Потокин, ДАН СССР (1990), 35, с.1080.
6. J. Koplik, H. Levine, Phys. Rev. Lett. (1993), 71, p.1375.

УДК 533.92:537.521

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПСЕВДОКОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ОЗОНА

Малыхин Е.М., Лопаев Д.В., Намиот В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время большое внимание уделяется теоретическому описанию динамики различных молекулярных систем. Моделирование внутримолекулярных процессов из первых принципов (*ab initio*) вызывает наибольший интерес, так как позволяет глубже понять их не только на микро-, но и на макро- уровне.

В данной работе объектом исследования была молекула озона O_3 , а именно спектры поглощения в УФ области различных колебательных состояний этой молекулы. Достаточно точный расчет спектров в данном случае возможен только с использованием какого-либо *ab initio* метода, так как верхнее состояние, в которое осуществляется переход молекулы O_3 при поглощении фотона, является фотодиссоционным и имеет крайне сложную форму. Как известно [1], спектр поглощения может быть вычислен через автокорреляционную функцию:

$$\Sigma(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-E\tau} \langle \phi | \phi(\tau) \rangle d\tau$$

В данной работе для расчета автокорреляционной функции впервые применяется *ab initio* метод - метод псевдокогерентных состояний [2]. Метод псевдокогерентных состояний применяется для расчета динамики волновой функции в верхнем состоянии $O_3(^1B_2)$. Волновая функция представляется в виде суперпозиции относительно хорошо локализованных волновых пакетов i , центры тяжести которых обозначим через $\bar{x}_i(t)$ (для краткости приводимых формул сейчас рассматриваем одномерный случай). Вводится вспомогательный потенциал $U_1(x, t)$ вида:

$$U_1(x, t) = \alpha(t) + (x_i - \bar{x}_i(t))\beta(t) + (x_i - \bar{x}_i(t))^2 \gamma(t)$$

который, с одной стороны, “оптимальным” образом аппроксимирует истинный потенциал $U(x_i, t)$ в месте расположения пакета, а с другой стороны, позволяет при произвольных $\alpha(t), \beta(t), \gamma(t)$ представить решение уравнения Шредингера с таким $U_1(x_i, t)$ в виде:

$$\psi_{pi}(x_i, t) = \exp \left\{ -A_i(t)(x_i - \bar{x}_i(t))^2 + i \frac{p_i(t)}{\hbar}(x_i - \bar{x}_i(t)) + B_i(t) \right\} \quad (2)$$

Для получения решения необходимо вычислить т.н. эффективный гамильтониан [2]:

$$H_{eff} = \int \psi_p^*(x, t) \hat{H} \psi_p(x, t) dx, \quad (3)$$

который является усреднением оператора Гамильтона по псевдокогерентному состоянию. Использование эффективного гамильтониана позволяет провести расчеты в формализме классической динамики, а именно: уравнений Гамильтона с H_{eff} для нахождения

ния $A_i(t), p_i(t), B_i(t)$. Результатом расчетов является траектория движения волнового пакета, включающая в себя, кроме информации о траектории его центра тяжести, также информацию об изменении его ширины и фазы волновой функции.

В данной работе для расчетов применялся гамильтониан следующего вида:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{1}{M_i} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + U(x_1, x_2, x_3) \quad ,$$

где $U(x_1, x_2, x_3)$ - потенциал возбужденного 1B_2 состояния молекулы озона, взятый из статей ([3],[4]), а x_1, x_2, x_3 – нормальные координаты молекулы O_3 в нижнем состоянии 1A_1 .

1. E. Heller. J. Chem. Phys. Vol. 68., No 5, 1 March 1978.
2. Намиот В.А., Финкельштейн В.Ю. ЖЭТФ т.77 №3 (9) стр.884- 898 (1979)
3. M.G. Sheppard and R.B. Walker, J. ChemPhys., Vol.78, No.12, 15 June 1983, 7191
4. Koichi Yamashita, Keiji Morokuma, J. Chem Phys, 101 (5), 1 September 1994, 3806

УДК 533.92:537.521

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННОГО ОЗОНА В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

Малыхин Е.М., Зырянов С.М., Лопаев Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Озон всегда вызывал пристальный интерес ученых в силу его огромной важности для жизни: именно озон защищает биосферу Земли от убийственного влияния ультрафиолетового (УФ) излучения. Поэтому детальное понимание и изучение, как теоретическое, так и экспериментальное, спектров поглощения и рассеяния молекул озона представляется крайне важным. В данной работе исследовались спектры УФ поглощения озона в низкотемпературной плазме тлеющего разряда, когда значительная доля молекул O_3 находится в различных колебательно возбужденных состояниях.

Концентрация озона в разряде определяется балансом процессов образования и гибели. Основным процессом образования озона является трехтельная рекомбинация атомарного и молекулярного кислорода, как в объеме, так и на стенках. При этом подавляющая доля молекул O_3 образуется в высоких колебательно возбужденных состояниях. Гибель озона происходит в основном в реакциях с атомарным и синглетным кислородом, а также за счет диссоциации, так как в плазме высокая газовая температура. Колебательное возбуждение озона должно сильно модифицировать спектр его УФ поглощения (200-390 нм), соответствующий переходу $O_3({}^1A_1 \rightarrow {}^1B_2)$, а именно: должен наблюдаться значительный рост поглощения в длинноволновой области диффузной полосы Хартли (200-320 нм), соответствующей связанно-распадным переходам, также как и рост поглощения в полосах Хаггинса (320-390 нм), соответствующей связанно-связанным переходам. Таким образом, спектр поглощения колебательно возбужденного озона имеет сложную структуру, зависящую от заселенности возбужденных уровней.

В эксперименте исследовалось поглощение молекул озона в спектральной области 200-400 нм в плазме тлеющего разряда в кислороде в диапазоне давлений 5-50 торр и плотностей тока 50-200 мА/см². В качестве источника УФ излучения использовалась дейтериевая лампа на полом катоде. Излучение дейтериевой лампы имеет очень стабильный и широкий диффузный спектр в исследуемой спектральной области. После прохождения разрядной области излучение D₂ лампы попадало в монохроматор, и спектр прошедшего излучения регистрировался ICCD (Intensified Charge Coupled Device) системой, управляемой от компьютера. Таким образом были получены спектры УФ поглощения O₃ при разных условиях эксперимента. Главной особенностью всех спектров был, как и ожидалось, значительный рост поглощения в длинноволновой области полосы Хартли и полос Хаггинса. Это свидетельствует о заметном колебательном возбуждении молекул O₃ в разрядной плазме.

Очевидно, что спектр поглощения молекул озона является результатом поглощения различных колебательных состояний озона, каждое из которых имеет свой характерный спектр поглощения и вносит свой определенный вклад в результирующий (наблюдаемый) спектр в соответствии с его населенностью. Если известны спектры поглощения каждого из колебательных состояний озона, то, разложив экспериментально наблюдаемый общий спектр поглощения по «базовым» спектрам возбужденных состояний, можно определить населенности этих состояний. В данный момент спектры УФ поглощения высоких колебательно возбужденных состояний O₃ неизвестны. Предполагается провести *ab initio* расчет этих спектров на основе решения нестационарного уравнения Шредингера в потенциале возбужденного состояния ¹B₂, чему посвящена отдельная работа.

Знание заселенности возбужденных состояний озона имеет большое значение, так как колебательное возбуждение должно значительно влиять на многие процессы и реакции с участием молекул O₃. Поэтому изучение подобных процессов важно для многих областей науки и техники, например, физики верхней атмосферы Земли, различных систем озонирования и т.п.

1. Лунин, В.В.; Попович, М.П.; Ткаченко, С.Н. Физическая химия озона; Изд-во: М., МГУ, 1998 г.

УДК 533.92.537.521

СПЕКТРОСКОПИЯ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ $V^1\Sigma^+_G$ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА В ПЛАЗМЕ. ИЗМЕРЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Зырянов С.М., Лопаев Д.В., Малыхин Е.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Кислородсодержащая плазма находит достаточно широкое применение в современных плазменных технологиях. Газовая температура является одним из ключевых параметров этих технологий. Поэтому определение температуры газа – важное, а часто необходимое условие поддержания самого технологического процесса.

В настоящее время для определения газовой температуры в плазме часто используют молекулярную спектроскопию, а именно анализ вращательной структуры

спектров излучения возбужденных состояний молекул. Для применения такого подхода необходимо, чтобы время жизни возбужденного электронного состояния было много больше времени вращательно-поступательной (RT) релаксации. Только в этом случае распределение населенностей вращательных уровней можно считать бальцмановским с температурой равной газовой. Метастабильное состояние молекул кислорода $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ удовлетворяет данным требованиям, так как время RT-релаксации на несколько порядков меньше как времени столкновительной дезактивации, так и радиационного времени жизни. Спектр магнитного дипольного перехода $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=0) \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-, v=0)$ состоит из четырех ветвей: ${}^R R$, ${}^R Q$, ${}^P P$, ${}^P Q$ (где обозначения P, Q, R – соответствуют изменению квантового числа полного момента молекулы $\Delta J = -1, 0, +1$, а верхние индексы P и R соответствуют изменению квантового числа вращательного момента молекулы $\Delta K = -1, +1$ и определяют P и R ветви).

Распределение интенсивностей линий в спектре определяется формулой:

$$I_{J''}^{J'} = CS_{J''}^{J'} \exp\left(-\frac{F_{J'} hc}{kT}\right), \text{ где } J', J''\text{-квантовые числа полного момента молекулы в}$$

верхнем и нижнем состояниях соответственно, $F_{J'} = B_{v'=0} J'(J'+1) - D_{v'=0} (J'(J'+1))^2$, $B_{v'=0} = 1.39138 \text{ см}^{-1}$, $D_{v'=0} = 1.39138 \text{ см}^{-1}$, $S_{J''}^{J'}$ - факторы Хельна-Лондона, равные в приближении LS-связи соответственно: $\frac{1}{2} J''$ для ${}^R R$, $\frac{1}{2} (J''+0.25)$ для ${}^R Q$, $\frac{1}{2} (J''+1)$ для ${}^P P$, $\frac{1}{2} (J''+0.75)$ для ${}^P Q$.

В данной работе были измерены спектры перехода $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=0) \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-, v=0)$ в плазме разряда постоянного тока в чистом кислороде в диапазоне давлений 5-50 Тор. Разрешение использованного спектрографа (0.05 нм) было вполне достаточным для отчетливого наблюдения всех ветвей перехода. Эксперименты показали, что во всех условиях распределение населенностей вращательных уровней в состоянии $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=0)$ является бальцмановским с высокой степенью точности. Это позволило определить значение газовой температуры (300-800 К) в разряде.

Предложен и проверен более простой и быстрый метод измерения газовой температуры, идея которого в следующем. Так как расстояние между спектральными линиями в R и P ветвях различно, отношение максимумов интенсивностей данных ветвей будет зависеть от газовой температуры при сильном «замазывании» спектра аппаратной функцией спектрального прибора. Данный подход был экспериментально проверен с помощью монохроматоров, обладающих разной аппаратной функцией, при этом аппаратная функция определялась по уширению линии излучения гелий-неонового лазера. В результате были получены зависимости газовой температуры от отношения максимумов R и P ветвей в широком диапазоне спектральных разрешений (0.05-1 нм). Кроме этого было проведено численное моделирование спектра перехода $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=0) \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-, v=0)$ при разном спектральном разрешении и были получены теоретические зависимости отношения максимумов R и P ветвей от газовой температуры. Результаты моделирования в пределах погрешности совпадают с экспериментальными данными.

Таким образом, газовую температуру в кислородсодержащей плазме можно с хорошей точностью определять по распределению интенсивностей вращательных линий полосы $O_2(b^1\Sigma_g^+, v=0) \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-, v=0)$, используя спектрометр высокого разрешения ($\leq 0.05 \text{ нм}$). Предложен и проверен также более простой спектроскопический метод определения температуры по отношению максимумов R и P ветвей при низком спектральном разрешении (0.2-1 нм). Данное спектральное разрешение характерно для очень широкого класса простых и достаточно компактных спектрографов. Кроме того,

высокая скорость измерения позволяет изучать динамику изменения температуры, причем с пространственным разрешением.

1. M Touzeau, M. Vialle, A. Zellagui, G. Gousset, M. Lefebvre and M. Pealat, J.Phys.D: Appl.Phys., v.24, p.41, (1991)
2. P. Macko and P. Veis, J.Phys.D: Appl.Phys.,v.32, p.246, (1998)

НЕСТАЦИОНАРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГЁРТЛЕРА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ВОГНУТОЙ СТЕНКЕ. ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

** Бойко А.В.¹, Иванов А.В.¹, Качанов Ю.С.¹, Мищенко Д.А.²

¹Институт Теоретической и Прикладной Механики СО РАН, Новосибирск,

²Новосибирский Государственный Университет

Неустойчивость Гёртлера возникает в пограничных слоях на вогнутой поверхности и может приводить к образованию направленных вдоль потока противовращающихся вихрей, которые могут усиливаться в пространстве и приводить к турбулизации течения, усилению теплопереноса, а также влиять на другие параметры пограничного слоя. До настоящего времени исследовались в основном стационарные вихри, хотя в реальных условиях часто реализуются нестационарные. Более того, даже для стационарных вихрей до сих пор не было получено согласования экспериментальных скоростей нарастания возмущений с расчётами по линейной теории устойчивости. В данной работе ставилась задача разработать экспериментальный и теоретический подходы к исследованию нестационарных вихрей Гёртлера (включая квази-стационарные), изучить все основные характеристики устойчивости безградиентного пограничного слоя на вогнутой поверхности по отношению к таким вихрям и провести подробное количественное сопоставление теоретических и экспериментальных данных. Все цели успешно достигнуты в рамках представленной работы.

Измерения проводились термоанемометром в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН на вогнутой поверхности с радиусом $R = 8,37$ м при скорости потока $U_e = 9,18$ м/с, в условиях возбуждения контролируемых (гармонических во времени) возмущений, создаваемых специальным источником, расположенным на начальном участке модели. Расчёты были выполнены по линейной параллельной и непараллельной теории устойчивости в нестационарной постановке.

Результаты получены для вихрей Гёртлера с поперечными длинами волн 8, 12 и 24 мм для частот от 0,5 до 20 Гц. Найдено, что вне ближнего поля источника, возбуждаемые возмущения представляют собой либо квазистационарную (на низких частотах) либо нестационарную (на высоких частотах) первую гёртлеровскую моду. Для всех исследованных режимов впервые получено хорошее количественное согласование экспериментальных и теоретических инкрементов, а также всех других характеристик линейной устойчивости, включая фазовые скорости и собственные функции. Найдено, что нелокальная непараллельная теория лучше согласуется с экспериментом, чем параллельная. Обнаружено, что инкременты возмущений падают с частотой, но в области

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

низких частот это падение незначительно. Фазовая скорость возмущений близка к 0,65 от скорости потока и слабо зависит от параметров задачи. Амплитуды собственных функций имеют максимум в критическом слое и форму практически не зависящую от параметров, фазы зависят в основном от частоты. Выявлено, что нестационарные вихри, соответствующие первой гёртлеровской моде, наклонены к стенке и на высоких частотах образуют два и более противовращающихся вихревых слоёв. Зафиксирована существенная динамика развития диаграммы устойчивости с частотой с разделением области неустойчивости на три домена на частоте 17 Гц. Для нестационарных возмущений обнаружена парадоксальная возможность стабилизирующего влияния роста числа Гёртлера.

Работа поддержана РФФИ (грант № 06-01-00519).

-mail: misch2005@yandex.ru

ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В КОЛОСНИКОВОМ ХОЛОДИЛЬНИКЕ

Новосёлов А.Г.

*Белгородский государственный технологический университет им. В.Г.
Шухова*

Колосниковые холодильники, которыми оснащены современные цементные вращающиеся печи, служат для охлаждения клинкера и рекуперации тепла, и в значительной степени определяют эффективность работы печи. Оптимизацией режима работы колосникового холодильника можно добиться снижения удельного расхода тепла на обжиг клинкера путем увеличения энтальпии вторичного воздуха, а также обеспечить повышения активности клинкера вследствие резкого его охлаждения от температуры 1200°C [1].

Для разработки рационального режима охлаждения клинкера необходимо исследовать теплообмен в колосниковом холодильнике, который осуществляется конвекцией и теплопроводностью и обеспечивается продуванием холодного воздуха через слой различной высоты [2].

Наименее изученной стадией, лимитирующей теплообмен, является величина теплопроводности, в связи с этим была разработана и изготовлена установка для определения времени охлаждения клинкерных гранул, моделирующая процесс теплообмена в колосниковом холодильнике. Измерения температуры проводились в центре и на поверхности гранул при различных условиях охлаждения.

Установлено влияние размера и пористости на процесс охлаждения клинкерных гранул. С увеличением размера гранул при равной пористости и температурном градиенте время охлаждения увеличивается пропорционально диаметру гранул в квадрате:

$$\tau = kd^2$$

Так, например, при обдуве гранул холодным воздухом со скоростью 2 м/с гранулы диаметром 35 охлаждались от 1000 до 100°C за 8 минут, а диаметром 70 мм – за 33 минуты.

Теплотехнические расчеты, проведенные для промышленных агрегатов с использованием разработанных программ, учитывающих результаты экспериментов и ве-

личину конвективного теплообмена, показали, что повысить тепловой КПД холодильника и снизить выброс запыленного воздуха в атмосферу можно путём уменьшением удельного расхода воздуха на охлаждение и увеличением слоя клинкера на холодной решетке холодильника.

Опытно-промышленные испытания, проведенные на Себряковском цементном заводе, подтвердили результаты расчётов и показали, что при повышении высоты слоя на холодной решетке с 200 до 450 мм и, следовательно, времени охлаждения клинкера с 17 до 40 минут тепловой КПД холодильника увеличился с 68 до 91 %. При этом уменьшился выброс горячего воздуха в атмосферу с 81 до 22 тыс.м³/час и температура клинкера на выходе из холодильника со 170 до 90 °С.

В результате оптимизации режима работы колосникового холодильника удельный расход топлива на обжиг клинкера снизился на 7 %.

E-mail: Novosyolovag@mail.ru

1. Класен В.К. Обжиг цементного клинкера. – Красноярск: Стройиздат, 1994. – 323с.
2. Мазуров Д.Я. Теплотехническое оборудование заводов вяжущих материалов. – М.: Стройиздат, 1975. – 288с.

ВЛИЯНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В МОМЕНТ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ОСНОВНОЙ ФАЗЕ СГОРАНИЯ

Смоленский В.В., Дягилева Н.М.

Тольяттинский государственный университет

Выполнение всё ужесточающихся законодательных норм токсичности отработавших газов автотранспорта при сохранении мощностных и экономических показателей, может быть осуществлено при обеспечении максимальной полноты сгорания топливоздушной смеси (ТВС) вблизи верхней мертвой (ВМТ). Для этого следует иметь возможность контроля и регулирования процесса сгорания ТВС в поршневом ДВС.

В ТолГУ, на кафедре тепловые двигатели были проведены испытания на одноцилиндровой установке УИТ-85 с датчиком ионизации (ДИ), установленным в зону камеры сгорания (КС), наиболее удаленную от свечи зажигания, с целью определения влияния, коэффициента избытка воздуха на скорость распространения пламени в основной фазе сгорания, при изменении физических параметров ТВС в момент вос-

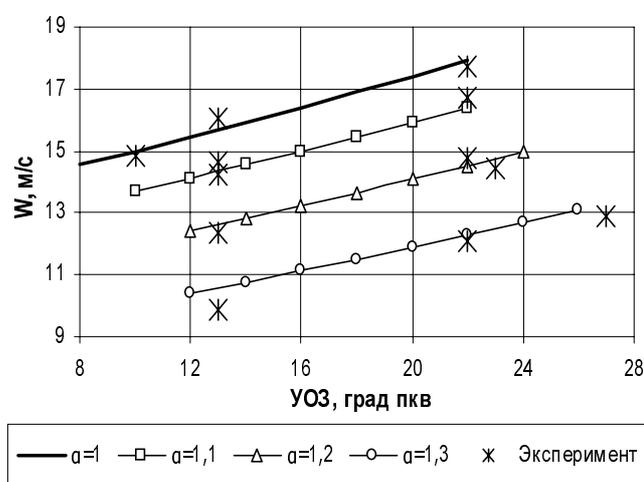


Рисунок 1 – Влияние УОЗ на скорость распространения пламени в основной фазе сгорания.

пламенения. Режимы испытаний были определены возможностями установки: степень сжатия 7, скоростной режим 900 об/мин, при изменении коэффициента избытка воздуха α от 1 до пределов бедного срыва. По результатам измерений отрезка времени t от искрового разряда до возникновения импульса ионного тока определено среднее значение W скорости распространения пламени в КС.[1]

Сгорание ТВС в КС проходит при постоянно изменяющемся давлении температуре и объеме, что оказывает существенное влияние на скорость распространения пламени. Из рисунка 1 видно, что с увеличением УОЗ до некоторой величины скорость распространения пламени возрастает, это объясняется тем, что основная доля сгоревшего топлива приходится на сжатие при минимальном объеме КС вблизи ВМТ, что вызывает значительное повышение температуры и давления в цилиндре двигателя, тем самым, ускоряя процесс горения. Но слишком большой УОЗ приводит к тому, что основная часть ТВС сгорает до ВМТ и при большем объеме КС, что приводит, во-первых, к уменьшению скорости распространения пламени, а во-вторых, работа, совершаемая газом при сгорании, является отрицательной, что недопустимо при работе ДВС. Маленький УОЗ приводит к тому, что основная часть ТВС выгорает при расширении, что значительно снижает мощностные и экономические показатели ДВС.

Полученные результаты показывают возможность использования ДИ для, контроля и регулирования УОЗ для повышения эффективности работы двигателя.

Авторы выражает признательность аспиранту Коломийцу П.В. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: Viktor.Cm@mail.ru

1. Будаев С.И., Ивашин П.В., Смоленский В.В. Шайкин А.П., “Электропроводность пламени и скорость сгорания топливно-воздушной смеси в двигателе с искровым зажиганием” ж-л. Автотракторное оборудование, М., 2004, №3, с. 42-44.

MATHEMATICAL MODELING OF TURBULENCE IN HOMOGENEOUS FLOWS

Terentiev Leonid

Friedrich-Alexander University Erlangen-Nuernberg, Institute of Fluid Mechanics, Germany

Turbulence is the most complicated kind of fluid motion, but, at the same time, it is the most common one. Complex turbulent structures exist on all scales from the flow in cup of tee to the motion of galaxies. Besides being an intriguing scientific challenge, the understanding of turbulence origin and ability to accurately predict it is a necessity and prerequisite for resolving many technological and environmental problems. Despite century long research, turbulence modeling remains still the greatest challenge in modern hydromechanics. Navier (1821) formulated a general set of equations governing the motion of all fluids, which is the foundation of the modern fluid dynamics. This implies that turbulence is the general solution of the Navier-Stokes system. Nevertheless, its application to the real turbulent flows is practically impossible because of the high computational requirements, which cannot be supplied even with the modern computers. In order to overcome this problem the statistical approach, suggested by Reynolds (1895), is employed. There each flow variable is separated into the mean and fluctuating components. The resultant equations, called the Reynolds-averaged system, give an access to the flow properties and have feasible computational costs

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0,$$

$$\frac{\partial \overline{U}_j}{\partial t} + \overline{U}_i \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U}_j}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_i} + \overline{G}_j.$$

Because of the nonlinearity of this system, an additional unknown term $u_i u_j$, called the Reynolds tensor, appears in the mean momentum conservation law. It acts as an additional stress and characterizes the effect of the turbulence. Because of its presence the resultant system is not closed until the number of unknowns equals the number of equations, so that it can be solved numerically. The fundamental goal of the turbulence modeling is to hypothesize a modeling relationship that ties the Reynolds stress tensor to the mean flow quantities in a physically consistent way. In the current work the class of so called second-order closures is considered, where all components of the Reynolds tensor are calculated using partial differential equations

$$\underbrace{\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \overline{U}_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}}_{D \overline{u_i u_j} / Dt} = - \underbrace{\left(\overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij}} + \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\Phi_{ij}} - \underbrace{2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{-\epsilon_{ij}} -$$

$$\underbrace{-\frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k}}_{D_{ij}^{\dagger}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i p}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j p}}{\partial x_i} \right)}_{D_{ij}^{\prime}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k \partial x_k}}_{D_{ij}^{\nu}} + \underbrace{\overline{u_j g_i} + \overline{u_i g_j}}_{B_{ij}}.$$

The main objective of the current work is derivation of the turbulence model accounting for flow anisotropy and based on this system. The principal ability of the proposed approach to deal with anisotropy is of particular importance in a great variety of flows. The derived efficient numerical method shows a capability to predict a number of benchmark flows like a strained-, rotated- and sheared- anisotropic homogeneous turbulence. All these predictions are in a good agreement with the experimental data. While a considerable work still has to be done to expand the models abilities and validate its performance, the first phase has demonstrated the potential of the proposed approach to predict flows of engineering interest.

E-mail: leonid_terentiev@hotmail.ru

1. Jovanovic, J. (2004) The statistical dynamics of turbulence.
2. Terentiev, L. (2006) The turbulence closure model based on linear anisotropy invariant analysis // PhD dissertation, Institute of Fluid Mechanics, Friedrich-Alexander University Erlangen-Nuernberg.

МОДЕЛЬ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ И ХОЛОДНЫМИ ИОНАМИ

Егорова Е.Р.

Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова

В настоящей работе рассмотрены уравнения модели двух жидкостей столкновительной плазмы в однородном магнитном поле с холодными ионами и нагретыми электронами.

Уравнения модели двух жидкостей столкновительной двухкомпонентной изотропной плазмы в однородном магнитном поле с холодными ионами и нагретыми электронами имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \hat{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \hat{E}}{\partial t} &= \frac{4\pi e}{c} (\hat{n}_i \hat{v}_i - \hat{n}_e \hat{v}_e) \\
 \operatorname{rot} \hat{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \hat{B}}{\partial t} &= 0 \\
 \operatorname{div} \hat{B} &= 0 \\
 \operatorname{div} \hat{E} &= 4\pi e (\hat{n}_i - \hat{n}_e) \\
 \frac{\partial \hat{n}_i}{\partial t} + \operatorname{div} (\hat{n}_i \hat{v}_i) &= 0 \\
 m_i \frac{d^{(i)} \hat{v}_i}{dt} &= e (\hat{E} + \frac{1}{c} (\hat{v}_i \times \hat{B})) + \frac{m_e \hat{n}_e}{\tau_e} (\hat{v}_e - \hat{v}_i) \\
 \frac{\partial \hat{n}_e}{\partial t} + \operatorname{div} (\hat{n}_e \hat{v}_e) &= 0 \\
 m_e \frac{d^{(e)} \hat{v}_e}{dt} &= -e (\hat{E} + \frac{1}{c} (\hat{v}_e \times \hat{B})) - \frac{m_e \hat{n}_e}{\tau_e} (\hat{v}_e - \hat{v}_i)
 \end{aligned} \tag{1}$$

Для электронной компоненты примем уравнение состояния идеального совершенного газа. Температуру будем считать постоянной.

Первые четыре уравнения в (1.1) представляют собой уравнения Максвелла, пятое и шестое – уравнение неразрывности и импульса для ионной жидкости, а седьмое и восьмое – соответственно, уравнения неразрывности и импульса для электронной жидкости.

Для плоских волн, распространяющихся вдоль оси Ox получим

$$\begin{aligned}
 \frac{dn}{dt} &= -n \frac{\partial u}{\partial x}, \\
 \frac{du}{dt} &= -\frac{n^{-1}}{2} \frac{\partial (By^2 + Bz^2)}{\partial x}, \\
 \frac{dv}{dt} &= n^{-1} B_x \frac{\partial B_y}{\partial x} - R_e^{-1} \frac{d}{dt} \left(n^{-1} \frac{\partial B_z}{\partial x} \right), \\
 \frac{d\omega}{dt} &= n^{-1} B_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + R_e^{-1} \frac{d}{dt} \left(n^{-1} \frac{\partial B_y}{\partial x} \right), \\
 \frac{dB_y}{dt} &= B_x \frac{\partial v}{\partial x} - B_y \frac{\partial u}{\partial x} + R_i^{-1} \frac{\partial}{\partial x} \frac{d\omega}{dt} - \varepsilon \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2}, \\
 \frac{dB_z}{dt} &= B_x \frac{\partial \omega}{\partial x} - B_z \frac{\partial u}{\partial x} - R_i^{-1} \frac{\partial}{\partial x} \frac{dv}{dt} - \varepsilon \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2}.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Для одномерных движений компонента B_x магнитного поля остается постоянной все время движения. Переменные n , u , v , ω , B_x , B_y , B_z в состоянии покоя имеют значения $1, 0, 0, 0, \cos \theta, \sin \theta, 0$, соответственно.

Численный расчет модели (2) осуществляется с использованием метода итераций, предварительно преобразовав модель.

E-mail: pm-99-1@mail.ru

НЕЛИНЕЙНОСТЬ ТОЛМЕНА В ТЕОРИИ КАПИЛЛЯРНЫХ НАНОВОЛН

Долгих А.В.

Воронежский государственный университет

Одной из фундаментальных задач гидродинамики является исследование распространения волн на поверхности жидкости. Если длина таких волн относительно мала (например, для воды < 1.7 см), то их характеристики определяются, главным образом, поверхностным натяжением жидкости. Такие волны называются капиллярными. Исследование их свойств было начато в 19 в. классическими работами Рэля и Кельвина, чьи идеи получили разностороннее развитие в многочисленных работах других исследователей и во многом послужили толчком к возникновению современной нелинейной физики в целом. В последнее десятилетие особенно возрос интерес к капиллярным волнам очень малой длины, вплоть до нескольких ангстрем [1]. Это связано с появлением экспериментальных методик исследования жидких поверхностей, основывающихся на отражении рентгеновского излучения от жидкостей при скользких углах падения [2]. Модель капиллярных волн используется для описания некоторых свойств межфазной границы жидкость-пар [3,4].

В настоящей работе исследованы капиллярные волны конечной амплитуды с учетом нелинейности Толмена. Нелинейность Толмена представляет собой зависимость поверхностного натяжения от радиуса кривизны поверхности. Для сферической поверхности эта зависимость имеет вид [5]:

$$\alpha = \alpha(\infty) \left(1 - \frac{2\delta}{R} \right) \quad (1)$$

где R – радиус кривизны, δ – длина Толмена, $\alpha(\infty)$ – коэффициент поверхностного натяжения плоской поверхности ($R \rightarrow \infty$). Величина δ для различных веществ имеет значение от нескольких ангстрем до нескольких нанометров. Разумно предположить, что зависимость (1) будет особенно сильно выражена для длин волн порядка нескольких δ . Такие длины волн характерны для тепловых флуктуаций поверхности жидкости, известных как термокапиллярные волны. Впервые учет нелинейности Толмена для таких волн был проведен в [6].

В работе рассчитаны волновые профили капиллярных волн конечной амплитуды для произвольных значений длины Толмена; исследована зависимость скорости капиллярных волн от длины Толмена. В случае малых амплитуд получены аналитические выражения для профиля и скорости волны, а также проведена оценка толщины переходного слоя жидкость-пар в рамках модели термокапиллярных волн.

E-mail: anton@niif.vsu.ru

1. Shpyrko O., Huber P., Grigoriev A., Pershan P.S., Ocko B., Tostmann H., Deutch M. Phys. Rev. B **67**, 115405 (2003)
2. Mora S., Daillant J., Mecke K., etc., Phys. Rev. Lett. **90**, 216101 (2003)
3. Buff F.B., J. Chem. Phys. **19**, 1951 (1951)
4. Mecke K., Dietrich S., Phys. Rev. E **59**, 6766 (1999)
5. Tolman R.C., J. Chem. Phys. **17**, 333 (1949)
6. Zon B.A., Dorofeev D.L., Dolgikh A.V. Phys. Rev. E. **67**, 056311 (2003).

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции
проф. д.ф.-м.н. Андреев Анатолий Васильевич

УДК 621.373.826

К ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 300–400 НМ

****Хахулин Д.В.**

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Для многих приложений современной науки необходимо наличие мощного эффективно перестраиваемого по частоте источника фемтосекундных импульсов в ближнем УФ диапазоне. Основным способом создания таких источников является параметрическое усиление суперконтинуума (СК) в видимой области спектра с последующим преобразованием частоты излучения вверх [1]. Также широкополосное излучение от ИК до УФ диапазона может быть получено за счет прямого преобразования мощного лазерного излучения путем генерации СК [2]. Но в обоих случаях конверсия излучения в УФ область спектра крайне мала.

В данной работе на основании экспериментальных данных и численных расчетов произведена оценка величины конверсии мощного фемтосекундного излучения в спектральный диапазон 300 – 400 нм за счет применения двух описанных схем.

Для непосредственного преобразования излучения в УФ область спектра были проведены эксперименты по генерации СК в трех различных образцах от излучения лазерной системы на красителях (длина волны 616 нм, длительность импульса 200 фс, энергия в импульсе достигала 300 мкДж). В качестве образцов использовались LiF, CaF₂ и плавленный кварц толщинами 43, 45 и 13 мм, соответственно. Был измерен спектр и энергия СК в области 300 – 384 нм. Конверсия излучения в данный спектральный диапазон составила около $(0.28 \pm 0.02) \%$ в LiF, $(0.24 \pm 0.02) \%$ в CaF₂, а также $(0,03 \pm 0,003) \%$ в плавленном кварце.

Также в работе была рассмотрена схема нелинейно-оптического преобразователя, основанного на параметрическом усилении СК в области спектра 600– 800 нм и дальнейшем удвоении его частоты. Накачкой такого усилителя служит вторая гармоника излучения лазерной системы на кристалле титан-сапфира.

Для расчета параметров данного преобразователя были проведены измерения спектра СК, сформированного излучением титан-сапфирового лазера в кварцевой пластинке толщиной 5 мм, в диапазоне длин волн 600 – 800 нм. Использовалось лазерное излучение со следующими характеристиками: длина волны 800 нм, длительность импульса 70 фс, энергия в импульсе порядка 2 мДж. Энергия СК составила порядка 1 мкДж/нм в области 600 нм и порядка 60 мкДж/нм в области 800 нм.

С учетом полученных результатов реализовано численное моделирование процессов генерации второй гармоники (в кристалле KDP) и параметрического усиления (в

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

кристаллах KDP и ВВО) в приближении ММА, втором приближении теории дисперсии, а также с учетом самовоздействия и кросс-взаимодействия импульсов [3]. Рассмотрена коллинеарная и неколлинеарная геометрия параметрического взаимодействия с различными типами синхронизма. Для оптимальных параметров преобразователя энергия усиленного в кристалле ВВО импульса со спектральной шириной около 8 нм и центральной длиной волны 600 нм достигает 10% от энергии основного излучения (800 нм).

hahulin_dmitriy@inbox.ru

1. Giulio Cerullo and Sandro De Silvestri, "Ultrafast optical parametric amplifiers," Review of scientific instruments, **74**, No.1 (2003).
2. Brodeur, S.L. Chin, "Ultrafast white-light continuum generation and self focusing in transparent condensed media", J. Opt. Soc. Am. B **16**, 637 (1999).
3. T. Ditmire et al. "Effects of cubic nonlinearity on frequency doubling of high-power laser pulses", J. Opt. Soc. Am. B **13**, 649 (1996).

УДК 535.345

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ ВОДНОГО АЭРОЗОЛЯ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ ФИЛАМЕНТОВ В ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ

** Качан Е.П., Милицин В.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе наблюдается явление филаментации, которое проявляется в концентрации энергии в узкой области порядка 100 мкм на расстояниях несколько сот метров. Явление сопровождается генерацией оптического суперконтинуума, который рассматривается как перспективный источник для широкополосного зондирования атмосферы [1]. Одним из важных направлений фемтосекундной нелинейной оптики является исследование явления филаментации при распространении мощного фемтосекундного импульса в атмосфере, замутненной аэрозолем. Взаимодействие лазерного излучения с частицами аэрозоля может оказать существенное влияние на явление филаментации лазерного импульса и генерацию суперконтинуума. Филаментация импульса при взаимодействии с отдельной частицей аэрозоля экспериментально исследована в работе [2]. Результаты лабораторного исследования распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения в плотных искусственных аэрозолях и процесс филаментации в них представлены в работах [3] и [4] соответственно. Теоретически это рассмотрено в [5] на простейшей модели непрозрачного диска, заменяющего каплю воды. Стратифицированная модель распространения лазерного излучения в атмосферном аэрозоле, адекватно описывающая когерентное рассеяние на частицах аэрозоля, предложена в [6]. Численные исследования на основе этой модели показали, что в импульсах высокой мощности филаменты могут зарождаться на интерференционных максимумах интенсивности, формирующихся при когерентном рассеянии излучения на частицах аэрозоля [7].

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

В настоящем докладе представлены результаты численного исследования влияния концентрации частиц атмосферного аэрозоля на многофиламентацию мощного импульса. Показано, что расстояние до начала филаментации зависит немонотонно от оптической толщи в силу влияния как концентрации частиц, так и их размера на формирование филаментов.

Численные эксперименты по филаментации лазерного излучения высокой мощности в нелинейной аэрозольной среде выполнены при следующих параметрах: длина волны излучения $\lambda = 0.8 \text{ мкм}$, радиус пучка $a = 2.5 \text{ мм}$, начальная пиковая мощность пучка P_{peak} превышала критическую мощность самофокусировки P_{cr} в 30-100 раз, для воздуха $P_{\text{cr}} = 6 \cdot 10^9 \text{ Вт}$. Рассматривался монодисперсный аэрозоль, концентрация частиц которого менялась в диапазоне 100-1000 см^{-3} , что соответствует плотной и высокоплотной облачности. Радиус частиц аэрозоля взят равным 2 и 15 мкм . Соответственно этому коэффициент рассеяния в аэрозоле менялся от 0.8 до 450 км^{-1} .

Для анализа влияния размера частиц на зарождение филаментов рассмотрен пучок с $P_{\text{peak}} = 100P_{\text{cr}}$ в аэрозоле с концентрацией 100 см^{-3} и радиусом частиц 2 и 15 мкм . Показано, что увеличение оптической толщи при данной концентрации приводит к образованию нескольких сильных максимумов в сечении пучка. В результате зарождение филаментов происходит раньше, чем в незамутненной среде. Мелкие же частицы практически не влияют на процесс филаментации.

Влияние концентрации частиц на филаментацию импульса рассмотрено для монодисперсного аэрозоля с радиусом капель 15 мкм и пиковой мощностью $P_{\text{peak}} = 50P_{\text{cr}}$. Получены изменения распределения интенсивности в поперечном сечении импульса при его распространении. Показано, что при небольшой концентрации $N \sim 100 \text{ см}^{-3}$ расстояние до начала формирования филамента сокращается. При увеличении концентрации до $N \sim 500 \text{ см}^{-3}$ происходит существенное увеличение дистанции распространения импульса до достижения порога фотоионизации, и, следовательно, начала образования филаментов. Если же значение концентрации превышает 1000 см^{-3} , то большую роль играет ослабление излучения за счет аэрозольного рассеяния и филаментации импульса не происходит. На основании полученных данных проведен анализ различных режимов распространения мощного излучения в аэрозоле.

Для обоснования надежности полученных результатов проведен анализ сходимости стратифицированной модели. Методом Монте-Карло выполнено исследование влияния интервала между аэрозольными экранами и числа реализаций на сходимость результатов. Определены оптимальные соотношения между числом экранов и объемом выборки (числом реализаций) для достижения статистической достоверности получаемых результатов при наименьших вычислительных затратах.

Авторы благодарят профессора В.П. Кандидова за большую помощь в работе.

1. J. Kasparian *et al.*, *Science*, **301**, №61, (2003)
2. F. Courvoisier *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, №213, (2003)
3. Н.Н. Бочкарев и др., *Оптика атмосферы и океана*, **17**, № 12, (2004)
4. G. Mejean *et al.*, *Phys. Rev. E*, **72**, (2005)
5. M. Kolesik, J.V. Moloney, *Opt. Lett.*, **29**, №6, (2004)
6. Милицин В.О. и др., *Опт. атмосферы и океана*, **18**, № 10. (2005)
7. Качан Е.П., Милицин В.О., *Оптический журнал* (в печати)

УДК 535.345

УПРАВЛЕНИЕ ФИЛАМЕНТАЦИЕЙ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ

Муртазин И.Н., Панов Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Распространение фемтосекундных лазерных импульсов при превышении их пиковой мощности над критической мощностью самофокусировки приводит к образованию пучка филаментов [1], положение которых не упорядочено как в поперечном, так и в продольном направлениях. Вместе с тем, для таких приложений филаментации, как нанофотоника и атмосферная оптика, представляется важным фиксировать положение филамента. Экспериментально это достигается за счет введения в лазерный импульс металлической сетки [2, 3], теоретически предложен метод [4], позволяющий избежать потерь на поглощение в сетке, которая заменяется периодическим линзовым массивом или профилированным зеркалом. Методы [2 — 4], фиксируя положение филаментов в поперечном направлении, не позволяют одновременно породить их как в центре пучка, так и на его периферии, где интенсивность лазерного излучения существенно падает, и филаменты образуются дальше по трассе.

Цель настоящей работы состоит в моделировании прохождения мощного фемтосекундного импульса через линзовый массив, после которого филаменты образовались бы на одном расстоянии в продольном направлении.

Начальная стадия мощного фемтосекундного лазерного импульса, при которой влияние нестационарной дефокусировки в самонаведенной лазерной плазме пренебрежимо мало, описывается параболическим уравнением для медленно меняющейся амплитуды электрического поля $E(x, y, z)$

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + k^2 n_2 |E|^2 E, \quad (1)$$

где k — волновое число, соответствующее длине волны излучения лазера на титан-сапфире 800 нм, $n_2 = 10^{-19}$ см²/Вт. Начальные условия были взяты в виде

$$E(x, y, z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2}\right) G(x, y), \quad (2)$$

где $a_0 = 1$ см — радиус пучка и $G(x, y)$ — функция пропускания линзового массива. Константа E_0 определена из условия нормировки на полную энергию импульса 70 мДж при его длительности 100 фс. При таких параметрах излучения мощность импульса превышает критическую мощность самофокусировки в 135 раз.

Для формирования филаментов предлагается использовать регулярный непериодический линзовый массив, элементы в котором располагаются на концентрических окружностях относительно центра пучка (рис. 1, а). Апертуры элементарных линз подобраны таким образом, чтобы в каждой из них содержалась одинаковая энергия излучения, а расстояния фокусировки — так, чтобы филаменты образовывались на одном расстоянии. Моделирования были проведены для линзового массива, с помощью которого филаменты образуются «синхронно» в центре пучка и на трех концентрических окружностях. В таблице представлены радиусы концентрических окружностей, на которых расположены элементы линзового массива, радиусы их апертур и фокусные расстояния.

Радиус окружности, мм	0.0	2.7	5.6	9.2
Радиус апертуры, мм	1.33	1.37	1.56	2.03
Фокусное расстояние линзы, м	2.1	1.9	2.0	1.7

На рис. 1, б распределение интенсивности на расстоянии $z = 7.8$ м от линзового массива. Несложно видеть, что филаменты образуются на концентрических окружностях, примерно в центрах соответствующих элементарных линз, представленных на рис. 1, а.

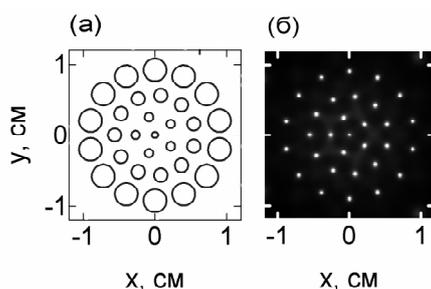


Рис. 1. (а) — линзовый массив, (б) — распределение интенсивности

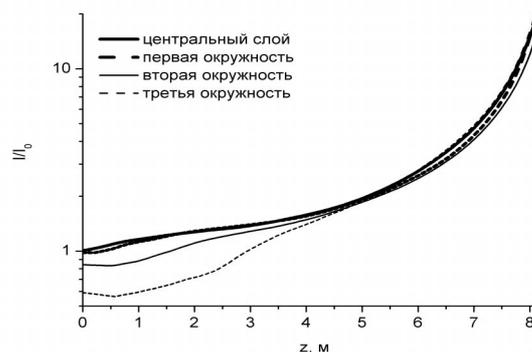


Рис. 2. Зависимости для интенсивности в пучке от расстояния z

На рис. 2 представлены зависимости для интенсивности в пучке от расстояния z . Значения интенсивности при $z = 0$ убывают с увеличением радиуса окружностей, на которых располагаются элементы линзового массива. Однако, начиная с расстояния 4.7 м, интенсивности в сформировавшемся пучке почти совпадают. Пучок филаментов образуется на одном и том же расстоянии независимо от положения элемента линзового массива

1. O.G. Kosareva, N.A. Panov, N. Akozbek, V.P. Kandidov, Q. Luo, S.A. Hosseini, W. Liu, J.-F. Gravel, G. Roy, S.L. Chin, *Appl. Phys. B*, **82**, pp. 111 – 122.
2. V.P. Kandidov, N.Aközbeq, M. Scalora, O.G. Kosareva, A.V. Nyakk, Q. Luo, S.A. Hosseini, S.L. Chin., *Appl. Phys. B*, **80**, pp. 267 – 275.
3. В.П. Кандидов., Н. Агозбек., М. Скалора, О.Г. Косарева, А.В. Някк, Ч. Луо, С.А. Хоссейни, С. Чин, *Квант. электрон.*, 2004., **34**, сс. 879-880.
1. 4.N.A. Panov, O.G. Kosareva, V.P. Kandidov, N. Aközbeq, Q. Luo, S.A. Hosseini, W. Liu, J. Gravel, S.L. Chin, *Proc. SPIE*, **5708**, pp. 91 – 101.

УДК 535.1, 535.4

АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕШЕТОК В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Боровкова О.В

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Известно, что при балансе между дифракцией и нелинейностью в среде с квадратичной нелинейностью могут распространяться пространственные солитоны [1]. При

помощи схожих механизмов можно создавать в среде оптические биветные устойчивые периодические структуры с ненулевым фоном. Для проведения аналитического исследования их свойств предлагается математическая модель, описывающая профили индуцированных решеток с помощью достаточно простых для анализа функций.

В данной работе рассматривается система уравнений для медленно меняющихся амплитуд первой и второй гармоник A_j ($j=1,2$):

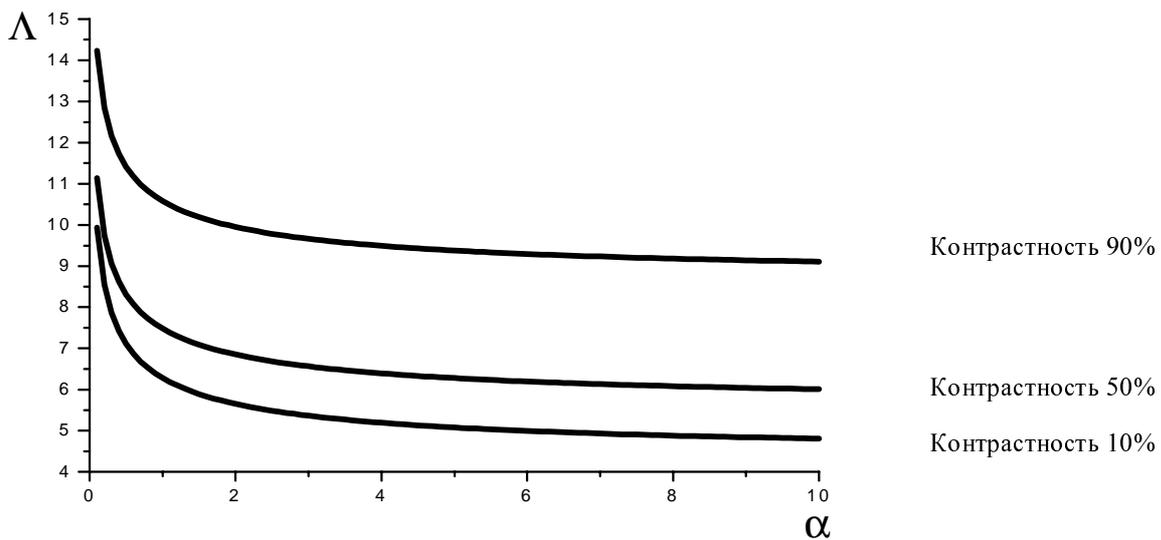
$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \Delta_{\perp} A_1 + i\gamma A_1^* A_2 = 0, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \Delta_{\perp} A_2 + i\Delta k A_2 + i\gamma A_1^2 = 0, \quad (1)$$

где z, x – продольная и поперечная координаты соответственно; A_j зависит от продольной и поперечной координат; $D_j=(2k_j)^{-1}$ – коэффициент дифракции; $\Delta k = k_2-2k_1$ – волновая расстройка; γ – коэффициент нелинейности. Граничные условия задаются в виде периодических функций при наличии постоянного фона:

$$A_1 = [E_1 + \delta_1 |\cos(\pi\zeta / \Lambda)|^v] [\Gamma_1 / (2\gamma)] e^{-i\Gamma_1 z}, \quad A_2 = [E_2 + \delta_2 |\cos(\pi\zeta / \Lambda)|^v] [\Gamma_1 / \gamma] e^{-i\Gamma_2 z}, \quad (2)$$

где E_j – амплитуда фона, δ_j – глубина периодической модуляции структуры, v – параметр, определяющий ширину элемента решетки, Λ – пространственный период.

Ранее в работе [2] при изучении структур, образующихся в результате модуляционного распада параметрически связанных плоских волн, была предложена линеаризованная модель таких структур. В данной работе с помощью аналогичной модели (при условии $|\delta_j| \ll |E_j|$) был оценен минимальный период параметрических решеток с разной контрастностью при варьировании свойств среды (рис. 1).



В данной работе получены формулы для определения значений параметров решетки при $\Delta k=0$; в частности, найдена зависимость параметра v от периода решетки Λ . Нами проводилось также численное моделирование динамики формирования одномерных оптических пространственных структур различной контрастности. Установлена устойчивость исследуемых структур при распространении на несколько десятков ди-

фракционных длин. Исследование динамики двумерных оптических пространственных структур численными методами проводилось в работе [3].

Еще одним вопросом при исследовании динамики оптических матриц на решетку с определенной контрастностью накладывалось различные типы возмущений. Найдено, что низкочастотное возмущение влияет на структуры с контрастностями 10% и 90% также как на плоские волны и на солитоны соответственно. Для структур с амплитудами фона 30%, 50%, 70%, 90% получен график зависимости инкремента модуляционной неустойчивости от периода оптической матрицы. В отличие от низкочастотного возмущения, высокочастотное разрушает структуры с низкой и средней контрастностью.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

Автор выражает признательность профессору д.ф.м.н. Сухорукову А.П. и к.ф.м.н. Чупракову Д.А. за помощь в подготовке тезисов.

1. Buryak A.V., Kivshar Y.V., and Steblina V.V. (1995) Self-trapping of light beams and parametric solitons in diffractive quadratic media // *Phys. Rev. A*, 52, 1670.
2. Trillo S., Ferro P. (1995) Modulation instability in second harmonic generation // *Opt. Lett.* 20, 438.
3. Боровкова О.В., Чупраков Д.А., Сухоруков А.П. (2005) Возбуждение двумерных солитонных матриц гауссовыми пучками основной частоты // *Квантовая электроника*, 34, 65.

УДК 535.3

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДВУОКИСИ УГЛЕРОДА В ГАЗОВОЙ, ЖИДКОЙ ФАЗЕ И В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

**** Аракчеев В.Г., Дубянский С.А., Киреев В.В.**

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Систему жидкость-газ, в которой давление, температура, а также плотность достигают критических значений, называют сверхкритической средой (СКС). СКС обладают уникальными свойствами, одновременно сочетающими в себе свойства и газов, и жидкостей, такие как высокая плотность, высокая растворяющая и диффузионная способность при низкой вязкости [1]. Эти свойства определяют применение СКС для экстракции, очистки, в качестве катализаторов при синтезе новых веществ в пищевой, фармацевтической промышленности, для переработки отходов, в металлургии, при производстве новых материалов, в нанотехнологиях [2]. Широкое использование СКС стимулирует исследование особенностей их микроструктуры.

Одним из важнейших экспериментальных методов исследования СКС является спектроскопия спонтанного комбинационного рассеяния [3]. Методы нелинейно-оптической спектроскопии до сих пор применялись значительно реже, однако их исполь-

****** Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

зование представляется весьма перспективным ввиду высокой чувствительности, высокого спектрального и пространственного разрешения. Впервые исследования спектров CO_2 в окрестности критической точки методом КАРС спектроскопии были проведены в [4].

Нами была предпринята серия экспериментов по изучению особенностей дефазировки обеих компонент фермиевского дублета $\nu_1 / 2\nu_2$ молекул двуокиси углерода в широком диапазоне плотностей, захватывающем область от разреженного газа до сильно сжатой жидкости (1-400 амага), а также вблизи критической точки. Были получены зависимости ширины спектра и центральной частоты обеих Q-ветвей 1285 см^{-1} и 1388 см^{-1} от плотности в диапазоне 1-400 амага. Детальный анализ поведения ширины спектра и сопоставление с результатами, ранее полученными в экспериментах по нестационарной спектроскопии [5], дает ключ к пониманию особенностей и основных механизмов дефазировки и обеих Q-ветвей. Было получено, что зависимость спектральной ширины полосы 1388 см^{-1} от плотности близка к линейной почти во всем диапазоне плотностей от разреженного газа до перехода газ-жидкость. Максимальная ширина (при ~ 200 амага) составляет около $1,2 \text{ см}^{-1}$, что хорошо совпадает с результатом линейной экстраполяции начального участка этой зависимости, полученного на основе экспериментов по нестационарному КАРС. В жидкой фазе вплоть до 400 амага ширина линии демонстрирует слабую тенденцию к уменьшению (около 5%), которая маскируется экспериментальным разбросом. Зависимость спектральной ширины полосы 1295 см^{-1} имеет существенно иной характер. Во-первых, максимальная ширина линии (при ~ 200 амага) существенно больше и составляет около $1,8 \text{ см}^{-1}$. Во-вторых, эта максимальная ширина превышает значение ($\sim 1,2-1,3 \text{ см}^{-1}$), которое дает линейная экстраполяция начального участка зависимости, полученного на основе экспериментов по нестационарному КАРС. В-третьих, в жидкой фазе зависимость ширины линии явно демонстрирует уменьшение с ростом плотности до $\sim 1,5 \text{ см}^{-1}$ при 400 амага.

Теоретический анализ основывается на учете трех основных механизмов, приводящих к трансформации спектров Q-полос: (1) доплеровского уширения, проявляющегося лишь при низких давлениях; (2) столкновительной дефазировки вследствие столкновений, при которых происходит потеря фазы, в том числе упругими и неупругими, среди них могут быть резонансные, квазирезонансные, и т. д. столкновения; (3) неупругими столкновениями, в которых фаза может не теряться, но изменяется вращательное число J. Проведенный анализ указывает, что отличие от Q-полосы 1388 см^{-1} , вращательная структура Q-полосы 1285 см^{-1} не успевает испытать коллапс вплоть до наступления фазового перехода газ-жидкость. Напротив, увеличение плотности сопровождается ростом вращательного уширения, и полная ширина спектра обусловлена совместным вкладом столкновительной дефазировки и вращательной структуры. Коллапс вращательной структуры этой полосы происходит это уже в жидкой фазе, что сопровождается уменьшением спектральной ширины.

При проведении экспериментов по регистрации спектров КАРС обеих Q-полос в режиме изотермического сжатия было показано, что в непосредственной близости от критической точки ($T_c=31,08^\circ\text{C}$, $\rho_c=238$ амага) обе линии демонстрируют дополнительное уширение порядка 20-30%. Для изучения механизмов критического уширения нами запланированы эксперименты с CO_2 , растворенном во фтороформе (CHF_3), имеющем близкую критическую температуру. В этих условиях спектральное уширение будет обусловлено преимущественно нерезонансным взаимодействием.

:

1. Стэнли Г. Фазовые переходы и критические явления, Мир, 1973
2. Поляков М., Багратишвили В.Н., Журн. Рос. хим. о-ва им. Д.И. Менделеева, 43, 2, 36-41, 1999

3. Nakayama H., Saiton K., Sakashita M., Ishii K., Nishikawa K. Chemical Physics Letters, 320, 2000, 323-327.
4. V.G.Arakcheev, V.N.Bagratashvili, A.A.Valeev, V.M.Gordiyenko, V.V.Kireev, V.B.Morozov, A.N.Olenin, V.K.Popov, V.G.Tunkin and D.V.Yakovlev. Linewidths and shifts of carbon dioxide CARS spectra near the critical point. J.Ram.Spectr., 34, 952-956 (2003)
5. V.Morozov, S.Mochalov, A.Olenin et al. J.Ram.Spectr., 34, 983-988 (2003)

ОТРАЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ПРИ САМОВОЗДЕЙСТВИИ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Цуканова И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Управление оптическими пучками при помощи света в нелинейных средах является одним из наиболее привлекательных и интересных направлений в фотонике последних лет. На основе этого принципа разрабатываются методы оптического управления [1-2], которые, благодаря высокой скорости переключения, малым размерам, отсутствию дополнительных технических приспособлений и высокой эффективности процесса, уже находят широкое применение в информационных технологиях и системах телекоммуникации. В данной работе в качестве нелинейной среды рассматриваются фоторефрактивные кристаллы – материалы, крайне чувствительные к воздействию света. Неоднородное облучение в такой среде приводит к появлению внутреннего поля пространственного заряда, что, в свою очередь, вызывает неоднородное изменение показателя преломления. К фоторефрактивным материалам относятся кристаллы LiNbO_3 , BaTiO_3 , KNbO_3 , $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO), InP , GaAs и др.

Нами изучается процесс двухчастотного неколлинеарного взаимодействия двух пучков ниже порога возникновения солитонного режима. На кристалл падает сильный пучок накачки на частоте ω_1 и сигнальный пучок на частоте ω_2 . Сигнальный пучок входит в среду под малым углом θ к пучку накачки. Уравнения для комплексных амплитуд огибающих пучков A_j ($j = 1, 2$) имеют следующий вид в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i D_1 \Delta_{\perp} A_1 = \frac{-i \gamma_1 A_1}{1 + |A_1|^2 + |A_2|^2}, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_2 \Delta_{\perp} A_2 = \frac{-i \gamma_2 A_2}{1 + |A_1|^2 + |A_2|^2}, \quad (1)$$

где z - продольная координата, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ - лапласиан в поперечных координатах,

D_j – коэффициент дифракции, γ_j - коэффициент нелинейности. Начальные условия искомой задачи задаются в виде двух гауссовых пучков:

$$A_1 = E_{10} \exp\left[-\frac{x^2}{a_1^2} - \frac{y^2}{b_1^2}\right], \quad A_2 = E_{20} \exp\left[-\frac{(x-d_2)^2}{a_2^2} - \frac{y^2}{b_2^2}\right] \exp(ik_2 \theta x), \quad (2)$$

где a_j, b_j - начальные ширины пучков вдоль оси x и y соответственно, θ - угол наклона сигнального пучка, d_2 - смещение сигнального пучка по отношению к пучку накачки.

Далее полагаем дифракцию слабой, то есть $D_j \ll 1$, и амплитуду сигнала малой, $|A_2| \ll |A_1|$. Тогда профиль накачки можно считать неизменным вдоль координаты пространства z : $A_1 = A_{10}(x, y)$. С учетом сделанных предположений второе уравнение из (1) можно записать так:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_2 \Delta_{\perp} A_2 = -i k_2 n_{nl}(x, y, z) A_2, \quad n_{nl} = \gamma_2 |A_1|^2 \left(1 + |A_1|^2\right)^{-1}. \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает распространение сигнального пучка в среде с индуцированной пучком накачки неоднородностью показателя преломления. По аналогии со случаем параметрической рефракции в квадратично-нелинейной среде [2] можно в приближении геометрической оптики записать следующее уравнение для траектории луча в фоторефрактивном кристалле:

$$\frac{dx}{dz} = \pm \sqrt{2n_{nl}(x, z) - 2n_{nl}(x_0, z) + \theta^2}. \quad (4)$$

В точке поворота траектория параллельна оси z , т.е. $\frac{dx}{dz} = 0$. Так как сигнальный пучок вначале распространяется вдали от накачки, $d_2 \gg a_1$, то можно считать $n_{nl}(x_0, z) \approx 0$. В итоге получаем выражение для критического угла

$$\theta_{cr} = \sqrt{\frac{2\gamma_2}{k_2} \left[\frac{|E_{1max}|^2}{1 + |E_{1max}|^2} \right]}. \quad (5)$$

Сигналы с большим углом наклона не отражаются от пучка накачки. Если нормированные значения параметров задачи составляют $D_2 = 0.0025$, $\gamma_2 = 1$, $E_{1max} = 1$, то рассчитанное по формуле (5) значение критического угла составляет $\theta_{cr} = 0.0714$.

В работе проведено численное моделирование динамики рефракции и отражения сигнального пучка, подтверждающее аналитические расчеты (4-5). При начальном угле наклона сигнального пучка $\theta_{cr} = 0.075$, т.е. вблизи критического угла, наблюдалось лишь частичное отражение (рис. 1 а, б). При углах больших θ_c сигнальный пучок проходил сквозь накачку без отражения.

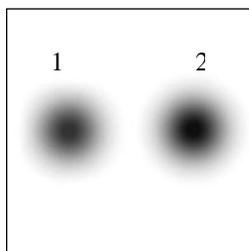


Рис. 1а. Сечения пучков накачки (1) и сигнала (2) на входе в фоторефрактивный кристалл.

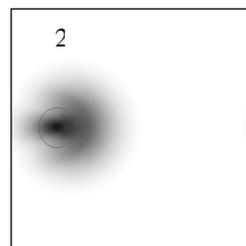


Рис. 1б. Сечение сигнального пучка при частичном отражении вблизи критического угла падения.

Таким образом, рассмотрено явление отражения сигнального пучка от пучка накачки при неколлинеарном взаимодействии в фоторефрактивной среде. Развита геометрооптическая теория и найден критический угол параметрического отражения. Численное моделирование подтвердило данные аналитических расчетов с расхождением менее 5%.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

Автор выражает признательность профессору А.П. Сухорукову за помощь в подготовке тезисов.

1. Yan Xiaona, Liu Liren, Wang Feng (1998) All-optical bypass-exchange switch based on two types of photorefractive hologram // J.Opt. 29.
2. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. (2005) Параметрическое отражение волновых пучков при несинхронном трехчастотном взаимодействии // Известия РАН, серия физическая, т.69, №12, с.1775-1778.

ИОНИЗАЦИЯ ВОДОРОДОПОДОБНОГО АТОМА СИЛЬНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ: ЧАСТОТА ОТСЕЧКИ, ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК, СКОРОСТЬ ИОНИЗАЦИИ

* Андреев А.В. ¹, Стремоухов С.Ю. ², Шутова О.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Задача об ионизации атома сильным и сверхсильным лазерным полем является в настоящее время объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Взаимодействие одиночного атома с высокоинтенсивным электромагнитным полем, сравнимым с внутриатомным, является фундаментальным процессом, который содержит новую информацию о строении атома.

В данном докладе для решения нерелятивистской задачи об ионизации из основного состояния одиночного водородоподобного атома в одноэлектронном приближении, подвергнутого воздействию суб-, атомных и сверхатомных импульсных полей, мы развили подход, предложенный изначально в [1]. В рамках этого подхода исследованы матричные элементы ионизационного перехода, выявлены их нелинейные зависимости от интенсивности лазерного поля. В силу сложности используемых волновых функций и громоздкости вычислений были исследованы матричные элементы для 6 значений орбитального квантового числа ($l=0-5$). Уравнения, исследуемые в представленной работе, имеют вид [2]:

$$\frac{da_{il}(t)}{dt} = -iE \left(y_i(t, l) b(t) + \sum_{m=0}^5 \sum_k^{k_{pred}} d_{ik}(t, l, m) a_{km}(t) \right)$$

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

$$\frac{db(t)}{dt} = -i \left(\left(V_{1s1s} V_{1s1s}^{-1} - \sum_{l=0}^5 \sum_k^{k_{pred}} V_{1s \rightarrow k}^{(l)} k^2 V_{1s \rightarrow k}^{-1(l)} \right) b(t) + E \sum_{l=0}^5 \sum_k^{k_{pred}} y_k^*(t, l) a_{kl}(t) \right),$$

где $y_i(t, l) = V_{1s1s} V_{1s \rightarrow i}^{-1(l)}$, $d_{ik}(t, l, m) = V_{i \rightarrow 1s}^{(l)} V_{1s \rightarrow k}^{-1(m)}$.

С помощью численного решения данной системы дифференциальных уравнений были получены спектры тока поляризации для конкретных значений амплитуд внешнего поля. Из вида данных спектров были определены две характерные частоты: частота отсечки (резкого падения спектральной плотности) и граничная частота (исчезновение сигнала в спектре). Была исследована зависимость данных частот от величины внешнего поля. Одна из них достаточно хорошо соотносится с экспериментальной зависимостью частоты отсечки от интенсивности внешнего поля, представленной в [3]. Также была исследована зависимость средней скорости ионизации от энергии фотоэлектрона.

¹ Научный руководитель. E-mail: andreev@sr1.phys.msu.su

² Докладчик E-mail: sustrem@gmail.com

1. Андреев А.В. “Взаимодействие атома со сверхсильными полями” ЖЕТФ, 1999, т.116, вып. 3(9), с. 793-806.
2. A.V. Andreev, O.A. Shoutova “Single hydrogen like atom ionization by ultrastrong laser field: Nonperturbative approach”, Physics Letters A, 2006, v. 350, Issues 3-4, p.309-314.
3. Ganeev R.A., Baba M., Suzuki M., Kuroda H. “High-order harmonic generation from silver plasma”, Physics Letters A, 2005, V.339, №3.- p.103-109.

БРИЗЕРЫ И КВАЗИБРИЗЕРЫ В НЕЛИНЕЙНЫХ ЦЕПОЧКАХ

Джелаухова Г.С.

Ростовский государственный университет, физический факультет

В работе развивается некоторый новый подход к исследованию дискретных бризеров, которые, согласно стандартному определению [1], представляют собой локализованные в пространстве и периодические во времени колебания решетки. В силу локализованности бризера в пространстве, отдельные его частицы имеют существенно различные амплитуды колебаний. С другой стороны, типичным для нелинейных систем является зависимость частоты колебаний от амплитуды. В силу этого, определение бризера как строго периодического во времени колебания представляется достаточно парадоксальным. В работе [2] было предложено некоторое решение этого парадокса. Настоящая работа является продолжением проведенного в [2] исследования.

На примере цепочки Френкеля-Конторовой и цепочки с однородным потенциалом четвертой степени (цепочка K_4) нами было проведено детальное исследование частот колебаний образующих бризер частиц. Полученные результаты однозначно свидетельствуют в пользу определенного пересмотра концепции дискретных бризеров, поскольку бризерные колебания могут быть строго периодическими лишь в совершенно исключительных случаях. Например, для цепочки типа K_4 идеальные бризеры образуют

однопараметрическое семейство решений, которому в многомерном пространстве всех возможных отклонений частиц из своих положений равновесия соответствует некоторая прямая. Вероятность попадания на эту прямую в любом численном или физическом эксперименте практически равна нулю.

С другой стороны, оказалось, что в окрестности идеальных дискретных бризеров могут существовать устойчивые динамические объекты, которые мы называем квазibriзерами в силу того, что для них характерно не строгое, а лишь приближенное равенство частот отдельных частиц, участвующих в бризерном колебании. Отклонение частот колебаний таких частиц может достигать нескольких процентов от средней частоты бризера.

В результате проведенного исследования делается вывод о том, что большинство динамических объектов, наблюдаемых в численных и, тем более, физических экспериментах и рассматриваемых ранее в качестве дискретных бризеров, на самом деле представляют собой квазibriзеры.

e-mail: djel@rambler.ru

1. S. Flach and C. R. Willis, Phys. Rep. 295, 181 (1998); S. Flach, Computational studies of discrete breathers, in "Energy Localization and Transfer", Eds. T. Dauxois, A. Litvak Hinenzon, R. MacKay and A. Spanoudaki, World Scientific, pp.1-71 (2004).
2. G.M. Chechin, G.S. Dzhelauhova, E.A. Mehonoshina. Breathers or quasibreathers? Arxiv: nlin.ps/0601034 (submitted to Phys.Rev.E).

ТЕОРЕМЫ ПЛОЩАДЕЙ ДЛЯ ЯВЛЕНИЯ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В НЕЛИНЕЙНОМ НАПРАВЛЕННОМ ОТВЕТВИТЕЛЕ

Коровай О.В.

*Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Республика Молдова*

Представлена теория распространения ультракоротких импульсов (УКИ) в двухсекционном нелинейном направленном ответвителе (ННО), состоящем из двух одинаковых туннельно-связанных световодов. Среда световодов представляет собой полупроводник, в котором распространяющаяся световая волна находится в резонансе с частотой перехода в области М-полосы, обусловленной оптической экситон-биэкситонной конверсией. Полагаем также, что в световодах предварительно создана некоторая концентрация когерентных экситонов n_0 .

Из первых принципов получена теорема площадей в виде системы двух связанных нелинейных дифференциальных уравнений для площадей распространяющихся импульсов в первом и втором световодах ННО. Численно изучено поведение решений системы при различных значениях параметров нелинейности. Показано, что соотношения между величинами параметров нелинейности существенно определяют режимы пространственного распределения площадей распространяющихся импульсов в свето-

водах ННО. Доказано, что при существенно отличающихся значениях параметров нелинейности возможна сильная локализация импульса в одном из световодов. Показано, что возможно существование двух режимов распространения импульсов: режим полной периодической перекачки импульсов из одного световода в другой, обусловленный наличием на фазовой плоскости устойчивых предельных циклов, и режим устойчивого одновременного распространения импульсов в обоих световодах ННО с различными площадями, определенными координатами устойчивых особых точек системы. Реализация режима зависит от начальных площадей распространяющихся импульсов на торцах световодов. Пространственная эволюция площадей распространяющихся импульсов носит немонотонный характер. Установление стационарных площадей по мере распространения импульсов сопровождается как увеличением, так и уменьшением площадей и даже их колебаниями в пространстве при распространении, что свидетельствует о немонотонном характере эволюции площадей распространяющихся импульсов. Изменение площади распространяющегося импульса, обусловлено перестройкой его огибающей. При сильно отличающихся значениях параметров нелинейности возможна сильная локализация импульса в одном из световодов.

Полученная система нелинейных дифференциальных уравнений для площадей импульсов показывает, что существует ограниченная сверху совокупность площадей стационарных импульсов, распространяющихся в первом и втором световодах соответственно. При этом площади стационарных импульсов в световодах, вообще говоря, не являются кратными 2π . Они не являются произвольными, а связаны друг с другом трансцендентными соотношениями.

E-mail: tdsu4@idknet.com

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ПРОПУСКАНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКОЙ ПЛЕНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКА В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ БИЭКСИТОНОВ ИЗ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ КРИСТАЛЛА

Коровай А.В., Марков Д.А.

*Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Республика Молдова*

Интерес к нелинейному нестационарному пропусканию и отражению тонкой пленкой полупроводника (ТПП) обусловлен возможностью создания новых быстродействующих приборов квантовой электроники. Особенности пропускания определяются физическим механизмом взаимодействия света с веществом. Нами рассмотрены закономерности пропускания (отражения) ультракоротких импульсов (УКИ) лазерного излучения при учете процесса одноимпульсного двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла. Показано, что пропускание существенно определяется амплитудой, полушириной и расстройкой резонанса падающего импульса и

толщиной пленки. Найдена бифуркационная область существования устойчивых и неустойчивых решений.

Для тонких пленок и прямоугольных падающих импульсов получен критерий устойчивости решений, связывающий интенсивность падающего импульса и расстройку резонанса. В условиях точного резонанса получено точное аналитическое решение. Из него следует, что при падении на ТПП прямоугольного импульса амплитуда проходящего излучения монотонно уменьшается со временем и стационарный режим в системе не устанавливается. При не равной нулю расстройке резонанса возможно установление стационарного режима пропускания пленкой прямоугольного импульса. При этом в зависимости от соотношения интенсивности падающего импульса и расстройки резонанса возможны два режима, когда интенсивность проходящего излучения выходит на некоторую постоянную величину либо совершает хаотические осцилляции в окрестности стационарного значения.

В общем случае система нелинейных уравнений решена для произвольных форм падающих импульсов как для предельно тонких пленок, так и для пленок с толщиной порядка длины волны света. Если предположить что на ТПП падает гауссовский импульс, то в условиях точного резонанса выходящий импульс имеет искаженную гауссовскую форму, максимум которой предшествует максимуму падающего импульса. Если судить о динамике импульсов по положению их пиков, то может создаться впечатление, что прошедший через пленку импульс появляется за ней раньше, чем импульс, распространяющийся в вакууме, т.е. что скорость распространения ультракороткого импульса в тонкой пленке значительно больше скорости света в вакууме. На самом деле смещение максимумов прошедшего и падающего импульсов обусловлены временной перестройкой формы распространяющегося через пленку ультракороткого импульса. При отличной от нуля расстройки резонанса поведение проходящих импульсов более сложное. При некоторых значениях полуширины падающего гауссовского импульса имеет место устойчивый режим пропускания с одной либо несколькими осцилляциями, тогда как при других полуширинах на переднем фронте падающего импульса, недалеко от пика, развиваются нерегулярные хаотические осцилляции огибающей проходящего импульса. Длительность интервала нерегулярных осцилляций зависит от амплитуды и полуширины падающего импульса.

E-mail: tdsu4@idknet.com

К ТЕОРИИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СЛУЧАЙНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Сапаев У.

НПО Академприбор, Академия Наук Республики Узбекистан

Нелинейно-оптические кристаллы, обладающие, аперидической модуляцией квадратичной восприимчивости используются в процессах генерации второй гармоники (ГВГ) для компрессии импульсов второй гармоники (ВГ) [1,2], для оптимального формирования отклика среды, ответственного за ВГ [3] для создания импульса ВГ с требуемыми

профилями [4] и т.п. В связи с этим, вызывает особый интерес развития теории ГВГ в апериодических кристаллах со случайным изменением толщины доменов в условиях истощения энергий взаимодействующих волн.

В данной работе развивается теория ГВГ в апериодических кристаллах с разупорядоченной доменной структурой в рамках приближения ЗИ [5]. Методика приближения ЗИ применяется в пределах длин доменов. Показано, что благодаря подобной методике результаты теории могут быть использованы при любых значениях эффективности ГВГ.

В настоящей работе также использован алгоритм модельной закалки (АМЗ) для проектирования апериодического кристалла, необходимого для создания заданного нелинейного отклика среды. В качестве примера на рисунке приведены результаты расчетов для гауссового профиля отклика апериодического кристалла с максимальной эффективностью 50 %. При расчетах использованы следующие реальные условия эксперимента: кристалл- LiNbO_3 ; длина волны и интенсивность основного излучения - $\lambda=1550$ нм, $I=0.02$ ГВт/см², соответственно.

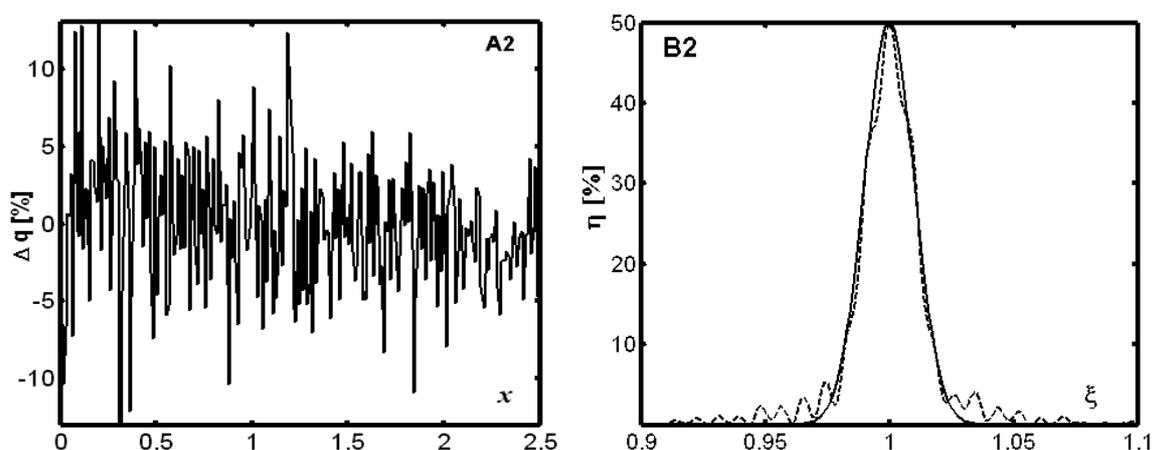


Рис. 1 A2 - зависимость изменения размеров доменов (в процентах) от нормированной длины кристалла x ($x=z/L_{nl}$); B2 – зависимость эффективности ГВГ (пунктирные кривые- результаты теории; сплошные- выбранный профиль) от нормированной фазовой расстройки ξ (здесь $\xi=\Delta k \cdot q_0$, q_0 - длина одного домена).

Таким образом, что в данной работе развита теория ГВГ в апериодических кристаллах с разупорядоченной доменной структурой. Получено приближенное решение эффективности ГВГ в рамках приближения ЗИ. Показано, что АМЗ позволяет проектировать отклик апериодического кристалла, ответственный за ВГ в условиях истощения энергии накачки.

Работа выполнена при поддержке Центра Науки и Технологий Республики Узбекистан (грант № ФМ- 2- 260). Автор выражает признательность к.ф.-м.н. И.А. Кулагину за помощь в подготовке тезиса

e-mail: sapaev@tps.uz

1. Arbore M.A., Marco O., Fejer M.M. (1997) Opt.Lett. T. 22. № 12 С. 865.
2. Arbore M.A., Galvanauskas A., et.al. (1997)Opt.Lett.T.22.№17.C. 1341.

3. Reid D.T.//J.Opt.A.Pure Appl.Opt. (2003). Т.5 № 2. С. S97—S102.
4. Sapaev U.K., Reid D.T. Optics Express.(2005). Т. 13. № 9. С. 3264.
5. Тагиев З.А., Чиркин А.С. ЖТЭФ(1977). Т.73.№4.С.1271.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ СВЕТА С КРАТНЫМИ ЧАСТОТАМИ В НЕОДНОРОДНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Сатликов Н

Физический факультет Национального Университета Узбекистана

В последние годы повышенный интерес уделяется исследованиям параметрического усиления световых волн с кратными частотами в периодических нелинейно-оптических кристаллах. В силу кратности частот в кристалле могут протекать одновременно два процесса: трехчастотное ($3\omega=\omega+2\omega$) и вырожденное двухчастотное ($2\omega=\omega+\omega$) (см., например, работу [1] и ссылки в ней). Подобная схема отсутствует в однородных нелинейных кристаллах при традиционном прямом умножении частоты, т.к. для этого необходимо, чтобы фазовые скорости или показатели преломления трех волн с кратными частотами должны быть одинаковыми.

В данной работе нами предлагается метод, позволяющий осуществить практически полное преобразование энергии излучения в третью гармонику в периодических кристаллах на основе оптимизации соотношения амплитуд взаимодействующих волн на входе кристалла.

Теоретические расчеты были проведены на основе следующих уравнений [1-3]:

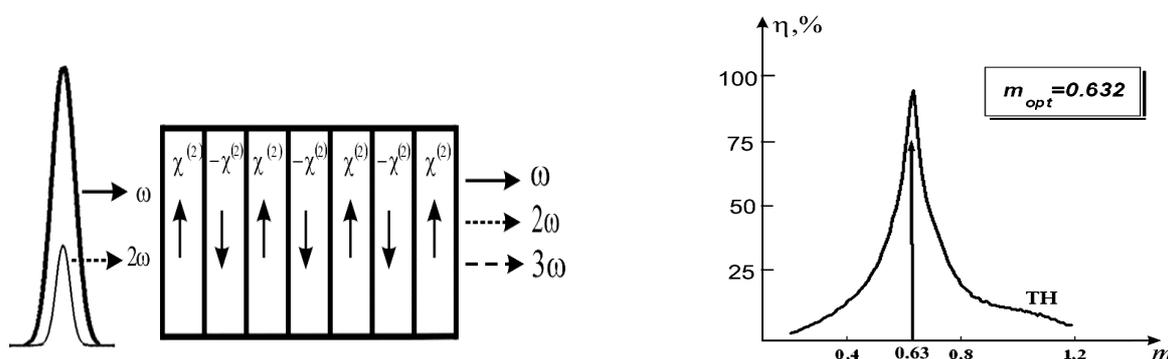
$$\begin{aligned} \frac{d A_1}{d z} &= -i\gamma_3 \delta(z) A_1^* A_2 \exp(-i\Delta k_2 z) - i\gamma_2 \delta(z) A_2^* A_3 \exp(-i\Delta k_3 z) \\ \frac{d A_2}{d z} &= -i2\gamma_3 \delta(z) A_1^* A_3 \exp(-i\Delta k_3 z) - i\gamma_2 \delta(z) A_1^2 \exp(i\Delta k_2 z) \\ \frac{d A_3}{d z} &= -i3\gamma_3 \delta(z) A_1 A_2 \exp(i\Delta k_3 z) \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$A_1(z)|_{z=0} = A_o \exp(-\mu^2) \exp(i\varphi_1), A_2(z)|_{z=0} = A_o m \exp(-\mu^2) \exp(i\varphi_2), A_3(z)|_{z=0} = 0 \quad (1a)$$

Левая часть рисунка: Схема предложенного метода для оптимизации третьей гармоники. Основная и вторая гармоники падают на кристалл с определенным соотношением амплитуд/интенсивностей относительно друг – друга ($A_1=A_2m$).

Правая часть рисунка. Зависимость эффективности третьей гармоники от коэффициента соотношения m .



Таким образом, в данной работе теоретически исследовано параметрическое взаимодействие световых волн с кратными частотами в периодических кристаллах при одновременном возбуждении вырожденного двухчастотного ($2\omega = \omega + \omega$) и трехчастотного ($3\omega = \omega + \omega$) взаимодействий волн при условии выполнения квази-синхронизма. Предложена методика полной перекачки энергии взаимодействующих модулированных волн в третью гармонику. Показано, что в этом случае оптимальные условия ГТГ определяются соотношением амплитуд основного излучения и второй гармоники на входе периодического кристалла. Найдена оптимальная величина этого соотношения, при которой возможна 96% эффективность ГТГ.

Автор выражает признательность к.ф.-м.н. У.К.Сапаеву за помощь в подготовке тезиса

Email: satlikov_n@yahoo.com

1. Чиркин А.С., Волков В.В., Лаптев Г.Д., Морозов Е.Ю. (2000) Квантовая Электроника. Т. 30. № 10 С. 847.
2. Комиссарова М.В. Сухоруков А.П. // Квантовая Электроника. (1993), Т. 20. №10. С. 1025.
3. Егоров О.А. Сухоруков А.П.// Известия Академии Наук. Серия Физическая (1998). V. 62, № 12 P. 2345.

ОПТИКА

Председатель подсекции

проф. д.ф.-м.н. Шувалов Владимир Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ С СЕРДЦЕВИНОЙ ИЗ ГЕРМАНАТНОГО СТЕКЛА

**Булатов Л.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Волоконные световоды с сердцевиной из германатного стекла (с концентрацией GeO_2 более 50 мол.%) и оболочкой из кварцевого стекла, изготовленные методом MCVD, перспективны по оптическим характеристикам для создания элементов волоконно-оптических систем передачи информации и медицинских лазеров в спектральном диапазоне 1.6 – 2.5 мкм. В данном диапазоне длин волн последние превосходят световоды из кварцевого стекла по многим показателям [1], однако имеют большие оптические потери. Есть основания предполагать, что в данном спектральном диапазоне полные потери в основном определяются потерями на рассеяние света. Данная работа посвящена исследованию характера и механизмов образования избыточных потерь на рассеяние, возникающих в германатном световоде.

Для выяснения физических причин избыточных потерь на рассеяние, была создана установка по измерению углового распределения рассеянного излучения в волоконных световодах в диапазоне углов от 0 до 180° . Исследования проводились в видимом диапазоне длин волн. Исследовались германатные световоды с разными диаметрами сердцевины и концентрациями GeO_2 в сердцевине, вытянутые при различных температурах и скоростях вытяжки.

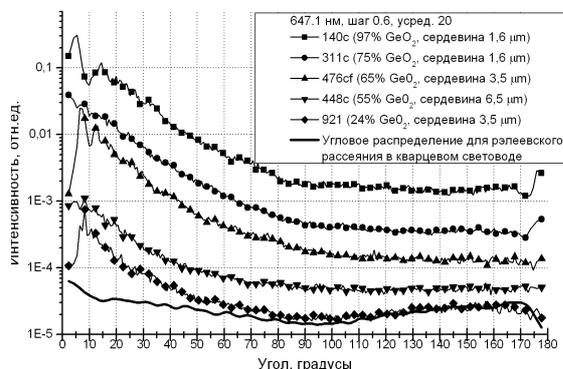


Рис.1. Индикатрисы рассеянного излучения для германатных волоконных световодов с различной концентрацией GeO_2 в сердцевине

Исследования показали, что потери на рассеяние значительно возрастают с увеличением концентрации GeO_2 в сердцевине. В направлении вперед рассеивается значительно большая доля мощности, чем в направлении назад. Показано, что характер рассеяния света в германатных световодах отличается от рэлеевского (рис.1). Проведенный анализ формы индикатрис рассеяния и теоретических работ по рассеянию света на малых частицах [2] показал, что в световодах нет неоднородностей значительно больших, чем длина волны видимого диапазона, и рассеяние происходит

статистически распределенном ансамбле неоднородностей со средним размером порядка десятых долей микронметра. Неоднородности такого типа могут возникать при перетягивании в

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

сердцевину световода флуктуаций состава стекла в заготовке. Другим источником рассеяния могут быть неоднородности, обусловленные термодинамическими флуктуациями структуры (плотности и состава) стекла сердцевины при нагреве заготовки, замороженными при быстром охлаждении световода в процессе вытяжки.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Сухорукову А.П. (МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет) и ведущему научному сотруднику, к.ф.-м.н. Машинскому В.М. (Научный центр волоконной оптики при ИОФ им. А.М. Прохорова РАН) за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: bulatovl@yandex.ru

1. Е.М.Дианов, В.М.Машинский, В.Б.Неуструев и др. «Материальная дисперсия и рэлеевское рассеяние стеклообразной двуокиси германия – перспективном материале для волоконных световодов с малыми потерями». – *Квантовая электроника*, т. 7, № 7, 1563 –1566 (1980).
2. Борен К., Хафмен Д., Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М., «Мир», 1986, стр. 108 – 147, 167 – 172, 485 – 490.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С БИГИРОТРОПНОЙ ЛЕВОЙ СРЕДОЙ

Иванов А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Нетривиальное свойство негиротропного левого материала - отрицательная по отношению к групповой фазовой скорости электромагнитной волны в некотором диапазоне частот электромагнитной волны [1, 4]. Искусственные левые материалы анизотропны и не характеризуются лишь отрицательными скалярами диэлектрической и магнитной проницаемостей. [2]. Недавно получены материалы, оказывающиеся левыми в ближней ИК-области [3]. Длина электромагнитной волны в них сравнима с периодом a расположения их структурных единиц: колец-резонаторов с разрезами и проводков, - поэтому учтем и периодичность среды. Но в левых материалах следует ожидать и гиротропные явления, поскольку их свойства определяются асимметрией составных структурных единиц.

Гиротропная среда представлена антисимметричными тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей с осью z , направленной вдоль распространения электромагнитной волны, в которых недиагональные элементы имеют вид $e(z) = e_0 + e_1 \cos(qz)$, $m(z) = m_0 + m_1 \cos(qz)$, где $q = 2\pi/a$ - волновой вектор квазирешетки. Из уравнений Максвелла с учетом малости параметров модуляции e_1, m_1 рассчитан угол вращения для эффекта типа Фарадея [5] и эллиптичность электромагнитной волны. По сравнению со стандартным эффектом Фарадея, в рассматриваемой левой среде он увеличивается при приближении к значению $q/2$ (резонансное взаимодействие электромагнитной волны с периодической гиротропной средой). Периодическое гиротропное слагаемое в нем меняет знак при $k_0 = q \sqrt{m_1/2(e_1 + m_1)}$, а в точках, кратных $z = \pi/q$, он исчезает. В левых средах с сильной гиротропией ($e_0=1, m_0=1$) распространя-

ются волны лишь с одним типом круговой поляризации. Для пространственно-периодического гиротропного левого материала получен вектор Умова-Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H} = -\frac{c^2}{4\pi\mu\omega} \cdot \frac{E^2}{1-m_0^2} \mathbf{k} \left(1 + \frac{2m_0m_1}{1-m_0^2} \cos qz \right)$$

(\mathbf{k} – волновой вектор, а ω – частота электромагнитной волны; $\mu > 0$ – коэффициент перед тензором магнитной проницаемости). При резонансе $k=q/2=\pi/a$ возникает брэгговская волна, поток энергии которой противоположен потоку падающей электромагнитной волны, и вектор $\mathbf{S}=0$. При $|m| < 1$ вектор Умова-Пойнтинга противоположен волновому вектору, как и должно было быть в негиротропной левой среде. Гиротропность материала увеличивает поток электромагнитной энергии.

Автор выражает признательность профессору Ведяеву А.В. и доценту Котельниковой О.А. за помощь.

E-mail: andrei_i@ostrov.net

1. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. (1979) Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Москва: Наука.
2. Lindell I.V., Tretyakov S.A., Nikoskinen K.I. et al. (2001) // *Microwave and Opt. Tech. Lett.* 31, p. 129
3. Zhang S., Fan W., Panoiu N.C. et al. (2005) // *Phys. Rev. Lett.* 95, p. 137404-1.
4. Веселаго В.Г. (1967) // *УФН* 92, с. 517; (1966) // *ЖЭТФ* 52, с. 1025.
5. Иванов А.В., Котельникова О.А., Ведяев А.В. и др. // *Вестник Московского ун-та. Серия 3.*

ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ТРАКТОВ ПРЕЦИЗИОННЫХ ГАЗОВЫХ АНАЛИЗАТОРОВ

Зотов А.М.; Таначев И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время в оптической спектроскопии бурно развивается направление, связанное с разработкой и применением компактных спектрометров, выполняющих роль высокочувствительных газоанализаторов. Необходимость в их создании, прежде всего, обусловлена возрастающими требованиями к мониторингу окружающей среды и к контролю за разнообразными технологическими процессами.

В данной работе на основе теоретических и экспериментальных исследований проведены сопоставление и оптимизация различных способов организации оптических трактов газоанализаторов с многоходовыми кюветами (МК), которые обеспечивают многократное прохождение лазерного пучка через исследуемую среду.

Определены оптимальные параметры оптических трактов и дана оценка влияния на эффективность работы газоанализаторов погрешностей, возникающих при изготовлении оптических элементов и их юстировке.

Показано, что интегральный вывод излучения из кюветы с входным отверстием связи обладает целым рядом преимуществ, к которым следует отнести слабое влияние

на точность измерения оптических aberrаций, вносимых исследуемой средой, а также возможность значительного увеличения эффективного числа проходов через среду при сохранении малых габаритов кюветы.

Рассмотрены особенности работы МК в случае, когда исследуемая среда, вносимая в полость МК, характеризуется случайными турбулентными неоднородностями. Показано, что среднеквадратичные отклонения световых пятен на зеркалах МК зависят как от геометрии кюветы, так и от характеристик и расположения среды прохождения. Если турбулентная среда распределена по кювете равномерно оптимальным является конфокальный резонатор, а при подаче анализируемой среды в центр кюветы предпочтительным становится конфигурация близкая к сферической. В случае малых радиусов корреляции возмущений среды среднеквадратичное отклонение от невозмущенного значения пропорционально квадратному корню из числа проходов по кювете, однако при росте радиуса корреляции имеет место более быстрый рост среднеквадратичных отклонений. Установленные закономерности позволяют по стохастической структуре поля в МК проводить диагностику турбулентных свойств среды.

Предложен метод получения в кювете многоходовых мод с заданным числом проходов путем преобразования конфигурации базовых мод с малым числом световых пятен на зеркалах. Так как настройка и расчет базовых мод представляет простую процедуру, данный метод позволяет упростить процесс юстировки многоходовых мод.

Проведено сравнение резонансного и нерезонансного методов измерения спектральных характеристик коэффициентов поглощения. Показано, что при малом количестве проходов лазерного пучка по кювете резонансный метод обладает более высокой чувствительностью к изменению коэффициентов поглощения по сравнению с оптимизированной по параметрам нерезонансной схемой.

Таким образом, в результате проведения работы удалось обнаружить дополнительные физические ресурсы улучшения эксплуатационных качеств высокочувствительных газоанализаторов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-02-08-244, ОФИ-а), а также при поддержке Совета по грантам Президента РФ для поддержки молодых ученых (грант МК-2496.2005.2).

Авторы выражают признательность профессору Короленко П.В. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: alexey@optics.npi.msu.su

УДК 621.373

ПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ О ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Безбородов А.Е.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

При распространении тераваттных импульсов в атмосфере, может происходить самофокусировка импульса за счет керровской нелинейности. При достижении в нелинейном фокусе интенсивности порядка 10^{13} Вт/см² начинает сказываться кон-

курующий эффект дефокусировки вследствие многофотонной ионизации. Совместное проявление этих эффектов приводит к возникновению длинных нитей – филаментов с относительно высокой концентрацией энергии [1-3].

Характерной особенностью задачи является большой диапазон пространственных масштабов, в котором развивается филаментация импульса. Численное моделирование процесса филаментации в таких условиях требует либо использования грубой квазистационарной модели распространения импульса [4], либо применения мощных вычислительных комплексов. Основная проблема заключается в том, что диаметр формируемого в атмосфере филамента существенно меньше характерного размера лазерного пучка.

В настоящей работе предложен и протестирован на нескольких вычислительных кластерах параллельный алгоритм для решения задачи филаментации фемтосекундного лазерного импульса.

Математическая модель для теоретического анализа филаментации фемтосекундных лазерных импульсов включает уравнение для комплексной амплитуды светового поля $E(x, y, z, t)$:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{2k^2}{n_0} (n_2 |E|^2 + \Delta n_p) E. \quad (1)$$

здесь k – волновое число, n_0 – показатель преломления невозмущенной среды, n_2 – коэффициент керровской нелинейности. Добавка к показателю преломления Δn_p , т.е.

вклад самонаведенной плазмы, определяется выражением $\Delta n_p = -\frac{n_0 \omega_p^2}{2\omega^2}$, где плазменная частота $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e / m_e}$, ω – частота излучения, e и m_e – заряд и масса электрона.

Концентрация свободных электронов в плазме N_e подчиняется уравнению:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_0 - N_e), \quad (2)$$

в которое входит концентрация нейтральных молекул N_0 и скорость многофотонной ионизации $R(|E|^2)$.

На рис. 1 приведена расчетная сетка в координатах z, t . Каждая точка на рисунке в действительности представляет собой множество расчетных узлов в поперечном сечении x, y . Также на рис. 1 показан один из возможных алгоритмов распараллеливания задачи. Каждому узлу назначается «зона ответственности» – набор всех плоскостей z_i между двумя соседними плоскостями обмена Z_i и Z_{i+1} , в которых он осуществляет расчет задачи. В плоскостях обмена Z_i происходит обмен данными с другими узлами кластера. Таким образом, все узлы кластера оказываются задействованными в параллельном решении зада-

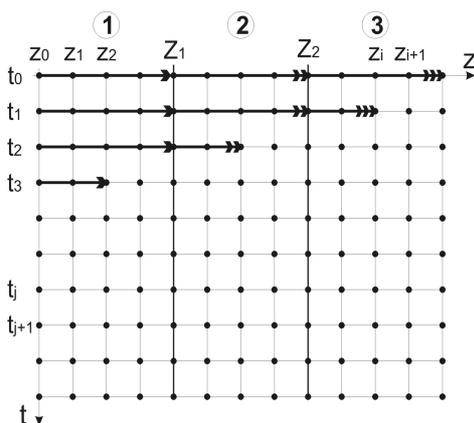


Рис. 1 Расчетная сетка и иллюстрация алгоритма распараллеливания задачи на кластере с тремя узлами ($K=3$). Различными стрелками обозначены узлы кластера, номера которых обведены кружком. Z_1, Z_2 – плоскости обмена данными между узлами.

чи, которое выполняется своеобразным клином (рис. 1). Так как число узлов в кластере K , как правило, существенно меньше числа шагов N_z , то задача, с точки зрения распараллеливания, называется «крупнозернистой» и время обмена данными не должно оказывать существенного влияния на производительность вычислений, которая возрастает практически в K раз по сравнению с однопроцессорной ЭВМ.

Для проверки высказанного предположения мы провели серию тестовых экспериментов по решению сформулированной задачи, на вычислительных кластерах с различными типами процессоров и коммуникационных сетей. В тестовых экспериментах использовалось до 8 узлов кластера, каждому из которых назначалась зона ответственности из 5 плоскостей z_i .

Для сравнения мы выполнили эксперименты на расчетных сетках разной размерности по поперечным координатам x, y от $N_x, N_y=1024$ до $N_x, N_y=8192$. При этом в точке обмена происходила передача от одного узла другому $8N_x N_y$ байт. Результаты вычислительных экспериментов суммированы в таблице 1.

Анализ результатов показывает, что время передачи данных τ_e на каждом кластере составляет малую часть от времени счета τ_c . Наихудший результат в процентном отношении продемонстрировал кластер В, на котором для всех расчетных сеток отношение τ_e/τ_c превысило 10%, что объясняется тем, что на кластере реализована самая медленная сеть Fast Ethernet. Но, несмотря на это, время обмена данными не оказывает существенного влияния на производительность вычислений, которая возрастает практически в K раз по сравнению с однопроцессорной ЭВМ.

N_x, N_y	$\tau_c, c (M)$	Sd, c	$\tau_e, c (M)$	Sd, c
Кластер "А" НИВЦ МГУ (ANT) (8 процессоров)				
1024	3,51(800)	0,30	0,05(700)	0,11
2048	15,99(388)	1,58	0,19(339)	0,54
4096	74,68(60)	7,96	0,99(52)	1,50
8192	311,20(56)	35,32	2,38(50)	2,95
Кластер "В" НИВЦ МГУ (AQUA) (8 процессоров)				
1024	8,72(800)	0,70	2,30(700)	0,70
2048	35,01(184)	2,00	4,34(164)	2,82
4096	155,88(27)	9,69	19,98(25)	11,59
Кластер "С" ИСП РАН ("Первенец-М") (8 процессоров)				
1024	13,82(800)	0,17	0,15(700)	0,09
2048	59,99(800)	0,35	0,20(700)	0,12
4096	280,75(800)	1,47	0,52(700)	0,18
Кластер "D" МЛЦ МГУ (6 процессоров)				
1024	26,54(600)	4,87	1,90(500)	3,39
2048	130,54(600)	16,21	6,76(500)	11,22
4096	637,42(45)	82,17	12,40(42)	6,34
8192	2437,73(10)	262,94	75,65(8)	55,87

Таблица 1. Результаты тестовых экспериментов на различных кластерах. Где τ_c - время, затрачиваемое на счет каждым узлом между двумя точками обмена, τ_e - время передачи данных, М - число реализаций, Sd - стандартное отклонение τ_c и τ_e .

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. // Opt. Lett., 1995. V. 20. P. 73.
2. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. // Opt. Lett., 1996. V. 1. P. 62.
3. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. // Opt. Lett., 1997. V. 22. P. 304.
4. Шленов С.А., Кандидов В.П. // Оптика атмосферы и океана, 2004. Т. 17, № 8. С. 630.

УДК 621.373.826

ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЙ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ИСТОЧНИК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО ГАЛЛИЯ

**Курилова М.В., Урюпина Д.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Фемтосекундная лазерная плазма представляет интерес для создания источников рентгеновского излучения, ионов, нейтронов и др. Обычно в экспериментах используются различные твердотельные мишени, кластеры атомов, микрокапли и струи [1-3].

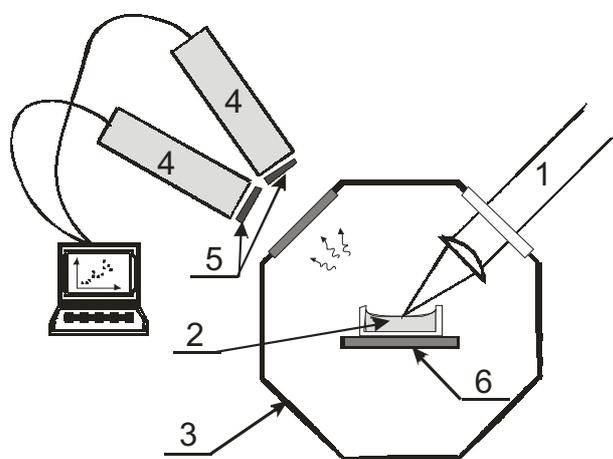


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – излучение, 2 – мишень: жидкий Ga, 3 – вакуумная камера, 4 – рентгеновские детекторы, 5 – рентгеновские фильтры (Be или Al), 6 – электронагреватель.

Однако для этой цели можно использовать и свободную поверхность жидкости [4].

Нами была рассмотрена возможность создания стабильного источника жесткого рентгеновского излучения из плазмы, сформированной на свободной поверхности жидкого галлия, при импульсно-периодическом воздействии на мишень фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см² и частотой следования импульсов 10 Гц. Излучение лазерной системы на Cr:F [5] фокусировалось на поверхность мишени в условиях высокого вакуума. Проводились измерения выхода рентгеновского излучения и оценка температу

туры горячих электронов в каждом лазерном выстреле методом полосовых фильтров [6] при различных температурах галлия в диапазоне 50 – 270°С, как в десятигерцовом режиме следования импульсов, так и в режиме однократного импульсного воздействия. Схема установки представлена на рисунке 1:

Было показано, что поверхность жидкого галлия, нагретого до 270°С, при 10-герцовом режиме следования импульсов может использоваться в качестве мишени для создания фемтосекундной лазерной плазмы как высокостабильного источника жесткого рентгеновского излучения. Такая мишень не требует дополнительного смещения, так как свойства поверхности восстанавливаются за интервал времени между последовательными импульсами, что позволяет значительно упростить конструкцию для создания высокостабильного источника рентгеновского излучения. После 50000 выстрелов выход рентгеновского излучения упал на 25%, однако в последующих экспериментах было установлено, что падение выхода рентгеновского излучения может быть компен-

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

сировано как добавочной фокусировкой на 15 мкм, так и небольшим изменением температуры мишени.

На рисунке 2 приведены результаты измерений выхода рентгеновского излучения (50 000 выстрелов без дофокусировки при постоянной температуре галлия $T = 270^\circ\text{C}$) и оценка на температуру горячих электронов в каждом выстреле. Конверсия энергии лазерного импульса в рентгеновское излучение в спектральный диапазон с энергией свыше 2,5 кэВ и 7,5 кэВ составила $(2.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}\%$ и $(4.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}\%$. Это обеспечивает среднюю мощность лазерного источника с энергией свыше 2,5кэВ в полный телесный угол в 10-ти Гц режиме 5 нВт.

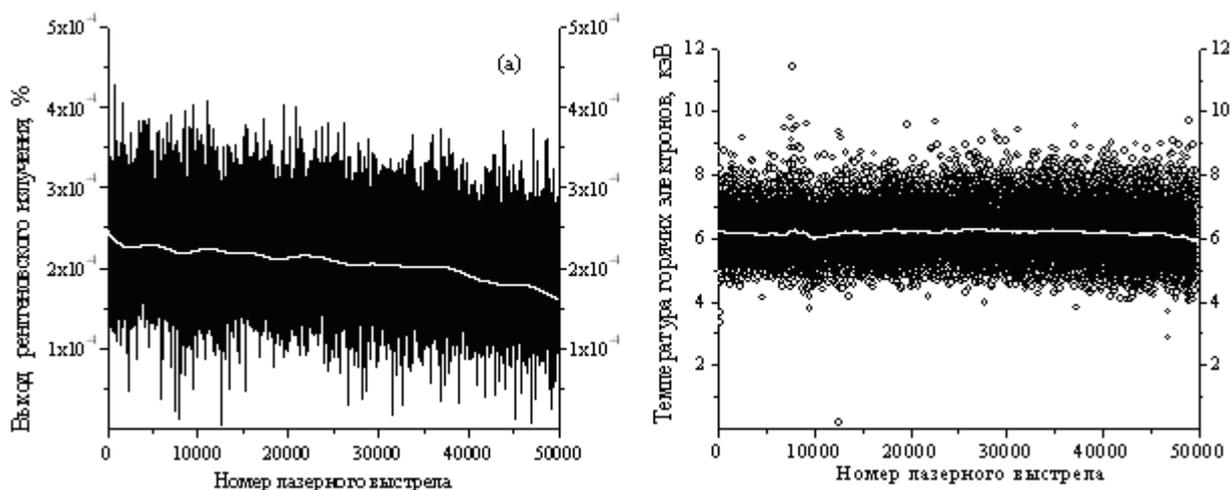


Рис. 2 Выход рентгеновского излучения в спектральный диапазон свыше 2.5 кэВ (а) и температура горячих электронов как функция как функция номера лазерного выстрела (б) в 10-тигерцовом режиме работы при $T_{\text{Ga}}=270^\circ\text{C}$. Белая линия соответствует среднему значению.

1. R.J.Tompkins, I.P.Mercer, M.Fettweis, C.J.Barnett, D.R.Klug, Lord G.Porter, I.Clark, S.Jackson, P.Matousek, A.W.Parker, and M.Towrie "5-20 keV laser-induced x-ray generation at 1 kHz from a liquid-jet target"// *Rev. of Scientific Instr.*, **69**, 3113-3117 (1998)
2. Y.Jiang, T.Lee, and C.G Rose-Petruck "Generation of ultrashort hard-x-ray pulses with tabletop laser systems at a 2-kHz repetition rate"// *JOSA B*, **20**, 229-237 (2003)
3. Y.T. Li, J.Zhang, Z.M.Sheng, H.Teng, T.J.Liang, X.Y.Peng, X.Lu, Y.J.Li, and X.W.Tang "Spatial Distribution of High-Energy Electron Emission from Water Plasmas Produced by Femtosecond Laser Pulses"// *Phys. Rev. Lett.* **90**, 165002 (2003)
4. R.V.Volkov, V.M.Gordienko, P.M.Mikheev, A.B.Savel'ev, D.S.Uryupina "High-temperature plasma produced on a free liquid surface by femtosecond laser pulses"// *Quantum Electronics* **34**, 135-138 (2004)
5. V.M.Gordienko, S.S.Grechin, A.A.Ivanov, A.A.Podshivalov "Highly efficient generation of second and third harmonics of a femtosecond Cr:forsterite laser in nonlinear optical crystals" // *Quantum Electronics*, **35** 525-526 (2005)
6. V.M. Gordienko, I.M. Lachko, P.M. Mikheev et al, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44**, 2555 (2002).

УДК 535-14

ОПТИМИЗАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТГц И ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСОВ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Макарова С.А., Назаров М.М.

МГУ им. Ломоносова, физический факультет

Для эффективного взаимодействия терагерцового и фемтосекундного оптического импульсов, на основе которого происходит электрооптическое детектирование ТГц излучения, необходимо, чтобы скорости распространения импульсов были равны, то есть, чтобы они не расходились на всей длине кристалла. Из условия фазового синхронизма $\Delta k = k(\omega_{opt} + \omega_{THz}) - k(\omega_{opt}) - k(\omega_{THz}) = 0$, при $\omega_{opt} \gg \omega_{THz}$ следует, что $\frac{k(\omega_{THz})}{\omega_{THz}} = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{opt}$, или, что тоже самое: $v_{фаз.ТГц} = v_{групп.опт.}$ [1], то есть групповая скорость оптического импульса должна равняться фазовой скорости ТГц импульса. Поскольку скорость распространения оптического импульса и ТГц импульса в кристалле определяется показателем преломления, который в свою очередь зависит от частоты, то мы измерили их дисперсию и поглощение в GaP для оптического и ТГц диапазонов частот, и так же промоделировали зависимости $n_{групп.опт.}(\lambda)$ и $n_{фаз.ТГц}(f)$. Мы показали, что параметры GaP хорошо подходят для генерации и детектирования ТГц лазерным излучением с длиной волны 1 мкм.

Используя полученные модельные данные по дисперсии и поглощению в кристалле GaP, а так же модель для ЭО детектирования ТГц импульсов $(S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} A_{ТГц}(\Omega) f(\Omega) \exp(-i\Omega\tau) d\Omega$ [1], где S – детектируемый электрооптический сигнал,

$$f(\Omega) = C_{opt}(\Omega) \chi_{эфф}^{(2)}(\omega_0; \Omega, \omega_0 - \Omega) \times \left\{ \frac{\exp[i\Delta k(\omega_0, \Omega)l] - 1}{i\Delta k(\omega_0, \Omega)} \right\}$$

учитывает поглощение и преломление в кристалле, то есть отвечает за спектральную чувствительность детектирования ТГц импульсов в зависимости от дисперсии и толщины кристалла, а $C_{opt}(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_{opt}^*(\omega - \omega_0) A_{opt}(\omega - \omega_0 - \Omega) d\omega$ определяет влияние длительности оптического импульса на ширину детектируемого спектра ТГц импульса) мы численно подсчитали спектр детектируемого поля ТГц излучения для нескольких длин кристалла детектора (см. рисунок 1). Видно, что для максимума чувствительности в разных спектральных диапазонах нужна разная толщина кристалла. В кристалле GaP поглощение мало, поэтому оптимальная толщина кристалла определяется длиной когерентности:

$$l_c = \frac{\pi \cdot c}{\omega_{THz} \left| n_{opt} - \lambda \frac{dn_{opt}}{d\lambda} \right|_{\lambda_{opt}} - n_{THz}}$$

которая зависит от частот как ТГц так и лазерного излучения. Модельные расчёты качественно совпадают с экспериментальными измерениями.

Так же мы учли дисперсию второго порядка и рассмотрели влияние расплывания оптического импульса на детектирование и на генерацию терагерцовых импульсов. Длительность лазерного импульса ограничивает спектр ТГц импульса. Длинный, расплывшийся лазерный импульс не может генерировать и детектировать высокие ТГц частоты. Спектрально-ограниченный оптический импульс обладает широким спектром. Каждая частота в этом спектре обладает своей скоростью распространения в диспергирующей среде, поэтому при прохождении импульса через кристалл (через диспергирующую среду) оптические частоты распространяются с разной скоростью и пространственно либо расходятся, либо догоняют друг друга. Тогда говорят, что импульс обладает либо положительным чирпом, либо отрицательным чирпом соответственно. За счет этого оптический импульс либо расплывается в пространстве и длительность его увеличивается, либо импульс сужается и длительность его уменьшается. При прохождении через кристалл длительность нечирпированного лазерного импульса увеличивается при ненулевой дисперсии 2-го порядка (см. рисунок 2). В начале кристалла оптический импульс еще короткий и может происходить генерация ТГц излучения на высоких частотах. Но в процессе прохождения через кристалл ТГц излучение на высоких частотах поглощается, и до выхода из кристалла дойдут только низкочастотные составляющие ТГц излучения. На выходе из кристалла оптический импульс будет уже расплывшимся (чирпированным), поэтому высокие терагерцовые частоты уже не будут генерироваться в последней части кристалла. В результате в толстом поглощающем кристалле эффективно генерируются только низкие частоты

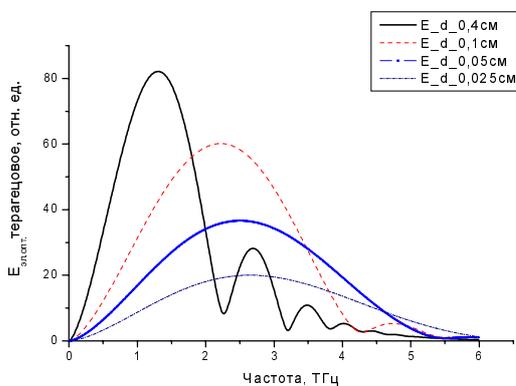


Рисунок 1

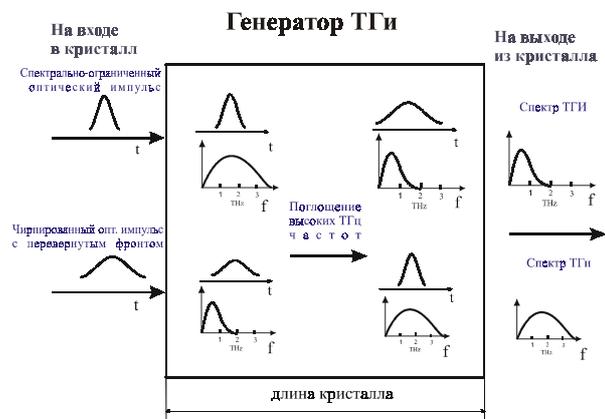


Рисунок 2

Лазерный импульс изначально можно сделать с отрицательным чирпом (удлинить) и подобрать величину чирпа так, что в процессе прохождения через кристалл, длительность импульса будет уменьшаться и на выходе импульс станет максимально коротким. Тогда на выходе смогут генерироваться ТГц излучение с высокочастотными спектральными составляющими. В итоге, используя импульс с отрицательным чирпом, можно улучшить генерацию ТГц импульсов, при поглощении высоких частот.

Для детектирования ТГц излучения лучше подойдет лазерный импульс с нулевым или положительным чирпом. Поскольку в начале кристалла-детектора спектр ТГц излучения еще будет содержать высокочастотные составляющие, которые можно детектировать только с помощью оптического импульса малой длительности. Высокие частоты поглощаются при прохождении через кристалл, на выходе из кристалла спектр будет содержать уже только низкие частоты, которые можно детектировать и с помо-

щью расплывшегося оптического импульса большой длительности. В случае использования спектрально-ограниченного (максимально короткого) импульса или импульса с положительным чирпом, как раз и происходит расплывание оптического импульса в процессе прохождения через кристалл-детектор.

Таким образом, построена модель, позволяющая найти оптимальный набор параметров, при которых в спектре терагерцового излучения наблюдаются максимальные значения интенсивностей в требуемом диапазоне частот. Такими параметрами являются длина волны оптического излучения, длительность (и чирп) оптического импульса, ширина кристалла детектора. Измерены характеристики GaP в ТГц диапазоне. Адекватность модели подтверждена экспериментом. Оптимальный подбор представляемых параметров повышает эффективность решения задач ТГц спектроскопии веществ.

УДК 535.6, 535.8

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ЛАЗЕРНОГО ОТБЕЛИВАНИЯ СТАРИННОЙ БУМАГИ

Белошапкива Е.А., Брандт Н.Н., Чикишев А.Ю.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В процессе старения бумага темнеет и приобретает желтоватую окраску. Основным фактором, определяющим старение бумаги, является окисление целлюлозы. Одним из основных механизмов окислительного процесса, является радикально-цепной механизм, который подробно рассмотрен в работе [1]. Существуют и другие пути окисления целлюлозы, однако их механизмы еще недостаточно исследованы [2]. Воздействуя на потемневшую старинную бумагу лазерным излучением, можно добиться ее отбеливания. Использование метода лазерного отбеливания старинной бумаги может позволить сохранить уникальные произведения искусства, редкие книги, гравюры и документы прошлых веков.

Помимо изменения цвета, на старинной бумаге часто присутствуют фоксинги - специфические неоднородности бумаги. Фоксинги встречаются на бумаге разного возраста от начала XVI века до 50-х – 60-х гг. нашего столетия. Их окраска варьирует от лимонно-желтой до темно-коричневой. Существует несколько версий образования фоксингов. Одна из версий связывает их возникновение с окислением железа, другая – с развитием микроорганизмов, но обе версии не объясняют некоторых свойств фоксингов и не всегда согласовываются с экспериментальными исследованиями [3]. Вероятно, что появление фоксингов также связано с протекающими в бумаге окислительными процессами. Фоксинги требуют особого внимания при изучении проблемы отбеливания старинной бумаги и, возможно, особого подхода к технологии отбеливания.

В ходе экспериментальных исследований осуществлялись отбеливание образцов старинной бумаги различного возраста и параметров с использованием аргонового лазера и последующий анализ изменения цвета бумаги. Площадь образцов составляла 2 – 4 см² см. На некоторых образцах присутствовали фоксинги.

Для анализа образцов бумаги мы применяем два метода. Первый метод основан на получении профиля образца. Мы измеряем зависимость интенсивности флуоресценции от времени. Образец подвергается излучению лазерного пучка, который фоку-

сируется на образце объективом. Образец передвигается в горизонтальной плоскости с помощью шагового двигателя с заданной частотой вращения.

Измерения интенсивности флуоресценции проводятся с помощью ФЭУ, подключенного к компьютеру, данные снимаются программой PhysLab. Получены зависимости мощности флуоресценции от координаты. На основе полученного графика мы наблюдаем изменения интенсивности флуоресценции на участках бумаги, которые подвергались воздействию лазерного излучения.

Второй метод заключается в проведении анализа посредством сканирования образца. В статье [4] исследуется вопрос использования сканера в качестве колориметра. В работе изучаются методы снижения погрешности, вносимой при сканировании, с помощью использования различных цветных фильтров. В нашей работе мы принимаем во внимание тот факт, что при сканировании образца мы вносим определенную погрешность. Данный метод позволяет визуально наблюдать изменения цвета образца при отбеливании. Для анализа применялось программа, позволяющая определить зависимость R, G, B - характеристик, а также их сумму, от координат.

1. Arai H. Microbiological studies on the conservation of paper and related cultural properties (part 1), Isolation of fungi from the foxing on paper. Science for conservation 23, 1984, p 33-38.
2. T. Barret, P. Lang, J. Watterhouse, J. Cook, S. Cullicon, B. Fuller, S. Telles, J. Pullman. Non-destructive measurement of gelatin and calcium content of european papers: 1400-1800. ERICE 96. International conference on conservation and restoration of archive and library materials. Pre-prints, vol. 2. Rome (1996) p. 517-534.
3. Choisy P., de la Chapelle A., Thomas D., Legoy M.D. //Non-invasive techniques for the investigation of foxing stains on graphic art material. Restaurator 18 (1997) p. 131-152
4. J. Farrell, D. Sherman, B. Wandell, P. Alto. How to Turn your Scanner into a Colorimeter. IS&T's Tenth International Congress on Advances in Non-Impact Printing Technologies (1994).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПЛОСКИХ ДЕФЕКТОВ В 3D ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Шенкаренко А.Ю.

МГТУ им. Н.Э. Баумана

Фотонные кристаллы представляют собой трехмерные дифракционные решетки, распространение света в которых определяется формулой Брэггов [1]. Дополнительные пики в спектрах отражения и прохождения могут возникать из-за дефектов структуры поверхности кристалла. Реальная поверхность типичного фотонного кристалла представлена на фотографиях (рис. 1) [2]. На рисунке 1а четко видны многоугольники – доменная структура, а на рисунке 1б – ступенчатая структура. В свою очередь многоугольники рассеяны параллельными линиями. Данные линии являются, по-видимому, выходом на поверхность плоских дефектов, например, двойников.

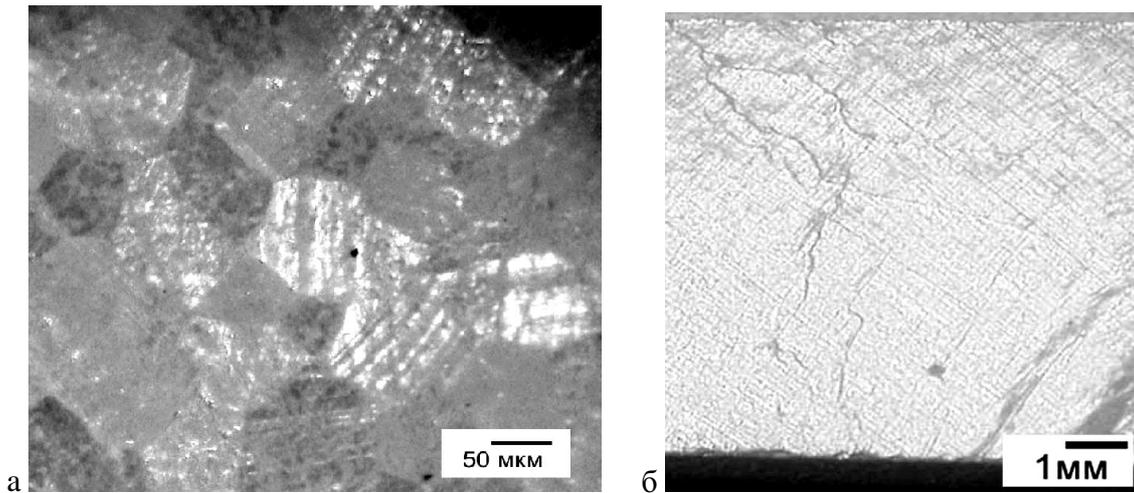


Рис.1. Разные большие грани образца реального фотонного кристалла в виде пластинки [2].

В спектре отражения был получен ряд пиков, соответствующих максимумам комбинационной опалесценции и расположенных эквидистантно по шкале энергии фотонов. Анализ энергий этих пиков был выполнен по формуле (она хорошо согласуется с экспериментальными данными автора):

$$E = \frac{hcN'}{2n_{eff}L}, \quad N' = 1, 2, 3, \dots,$$

где E – разность энергий между нулевым пиком и пиком с номером N' , h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, n_{eff} – эффективный показатель преломления фотонного кристалла, L – расстояние между параллельными границами, принадлежащими соседним плоским дефектам, т.е. ближайшими параллельными линиями на фотографиях (рис. 1 а,б). Как видно из рисунков, плоские дефекты выходят в фотонном кристалле на большие плоские поверхности. По-видимому, плоские дефекты являются наиболее распространенными дефектами в фотонном поликристалле.

Автор выражает благодарность научному руководителю к.ф.-м.н. Н.И. Юрасову за помощь в подготовке тезисов и д.ф.-м.н. М.И. Самойловичу за предоставленные образцы.

E-mail: shunk@yandex.ru

1. В.Н. Богомоллов, А.В. Прокофьев, А.И. Шелых. ФТТ. – 1998, Т. 40, №4, 648-650.
2. Захаров А.Н., Ганьшина Е.А., Перов Н.С., Юрасов Н.И., Шенкаренко А.Ю.// Неорган. Материалы.-2005.- Т 41, № 11, С. 1343-1347.

ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Калинникова Е.И.

Московский инженерно-физический институт (ГУ)

Проблема взаимодействия лазерных импульсов с плазмой вызывает в последнее время значительный интерес. Большой интерес вызван, в том числе, и в связи с разра-

боткой лазерных методов ускорения заряженных частиц в поле кильватерной плазменной волны, возбуждаемой лазерным импульсом. В лазерном ускорителе на кильватерной волне (LWFA) для возбуждения предлагается использовать ультракороткий ($L_{\square} < c/\omega_p$) лазерный импульс высокой интенсивности.[1] Наиболее впечатляющие результаты получены в работах по LWFA. Максимальное электрическое поле ограничено только полем, при котором происходит опрокидывание волны, что позволяет достигать высоких темпов ускорения [2]. Например, с помощью расчетов показано, что для лазера с длиной волны 1 мкм максимальное приращение энергии электронов составляет 4.5 ГэВ и достигается на длине 2,3 см!

В нашей работе было проведено моделирование взаимодействия лазерного импульса с плазмой с помощью кода SUR-CA. [3]

Численно решались уравнения Максвелла для электрического и магнитного полей в двумерной области пространства, самосогласованные с релятивистскими 2D3V уравнениями движения частиц (PIC метод). Был использован алгоритм пространственно-временной декомпозиции (LSTD).[3]

Для максимального ускорения частиц необходимо создавать поля максимальной возможной амплитуды. Но при распространении лазерного импульса в плазме возникают неустойчивости, в частности обратное комбинационное рассеяние. Для устранения этой неустойчивости необходимо уменьшать амплитуду падающего импульса. Для того чтобы энергия, переносимая импульсом, не изменилась, надо либо менять его длину, либо запускать несколько импульсов.

Мы рассмотрели оптимальные условия для возбуждения кильватерной волны. Были изучены зависимости характеристик кильватерных волн от формы огибающей импульса и длины импульса. На основе этих исследований был сделан вывод о необходимости использования последовательности импульсов. Для этой последовательности подобраны форма огибающей и длина каждого из импульсов и расстояния между ними.

Автор благодарит к.ф.-м.н. Левченко Вадима Дмитриевича за чуткое руководство работой по данной теме.

E-mail: zhenyakovdor@gmail.com

1. Я. Б. Файнберг Физика плазмы 2000 г. т. 26 № 4 с. 362-370
2. D.Umstadter, E.Esarey, J. Kim. Physycal rewiew letters. № 8 1994 с.1224
3. Левченко В.Д. Информационные технологии и вычислительные системы. №1 2005 г. с.68

ЛАЗЕРНЫЙ МИКРОИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МИКРОТРУБОК И ВОЛОКОН

Лазарев Г.Л.

МГТУ им. Н.Э. Баумана

Оптические фазовые и интерференционные микроскопы уже давно успешно применяются для разнообразных исследований [1]. Последние два десятилетия появились интерференционные микроскопы, где фаза отраженной волны вычисляется из измерений интенсивности интерференционной картины при нескольких значениях фазового сдвига

опорной волны, что позволяет проводить количественную оценку. При этом точность определения фазы (разрешение по вертикальной координате) находится в очевидной зависимости от характеристик отклика фотоприемника (обычно ПЗС) и источника излучения. Другим слабым местом является то, что на коммерческом уровне как правило используются схемы Мира или Майкельсона, предполагающие малые апертуры микрообъективов и, как следствие, низкое пространственное разрешение всей системы в целом. Более выгодная в этом отношении схема Линника была использована, например, в работах [2] для изучения структуры оптического поля, а в работах [3,4] для измерения динамики биообъектов. В настоящей работе была использована модифицированная схема Линника, подробно описанная в [5].

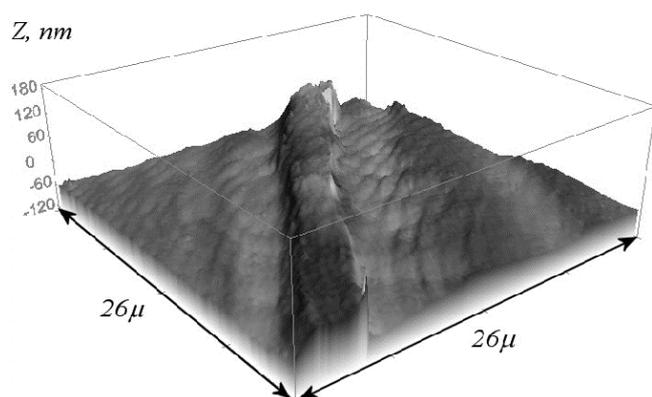


Рис.1

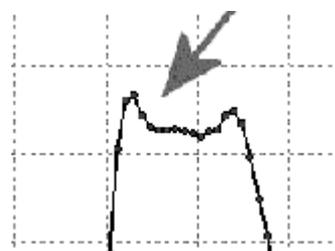


Рис.2

Объект измерений – полые трубки, диаметрами 0,4-4 мкм, используемые в качестве фильтров в разнообразных областях. Показатель преломления материала трубки $n=1,5$. На рис.1 показан фазовый портрет фрагмента микротрубки (представляет собой фазу отраженной волны, выраженную в нм). Виден небольшой продольный прогиб на профиле (см. увеличенный фрагмент на рис.2). Он позволяет определить такие характеристики объекта, как диаметр и толщину стенки, а при использовании двух независимых измерений (например, в воздухе и в масляной иммерсии) – уточнить показатель преломления материала трубки. С этой целью была построена модель, отображающая измерение объекта в различных приближениях. Согласно модели, микротрубка рис.1,2 имеет толщину стенки 0,2 мкм. Также было выяснено, что при диаметрах 1,5-2 мкм и более, геометрикооптическое приближение еще даёт приемлемые результаты, а при меньших диаметрах (0,4-0,8 мкм) необходимо использовать дифракционную модель.

glazar@yandex.ru

1. М.Франсон, Фазово-контрастный и интерференционный микроскопы, пер. с фр., М:1960
2. M.Totzeck, H.J.Tiziani, "Phase singularities in 2D diffraction fields and interference microscopy", Opt.Comm. 138, pp.365-382 (1997)
3. V.Tychinsky, A.Tavrov, D.Shepelsky et al. Three-dimensional living cell imaging with high spatial and time resolutions. Holography, Interferometry, and Optical Patt.Recogn. in Biomedicine II; Los Angeles, CA; USA; 23-24 Jan. 1992. pp. 96-100. 1992
4. Л.А.Ерохова, С.М.Новиков, Г.Л.Лазарев, др. Применение лазерной интерференционной микроскопии для исследования регулярных внутриклеточных и

внутриклеточных и мембранных процессов в нейронах. Бюлл. эксп. биол. и медицины, 140, № 8 (2005).

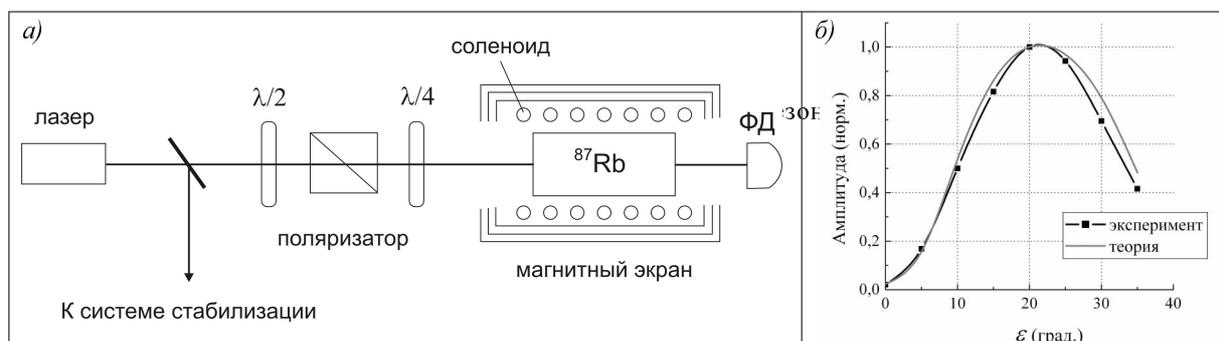
5. V.A. Andreev, K. V. Indukaev. The problem of subrayleigh resolution in interference microscopy, J. of Russian Laser Research, V. 24, November 3, 2003.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В БЕГУЩЕЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЕ

Бражников Д.В.

Новосибирский государственный технический университет

Нелинейные интерференционные эффекты, основанные на атомарной когерентности, в современной спектроскопии вызывают особый интерес. Эти эффекты также находят широкое применение в метрологии при создании атомных часов и магнитометров. В данной работе рассматривается электромагнитно-индуцированный резонанс поглощения (ЭИА) в магнито-оптической (Ханле) конфигурации. Исследуется поглощение бегущей эллиптически поляризованной световой волны в зависимости от величины постоянного магнитного поля, приложенного к кювете с газом (см. рис. 1а). Следует отметить, что нелинейный резонанс ЭИА-типа был открыт относительно недавно (1997, Акульшин и др.) в двухчастотной конфигурации световых полей и затем в Ханле конфигурации (Карталева и др.) и в настоящее время активно исследуется. Причины формирования данного типа резонанса были изложены в статье [1].



В данной работе приводится ряд результатов дальнейших исследований магнито-оптического резонанса, а именно анализ параметров ЭИА-резонанса в зависимости от эллиптичности световой волны ϵ . Для теоретических исследований используется стандартный квантово-механический подход, основанный на оптических уравнениях Блоха для атомарной матрицы плотности ρ . Из рис. 1б видно, что, во-первых, амплитуда резонанса может иметь максимум не при линейной поляризации ($\epsilon = 0$), а при некоторой эллиптической ($\epsilon \neq 0$). Во-вторых, амплитуда резонанса может быть в десятки раз больше при некоторой эллиптической поляризации, чем при линейной (на рис. 1б в 40 раз). Кроме того, отношение амплитуды к ширине также может иметь яркий максимум при некоторой эллиптической поляризации. Теоретические исследования были экспериментально подтверждены (С.А. Зибров, В.Л. Величанский и др., Физический инсти-

тут им. Лебедева РАН, Москва). В экспериментах световая волна возбуждала оптический переход $5^2S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F=3$ на D_2 -линии атомов ^{87}Rb ($\lambda = 780$ нм) [2].

Полученные результаты важны не только с теоретической, но и с прикладной точки зрения. Например, в магнитометрии при создании датчиков магнитного поля, ведь за счёт правильного подбора параметров поляризации возможно значительно улучшить характеристики прибора. Часть результатов опубликована в статье [2], а также представлена на международной конференции ICONO/LAT-2005 (г. Санкт-Петербург).

x-kvant@mail.ru

1. Brazhnikov D.V., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M. and Yudin V.I., J. Opt. Soc. Am. B **22**(1), 57-64 (2005).
2. Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И., С.А. Зибров, Я.О. Дудин, В.В. Васильев, и В.Л. Величанский, Письма в ЖЭТФ, **83**(2), 71-75 (2006).

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ Er^{3+}

Малов А.В.

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева

Кристаллы гранатов, активированные TR^{3+} ионами, имеющими неоднородно уширенные спектры поглощения и люминесценции, представляют интерес для создания лазеров, перестраиваемых по длине волны излучения генерации, а также получения коротких импульсов генерации.

К таким кристаллам относятся кристаллы разупорядоченного кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ) и кальций-литий-ниобий-галлиевого граната (КЛНГГ), активированные TR^{3+} ионами. Их характерной особенностью является более низкая ($1430\text{-}1470^{\circ}\text{C}$) температура плавления по сравнению с кристаллами ИАГ, ГСАГ, ГСГГ, что упрощает технологию их выращивания. Для кристаллов КНГГ получена лазерная генерация на переходах: $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ ($\lambda_{\text{ген}} = 1.06$ мкм) иона Nd^{3+} в условиях ламповой и полупроводниковой накачек; $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$ ($\lambda_{\text{ген}} = 2.02$ мкм) иона Tm^{3+} в условиях ламповой и лазерной накачек; $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ ($\lambda_{\text{ген}} = 2.7$ мкм) иона Er^{3+} в условиях ламповой накачки [1].

С целью дальнейшей перспективы использования кристаллов КНГГ: Er^{3+} в качестве активных сред лазеров ИК диапазона при диодной накачке, в настоящей работе приводятся результаты исследований оптических спектров кристаллов КНГГ: Er^{3+} . На основе анализа спектров поглощения, обусловленных переходами с основного состояния $^4I_{15/2}$ на возбужденные мультиплеты $^4F_{5/2}$, $^4F_{3/2}$, $^2H_{11/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4I_{9/2}$, исследованных при $T = 300$ К, рассчитаны силы осцилляторов переходов с основного $^4I_{15/2}$ на возбужденные состояния ионов Er^{3+} . Методом Джадда-Офельта определены параметры интенсивности Ω_2 , Ω_4 , Ω_6 ионов Er в кристаллах КНГГ, которые оказались равными $3.43 \cdot 10^{20}$ см², $1.20 \cdot 10^{20}$ см², $0.58 \cdot 10^{20}$ см² соответственно. С этими значениями параметров интенсивности Джадда-Офельта в кристаллах КНГГ: Er^{3+} рассчитаны значения вероятностей $A_{J'J}$ и коэффициенты ветвления ряда излучательных переходов с возбужденных состояний ионов Er^{3+} , которые представляют интерес с точки зрения лазерных свойств.

Используя полученные при расчете значения вероятностей и экспериментально измеренные значения времени жизни, сделаны оценки вероятностей соответствующих многофононных безызлучательных переходов.

E-mail: malovav@pisem.net

1. Yu.K Voronko, A.A. Sobol, A. Ya. Karasik et al. // Optical materials 20 (2002) 197-209.

РЕФРАКТОМЕТР НА ОСНОВЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА

Серегина Н.Н.

Кубанский государственный университет

В последние годы большое распространение получила идея создания датчиков на основе поверхностного плазмонного резонанса. Целесообразность использования поверхностного плазмонного резонанса в различных датчиках обусловлена тем фактом, что условия резонанса (величина резонансного угла) сильно зависят от параметров внешней среды. В данном случае определяющим является ее показатель преломления.

По существу, такие датчики являются высокочувствительными рефрактометрами. Известно, что показатель преломления является весьма важной характеристикой вещества как в физике, так и в химии, где рефрактометрия занимает свою нишу в области анализа веществ.

В основе устройства рефрактометра лежит призмная схема возбуждения поверхностных волн в геометрии Кречманна. Для проведения исследования была использована призма с показателем преломления $n = 1.5145$. На основании призмы методом электровакуумного напыления был нанесен слой серебра толщиной 50 нм. В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер с длиной волны 632.8 нм. При достижении резонансного возбуждения поверхностной волны измерялся угол падения излучения на границу раздела призма - металлическая пленка.

В качестве ключевой использовалась зависимость резонансного угла от показателя преломления внешней (покровной) среды, рассчитанная с помощью формулы (1) для френелевского отражения для трехслойной металлодиэлектрической стопы:

$$R = \left[\frac{r_{12} + r_{23} \exp(2ik_2d_2)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(2ik_2d_2)} \right]^2, \quad (1)$$

где R – коэффициент отражения; r_{ij} определяется по формуле (2):

$$r_{ij} = \frac{\varepsilon_j k_i - \varepsilon_i k_j}{\varepsilon_j k_i + \varepsilon_i k_j}, \quad (2)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость; k – волновой вектор, определяется по формуле (3)

$$k_i = \frac{\omega}{c} \left(\varepsilon_i - n_1^2 \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где n_1 – показатель преломления призмы; θ – угол падения; индексы 1, 2, 3 относятся соответственно к призме, металлической пленке и внешней среде.

Экспериментальные исследования рефрактометра на основе поверхностного плазмонного резонанса проводились с использованием водных растворов глюкозы, сахарозы и хлорида натрия в качестве покровных сред. Для каждого вещества были получены шесть образцов различной концентрации. Для всех образцов с помощью лабораторного рефрактометра УРЛ-1 был измерен показатель преломления. Результаты измерений и расчетов резонансного угла в зависимости от показателя преломления совпадают с точностью до 0.1 %.

Экспериментальные исследования подтвердили тот факт, что достаточно малому изменению показателя преломления соответствует значительное изменение величины резонансного угла, что говорит о высокой чувствительности эффекта поверхностного плазмонного резонанса. Так, например, отследив с помощью технических средств изменение резонансного угла величиной в одну секунду, можно вычислить изменение показателя преломления внешней среды величиной $3 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, датчик, на основе поверхностного плазмонного резонанса, можно считать еще одним устройством для рефрактометрического анализа, которое дает высокую точность измерений.

E-mail: seryogina_n@mail.ru

АВТОНОМНЫЙ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПЗС-МАТРИЦЫ

Галицин В. В.

С-Пб.ГУ, физический факультет

Значительный интерес для областей физики, связанных с регистрацией ультрафиолетового, инфракрасного излучения, а также ионизирующих частиц, представляет автоматизация измерения параметров слабоинтенсивных физических процессов.

Для решения этой задачи предлагается использовать программно-аппаратный комплекс, состоящий из ПЗС-матрицы (прибор с зарядовой связью) и управляющей платы, способной функционировать автономно. В качестве такой платы был выбран отладочный комплект Analog Devices BF533-STAMP [1, 2]. Выбор в пользу этого решения был сделан исходя из того, что плата работает под управлением ОС Linux [3], обладает встроенным сетевым интерфейсом, через который осуществляется передача данных, а также предоставляет большое количество аппаратных портов, посредством которых появляется возможность работать с ПЗС-матрицей. В качестве ПЗС была выбрана ПЗС-линейка 600S/P CCD, которая является одномерным аналогом матрицы. Для повышения эффективности регистрации было принято решение отказаться от стандартного режима непрерывного сканирования матрицы и использовать ее в режиме накопления сигнала через определенные интервалы времени.

galitsyn@oops.dorms.spbu.ru

1. Introduction to uClinux STAMP Board Documentation Coursework and Lab Materials // Analog Devices Inc.
2. <http://www.analog.com> (Официальный сайт Analog Devices Inc.)
3. <http://www.uclinux.org> (Официальный сайт проекта uClinux, Linux для микроконтроллеров)

ПОЛУЧЕНИЕ БИЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Домкин К.И.

Пензенский государственный университет

Биения в учебном курсе физики рассматриваются как общефизическое явление, свойственное колебаниям любой природы. В оптике данное явление практически не рассматривается. Целями данной работы можно считать: выработку требований к источникам излучений, при сложении которых можно получать биения; оценку возможностей реализации эксперимента по получению биений; практическую реализацию постановки эксперимента по осуществлению картины биений.

Решение всех этих трех вопросов оказалось возможным с использованием полупроводниковых лазеров. Первая задача требует, чтобы была обеспечена контролируемая разность частот между двумя источниками при ширине спектра излучения много меньше этой разности частот. Кроме того, желательна возможность изменения разности частот при сохранении высокой степени монохроматичности. Этим требованиям удовлетворяют полупроводниковые лазеры. Эксперимент показал, что длина волны (и соответственно, частота излучения) у полупроводниковых лазеров может изменяться при изменении режима питания при сохранении высокой степени монохроматичности. Изменение длины волны полупроводниковых лазеров при изменении питающего тока часто представляется как фактор их нестабильности по сравнению с газовыми лазерами. В рассмотренной литературе не сообщалось о характере таких изменений. Мы пытались делать это с помощью интерферометра Майкельсона с разностью плеч $10 \div 50$ см.

В результате исследований обычных лазерных указок было обнаружено увеличение длины волны с ростом тока (изменение $\Delta\lambda = 0,1$ нм в рабочем диапазоне токов). При этом длина когерентности излучения также изменялась от 2-3 см до 40-50 см, на отдельных участках ВАХ лазеров. Разность длин волн некоторых образцов лазеров при их сравнении достигала 2-3 нм в участке диапазона 635-640 нм.

Идея эксперимента состоит в сложении излучения двух полупроводниковых лазеров, изменение частот которых обеспечивается дифференциальным изменением режима питания.

Сложение осуществлялось двумя способами – с помощью полупрозрачного зеркала и с помощью прямоугольной призмы. Контроль суммарного излучения проводился интерферометром Фабри-Перо (ИФП) с базой $d \approx 1,2$ мм, соответствующей области свободной дисперсии $0,1 \div 0,15$ нм. Подбор образцов лазеров с близкими частотно-волновыми характеристиками осуществлялся по возрастанию шумов на приемном фотодиоде при совпадении колец интерференционной картины ИФП.

Полученные результаты позволяют достаточно простыми средствами получить модулированное лазерное излучение с регулируемой частотой модуляции и непрерывным изменением ее от нуля до 150-120 ГГц простым дифференциальным изменением режима питания двух полупроводниковых лазеров.

В работе дополнительно описаны методы регулируемого изменения глубины модуляции и обеспечения линейной и модулируемой на частоте биений циркулярно-линейной поляризации.

Автор выражает признательность профессору, к.п.н. Костюнину А.В. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: ego@sura.ru

1. Домкин К.И. Костюнин А.В. (2005) Модуляция оптического излучения частотами гигагерцового диапазона методом биений. // Труды 6-й международной конференции Актуальные проблемы современной науки
2. Калитеевский Н.И. (1978) Волновая оптика. М.
3. Гудмен Дж. (1988) Статистическая оптика. М.

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ $2H-WS_2$, ИНТЕРКАЛИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛАМИ ГАЛОГЕНОВ

Колев А.И.

Институт прикладной физики АН Молдовы

Дихалькогениды переходных металлов (TX_2) обладают слоистой кристаллической структурой, что обеспечивает возможность внедрения примесных атомов и молекул в межслойные пространства решетки. Интеркаляция примесей оказывает влияние на электронные свойства этих полупроводников, обладающих непрямой запрещенной зоной [1]. Недавно [2] сообщалось об обнаружении люминесценции связанных экситонов в синтетических кристаллах молибденита $2H-MoS_2$, в межслойных пространствах которых находились молекулы Cl_2 .

В этой работе представлены результаты исследования влияния интеркаляции молекулярных примесей (I_2 и Br_2) на излучательные процессы в слоистых соединениях $2H-WS_2:I_2$ (Br_2). Кристаллы TX_2 выращивались методом газотранспортных реакций с использованием йода или брома в роли газа-транспортёра. Исследования стационарной фотолюминесценции (ФЛ) этих кристаллов, а также их беспримесных аналогов, проводились в интервале энергий от 0,8–1,4эВ и диапазоне температур 2–100К.

Спектры стационарной ФЛ исследованных образцов, интеркалированных молекулами галогенов I_2 и Br_2 , состоят из двух четко выраженных областей.

Первая, коротковолновая область, состоит из узких интенсивных линий и их фонных повторений и присутствует только в спектрах ФЛ синтезированных образцов. Эти линии с энергией приблизительно на 0,1эВ меньше ширины непрямой запрещенной зоны ($E_g^{ind} = 1,45эВ$) обусловлены наличием в монокристаллах WS_2 связанных экситонов. Экситоны образуются благодаря двухатомным молекулам галогена, расположенным в зазоре Ван-дер-Ваальса (между X-T-X слоями). Формируемые молекулами галогена нейтральные центры, подобно изоэлектронным примесным центрам азота в GaP:N, обеспечивают высокоэффективную люминесценцию непрямозонного полупроводника.

Вторая область состоит из широкой электронно-колебательной полосы с максимумом при 0,98эВ и не зависит от присутствия галогена в образцах [2]. Существование этой области связано с каналом излучательной рекомбинации через глубокие уровни, образованные собственными дефектами решетки слоистых кристаллов. Интенсивность и ширина этой полосы остается практически постоянной вплоть до 100К. Показано, что данный излучательный канал, наряду с эффективным шунтирующим каналом безизлучательной рекомбинации, приводит к гашению экситонной люминесценции при $T > 60К$.

Предложена модель, описывающая экспериментальные температурные зависимости интенсивности экситонной ФЛ, а также ее постоянной времени спада. Показано, что излучательные свойства соединений $2H-WS_2$ определяются наличием молекул галогена, однозначно встраиваемых в решетку кристалла благодаря согласованию гео-

метрических размеров двухатомных молекул и соответствующих смежных тетраэдрических пустот межслойного пространства материала.

E-mail: andrei@phys.asm.md

1. R. H. Friend and A. D. Yoffe. (1987) Adv. Phys. 36, 2.
2. L. Kulyuk, L. Charron and E. Fortin. (2003) Phys. Rev. B 68, 075314.

THE PROBLEM OF FIELD CAUSALITY IN THE PROCESS OF SPONTANEOUS EMISSION OF TWO RADIATORS AT THE INITIAL STAGE OF EMISSION

Galeamov E.

Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova,

The processes of collective spontaneous decay of time-dependent quantum systems and the formation of two photons as a wave packets are of great interest to quantum optics. The first report on non-exponential spontaneous decay of quasi-stationary states can be found in the work of Khalfin [1], who demonstrated, that the corrections to the exponential law of spontaneous decay behave like $1/t$, with t the time, basing his reasoning on the fact that the energy distribution density is semi-finite. Simultaneously with the development of model atom-field interaction Hamiltonians more exact expressions for the corrections to the exponential spontaneous decay law appeared in the literature [2,3]. The papers of Wilkievicz and Eberly and Atkins and Wooloy [4,5] should also be mentioned, since the researchers point to the need to allow for the time lag within the atom when the corrections to the exponential law are taken into account.

The equation for the mean value of the population difference has been obtained. This equation implies that the emerging wave packets (photons) in the time interval $t \sim 1/\omega$ has a strong effect not only on the excited state of the radiators (atoms, nuclei) but also on the ground state [6]. The coefficient of the stimulating action of the emerging photon field is of the same order of magnitude as the spontaneous transition coefficient.

In this report a theory that describes the spontaneous decay of two hydrogen-like atoms on time scales that are small or large compared to the reciprocal photon emission frequency is proposed. On short time scales the spontaneous decay rate is found to tend in an oscillatory manner to the exponential law of spontaneous decay. The process of energy exchange in time and space between two radiators placed at the distance D is discussed. The behavior of non-locality of electromagnetic field in the process of spontaneous emission is observed. This effect gives us non-causality terms in the exchange integrals between these radiators. In order to take into account all specific properties of quantum non-locality of two radiators located on distance D , it is proposed the technique of elimination of electromagnetic field operators without dipole approximation of these radiators in interaction with the field. The system of equations, which describes the interaction of radiators with vacuum of electromagnetic field, is obtained. The interaction rate coefficients strongly depend on time taking into account causality and non-causality energy exchanges between the radiators. The behavior of this system of radiators at short times and the long times in comparison with D/c is carefully studied. The entanglement behavior of atomic states in process of spontaneous emission as function of time is found. The corrections to spontaneous emission times and cooperative

emission times are studied. The specific problem appears in the moment when retardation effects occur in the moment when time achieves value D/c . In this case retardation flux achieved the second atom in the classical and non-classical effects work together in the acceleration rate of collective spontaneous emission.

egaleamov@yahoo.com

1. L.A. Khalfin Dokl.Acad.Nauk SSSR 111, 345 (1956) [Sov. Phys. -- Dokl.1, 671(1956)]; 115, 2770 (1957) [2, 340 (1957)], Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33, 1351 (1957) [Sov. Phys. --JETP 6, 1053 (1958)].
2. P.W. Millonni and P.L. Knight. Phys. Lett. A 56, 275 (1976).
3. L.Davidovich and H.M. Nussenzweig, in: Foundation of Radiation Theory and Quantum Electrodynamics, ed. by A.O.Barut, Plenum, New York (1980).
4. K.Wilkievich and J.H. Eberly. Ann. Phys. 101, 574 (1976).
5. J. Seke and W.N. Herfort. Phys. Rev. A 38, 833 (1989); Ibid, 40, 1926 (1988).
6. N.A. Enaki, JETP 82, 607-615 (1996).

МЕТОД ДРОБНОГО ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ

**Бондарева Е.А., Галимуллин Д.З., Фролова Г.В., Сибгатуллин М.Э.,
Салахов М.Х.

Казанский Государственный Университет

В последние годы при исследовании спектров конформационно-неоднородных соединений, в частности полимеров, активное развитие получили различные алгоритмы на основе вейвлет-преобразования. Применение этих методов обусловлено тем, что исходные спектральные данные часто оказываются искаженными и требует предварительной обработки для извлечения информации о строении вещества. Эти алгоритмы обладают рядом преимуществ: устраняют искажения, не требуют регуляризации полученного решения и позволяют детектировать структуру сложного спектра. Дальнейшим развитием таких подходов является комбинирование свойств вейвлет-анализа и дробной производной.

В данной работе предложен алгоритм определения числа составляющих сложного контура на основе дробного вейвлет-преобразования (FWT). Он позволяет выявить спектральные параметры, количество компонент в сложном контуре, увеличить разрешение перекрытых линий, и может быть использован для изучения температурной динамики экспериментальных спектров. Метод дробного вейвлет-преобразования базируется на дробных Б-сплайнах, которые ранее успешно применялись для анализа изображений и сигналов.

В данной работе метод FWT используется для определения спектральных параметров. Эффективность методики продемонстрирована на модельных контурах, а также на спектрах поглощения полимеров. В работе представлены результаты обработки экспериментального ИК-спектра 1,2-бромфторэтана. Результаты применения метода FWT к данному спектру дают четкое разделение линий и предоставляют обширную информацию из

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

спектральных данных. В ходе обработки экспериментального спектра была рассчитана его структура, расстояние между линиями было меньше полуширины, что свидетельствует о том, что данный метод может быть успешно применён для анализа такого рода экспериментальных данных.

bondarevaea@mail.ru

1. Erdal Dinc, Dumitru Baleanu, A new fractional wavelet approach for the simultaneous determination of ampicillin sodium and sulbactam sodium in a binary mixture, Science direct (2005)
2. I.Daubechies, Ten lectures on wavelets, New York (1992).
3. М.Астафьева, Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения, Успехи физических наук, Т. 166, №11 (1998).
4. М.Х.Салахов, С.С.Харинцев, Математическая обработка и интерпретация спектроскопического эксперимента, Казань (2001).

АРРЕНИУСОВСКИЙ ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ ФОСФОРЕСЦЕНЦИИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ

Чекан М.Г.

Ставропольский государственный университет

Обнаружено увеличение интенсивности фосфоресценции донорно-акцепторной смеси ароматических углеводородов в н.-парафиновых растворах после низкотемпературного отжига.

Спектр фосфоресценции двухкомпонентного раствора сканировался после быстрого замораживания в жидком азоте. В качестве I_0 обозначена интенсивность полосы в спектре сенсibilизированной фосфоресценции нафталина (с $\lambda = 473$ нм). Следующим этапом было выдерживание образца в течение определенного времени в парах азота (для приведенного примера на рисунке - при температурах 161°К и 166°К), чем и определялось понятие низкотемпературного отжига. Эти температуры значительно ниже точки плавления растворителя (например для н.-октана - 216°К). Далее образец снова погружался в жидкий азот и измерялась интенсивность той же самой полосы (I). Как видно из данных, приведенных на рисунке, чем дольше производился отжиг, тем более интенсивной становилась сенсibilизированная фосфоресценция. Увеличение зависело так же и от температуры отжига.

Наблюдались перераспределения и в самом спектре двухкомпонентной смеси. Как ни странно, но интенсивность полос, ответственных за свечение донора (в данном случае бензофенона) тоже увеличивалась, но в меньшее число раз.

Такие же закономерности наблюдались и для других образцов в н.-парафинах.

Была предпринята попытка установить закон изменения интенсивности сенсibilизированной фосфоресценции в зависимости от времени отжига, а далее - от температуры. Оказалось, что кинетика носит экспоненциальный характер с различными скоростями процессов, а константы скоростей процессов - Аррениусовскую зависимость от температуры. Энергия активации - порядка 30 кДж/моль ($\pm 20\%$).

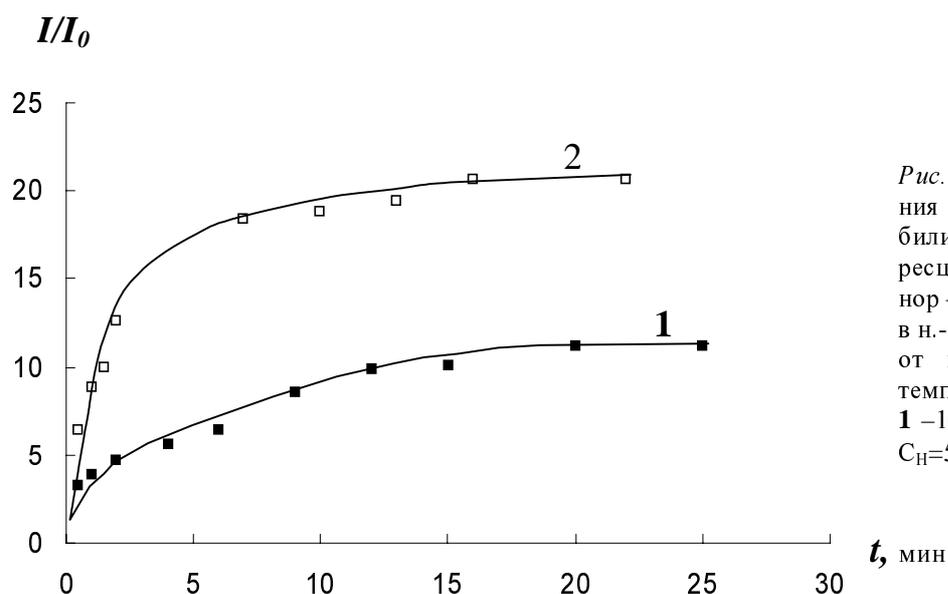


Рис. Зависимость изменения интенсивности сенсibilизированной фосфоресценции нафталина, донор – бензофенон, в н.-октане от времени отжига при температурах: **1** – 161 К, **2** – 166 К; ($C_B = C_H = 5 \cdot 10^{-3}$ М).

Уравнение Аррениуса является прежде всего предметом исследования неравновесной кинетики газовых систем и жидких растворов для расчета зависимостей констант скоростей химических реакций от температуры. Обсуждаются возможные причины такого поведения люминесцентных параметров в донорно-акцепторных твердых растворах.

o_kulikova@rambler.ru

О РАЗРЕШЕННЫХ ПО ВРЕМЕНИ ИНТЕГРАЛЬНО-ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДАХ В ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ

Аливердиев А.А.

Институт физики Дагестанского Научного Центра РАН

Целью настоящей работы является разработка методики использования интегрально-геометрических методов на пространственно-временной плоскости для исследования физических объектов плазмы и конденсированных сред, в том числе с использованием скорости распространения регистрируемого сигнала и с определением характерных скоростей исследуемых процессов. В результате решения поставленных задач были получены результаты, имеющие научную новизну и техническое значение. Построена наглядная систематизация интегрально-геометрических пространственно-временных методов в физическом эксперименте. Решена задача учета скорости регистрируемого сигнала для томографии быстроменяющихся объектов. Выведены основные формулы, приводящие реконструктивную задачу на пространственно-временной плоскости к задаче Радона [1]. Получено ее решение для ряда конкретных приложений с априорной информацией об исследуемом объекте [2]. Предложен и апробирован основанный на прямом преобразовании Радона метод прецизионной велосиметрии (в том числе к определению скорости ионизирующих волн градиента потенциала в наносекундном пробое). Развита новая методика спекл-велосиметрии [3]. Предложены и оп-

робованы методы автоматизации электронной спекл-интерферометрической (ESPI) установки и использования преобразования Радона для прецизионного анализа экспериментальных разрешенных по времени стрик-камерных интерферограмм, отражающих эволюцию плазмы, полученной с помощью мощного лазерного импульса [4].

Результаты исследований обсуждались на более 40 конференциях и опубликованы в более 70 научных публикациях, в том числе в ведущих отечественных и зарубежных изданиях. За циклы единоличных публикаций автор был удостоен медали РАН для молодых ученых (2001) и премии Европейской Академии (2002). В настоящем докладе приводятся как обобщение ранних работ, так и результаты последних исследований.

Работа подготовлена при частичной поддержке ряда отечественных и международных программ, в том числе Министерства Образования и Науки Российской Федерации (PD 02-1.2-47 и 34054), INTAS (96-0457), ENEA, "Antartica", CNR-NATO, Cariplo Foundation - Landau Network - Centro Volta, SPIE и ESF (COST, P14).

Автор выражает глубокую признательность проф. К. Морикони, проф. Д. Батани, руководству и профессорам ИФ ДНЦ РАН и Даггосуниверситета, а также всем сотрудникам лаб. ФНТиС ИФ ДНЦ РАН, группы ICF М.-В.У., подразделений FUS-ROB и FIS-LAS ENEA за плодотворную совместную работу.

E-mail: aliverdi@mail.ru

1. Аливердиев А.А. (1997) Использование спектра скоростей для пространственно-временного исследования высокоскоростных процессов // ЖТФ, **67**, №. 9, с.132-134.
 2. Aliverdiev A. (2002) Applications of the time-resolved integral-geometric methods for the composite materials diagnostic // Scientific Israel-Technological Advantages, № 4, p.108-111.
 3. Aliverdiev A., Caponero M., Moriconi C. (2003) Speckle-velocimeter for robotized vehicles // Proc. of SPIE, **5147**, p. 140-147.
 4. Aliverdiev A., Batani D., Malka V., et al. (2005) Time-Resolved Analysis of High-Power-Laser Produced Plasma Expansion in Vacuum irradiation // in the Book of Proc. of Int. Simp. on RGD (Bari, Italy, 2004) / Edited by M. Capitelli. Melville, New York, p.419-424.
-

ПРИМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В МЕДИЦИНЕ

**Председатель подсекции
проф. д.ф.-м.н. Петрова Галина Петровна**

УДК 577.32

ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ ПРИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЯХ

**Бойко А.В., Федорова К.В., Хлапов В.П.*

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

Для ранней диагностики онкологических заболеваний, наряду со сложной дорогостоящей аппаратурой типа ЯМР-томографа, необходимо создание достаточно простых, недорогих, но эффективных диагностических приборов. Успешная разработка новых физических методов диагностики распространенных заболеваний и, прежде всего, онкологических зависит от понимания молекулярных механизмов лежащих в основе данного заболевания.

Развитие патологических процессов в организме сопровождается изменениями ряда молекулярных параметров белков, входящих в состав сыворотки крови. В сыворотку крови входят белки с различной массой и в различных концентрационных соотношениях. К основным белкам сыворотки крови относятся, прежде всего, альбумин, глобулины, главным образом гамма-глобулин.

Наиболее прямым и эффективным методом исследования межмолекулярного взаимодействия, подвижности и поляризационных свойств растворов макромолекул является метод рассеяния света.

В данной работе с помощью методов рассеяния лазерного излучения исследованы образцы сыворотки крови в норме и при онкологических заболеваниях. Образцы для исследования были предоставлены НИИ Экспериментальной диагностики и терапии опухолей ГУ РОНЦ им. Н.Н.Блохина.

Метод светорассеяния дает возможность определять эффективные массы рассеивающих макромолекул, параметры межмолекулярного взаимодействия, коэффициенты трансляционной диффузии, и гидродинамические радиусы рассеивающих частиц. Обнаружено, что все перечисленные выше параметры существенно изменяются в случае онкологических заболеваний по сравнению с контрольными образцами (сыворотка крови здоровых людей). На основании проведенных экспериментов разработаны методы контроля эффективности лечения онкологических больных.

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

УДК 538.958; 577.3

ПРИМЕНЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА В ИССЛЕДОВАНИЯХ АГРЕГАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СОЛИ ТЯЖЕЛОГО МЕТАЛЛА

Полянский Д.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В данной работе представлены результаты исследований агрегации молекул сывороточного альбумина человека под воздействием хлорида цезия (CsCl) в зависимости от pH раствора с помощью метода, основанного на анализе спектров флуоресцентного зонда эозина ($\lambda_{\text{возб}} = 520$ нм), связанного с молекулами белка. В ходе исследований зарегистрировано, что длина волны максимума спектра флуоресценции $\lambda_{\text{фл}}$ свободного, не связанного с белком эозина равна 544 нм. После связывания эозина с белком длина волны максимума спектра флуоресценции эозина смещается в более красноволновую область ($\lambda_{\text{фл}} = 560$ нм). Длина волны $\lambda_{\text{фл}}$ эозина, связавшегося с белковыми агрегатами, образовавшимися под действием CsCl, остается такой же, как и $\lambda_{\text{фл}}$ эозина, связавшегося с молекулами альбумина до их агрегации. При связывании красителя с белком наблюдается уменьшение величины интенсивности (тушение) в максимуме флуоресценции зонда.

При рассмотрении зависимости интенсивности в максимуме спектра флуоресценции эозина ($J_{\text{max}}^{\text{фл}}$) от pH раствора для одинаковых концентраций CsCl, показано, что наибольшее тушение флуоресценции эозина имеет место при pH 5,0 раствора. По мере удаления pH от этого значения $J_{\text{max}}^{\text{фл}}$ эозина, связавшегося с белком, возрастает. Это объясняется тем, что наиболее сильная белковая агрегация под воздействием CsCl идет при pH раствора, лежащем вблизи изоэлектрической точки альбумина (pI). Т.е. чем больше значение pH удалено от pI, тем меньше размер образующихся белковых агрегатов, следовательно, тем меньше эозина свяжется с белком и тем меньше будет тушение флуоресценции эозина.

Зависимости $J_{\text{max}}^{\text{фл}}$ эозина, связавшегося с альбумином, от концентрации CsCl для каждого значения pH описываются практически линейными функциями. В данной модельной системе «альбумин – CsCl - эозин» происходит сразу два конкурирующих процесса, оказывающих противоположное влияние на $J_{\text{max}}^{\text{фл}}$. Первый процесс – это собственно белковая агрегация в присутствии CsCl. Суммарная площадь поверхности белковых агрегатов меньше суммарной поверхности одиночных молекул альбумина, следовательно, «посадочных» мест на белке для эозина после агрегации становится меньше, что приводит к увеличению $J_{\text{max}}^{\text{фл}}$ эозина с ростом концентрации CsCl. Вторым процессом – это влияние CsCl на связывание молекул эозина с белком, результатом этого влияния является тушение флуоресценции красителя с ростом концентрации CsCl. Функциональное поведение (возрастание/убывание) зависимостей $J_{\text{max}}^{\text{фл}}$ эозина от концентрации CsCl для каждого значения pH зависит от преобладания одного из этих двух конкурирующих процессов над другим. При pH раствора, больших pI альбумина, зависимости $J_{\text{max}}^{\text{фл}}$ эозина от концентрации CsCl описываются убывающими линейными функциями. При pH раствора, меньших pI, зависимости $J_{\text{max}}^{\text{фл}}$ эозина от концентрации CsCl описываются возрастающими линейными функциями. На основании анализа спектров флуоресценции эозина, связанного с молекулами сывороточного альбумина человека показано, что наибольшая агрегация (при которой размер образующихся агрегатов наибольший) сывороточного альбумина в присутствии CsCl имеет место при pH, лежащих вблизи pI белка

.Авторы выражают глубокую признательность своему научному руководителю - профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помощь в выполнении работы.

УДК 538.958; 577.3

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ДЕНАТУРАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ДОДЕЦИЛСУЛЬФАТА НАТРИЯ МЕТОДАМИ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА

Землянский А.Ю., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В данной работе для исследования структуры сывороточного альбумина человека и динамики его конформационных перестроек при денатурации под воздействием ДСН в зависимости от рН раствора используются спектрально-люминесцентные характеристики люминесцентного зонда эозина, связанного с молекулами белка.

Получены зависимости величины интенсивности в максимуме спектра флуоресценции ($\lambda_{возб} = 520$ нм) эозина (для растворов без белка $\lambda_{фл} = 544$ нм; для растворов с белком $\lambda_{фл} = 560$ нм) до и после его связывания с молекулами альбумина (в отсутствие ДСН) от значения рН раствора. При связывании эозина с белком наблюдается уменьшение интенсивности в максимуме спектра флуоресценции зонда.

Установленные зависимости интенсивности в максимуме спектра флуоресценции эозина, связавшегося с альбумином при различных значениях рН, от концентрации ДСН можно объяснить двустадийным механизмом денатурации сывороточного альбумина человека в присутствии ДСН.

При значениях рН, меньших изоэлектрической точки рI альбумина, видно, что денатурация альбумина в присутствии ДСН при этих значениях рН представляет собой двустадийный процесс. При концентрациях ДСН, меньших 2 мМ, судя по возрастанию интенсивности в максимуме спектра флуоресценции эозина, происходит первая стадия: белковые глобулы разрыхляются, но полного разворачивания еще не произошло. ДСН препятствует связыванию эозина с альбумином, поэтому с ростом концентрации ДСН интенсивность в максимуме флуоресценции эозина растет. При концентрациях ДСН от 2 мМ до 5 мМ происходит уменьшение интенсивности в максимуме спектра флуоресценции эозина, что говорит о том, что белковые молекулы из состояния разрыхленности переходят во вторую стадию денатурации - стадию полного разворачивания (происходит увеличение посадочных мест на белке для эозина). При концентрациях ДСН, больших 5 мМ, интенсивность в максимуме спектра флуоресценции эозина меняется слабо, что указывает на полную денатурацию альбумина. Дальнейшее увеличение концентрации ДСН ничего не меняет в данной системе.

При значениях рН, больших рI альбумина, двустадийный процесс денатурации альбумина в присутствии ДСН проходит только одну первую стадию. При концентрациях ДСН, меньших 2 мМ, судя по возрастанию интенсивности в максимуме флуоресценции эозина, наблюдается денатурационное разрыхление белковых глобул (первая стадия). Добавление больших количеств ДСН при этих значениях рН не приводит к дальнейшей второй стадии денатурации, это видно из того, что интенсивность в максимуме флуоресценции эозина при концентрациях ДСН от 2 мМ до 7 мМ слабо меняется.

По полученным результатам предположено, что денатурация альбумина в присутствии ДСН носит двустадийный характер: первая стадия – разрыхление белковых глобул, вторая стадия – полное разворачивание молекул белка. Установлено, что денатурация альбумина под воздействием ДСН происходит лучше при рН раствора, меньших рI белка.

Авторы выражают глубокую признательность своему научному руководителю - профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помощь в выполнении работы.

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ТРИПЛЕТНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЗОНДОВ В ИЗУЧЕНИИ СТРУКТУРНОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА

Мельников А.Г.

Саратовский государственный университет

В работе проведены исследования триплет-триплетного переноса энергии электронного возбуждения между полярными и неполярными люминесцентными зондами, связанными с глобулой белка. Вероятность триплет-триплетного переноса экспоненциально убывает с ростом расстояния между донором и акцептором, следовательно, заметная скорость переноса энергии наблюдается на небольших расстояниях, поэтому этот процесс чувствителен к незначительным структурным изменениям в белковых глобулах.

В качестве полярного гидрофильного зонда в фосфатном буфере рН 7,4 сывороточного альбумина человека был выбран эозин – краситель ксантенового ряда, который являлся донором энергии электронного возбуждения, акцептором служил неполярный гидрофобный антрацен относящийся к полициклическим ароматическим углеводородам (ПАУ). Выбор ПАУ определяется тем, что некоторые из этих соединений проявляют канцерогенные и мутагенные свойства, поэтому исследования взаимодействия ПАУ с транспортными белками являются актуальными для медицины. Для проведения исследований были выбраны наиболее безопасные пирен и антрацен. По смещению максимумов в спектрах поглощения и флуоресценции, а также по увеличению интенсивности и времени жизни фосфоресценции эозина при переходе от водных растворов к растворам сывороточного альбумина человека [1] и к плазме крови человека установлено, что эозин эффективно связывается с альбуминами. Анализ изменений вибронной структуры спектров флуоресценции пирена в полярных и неполярных растворителях, а также воде и растворах сывороточного альбумина человека показал, что молекулы пирена в буфере рН 7,4 локализованы в гидрофобных областях глобулы альбумина.

Обнаружена чувствительность спектрально-кинетических характеристик люминесцентных зондов к изменению структуры альбуминов под действием поверхностно-активного вещества додецилсульфата натрия (ДДС). Полученные концентрационные зависимости выявили сложный характер изменения интенсивности фосфоресценции эозина, связанного с подавлением гидрофобных взаимодействий в альбуминах и денатурацией их под действием ДДС. Установлено, что индекс полярности пирена, характеризующий полярность микроокружения молекул люминесцентного зонда и определяемый по отношению интенсивностей первого к третьему максимуму в вибронной структуре спектров флуоресценции мономеров пирена, отслеживает процессы денатурации альбуминов под действием ДДС. При достижении критической концентрации

мицеллообразования наблюдалось резкое возрастание интенсивности флуоресценции и индекса полярности пирена, что свидетельствовало о миграции пирена в пограничные зоны раздела фаз в системе глобула белка - анионы ДДС вследствие структурной перестройки. Показано, что эффективность триплет-триплетного переноса энергии между эозином и антраценом уменьшается при денатурации альбумина под действием ДДС.

E-mail: melnik@mail.saratov.ru

1. Салецкий А.М., Мельников А.Г., Правдин А.Б., Кочубей В.И. Кинетика флуоресценции люминесцентных зондов при комнатной температуре в изучении структурных изменений в белках под действием додецилсульфата натрия. // ЖПС, 2005, Т.72, № 5, с. 660-663.

МОДЕЛЬ РАСТВОРЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ЛЕКАРСТВЕННОГО ВЕЩЕСТВА В СТЕКЛОВИДНОМ ТЕЛЕ ГЛАЗА

Ахманова М.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В медицине используется метод лечения, при котором лекарство вводится в место поражения в виде суспензии твердых частиц. Постепенно растворяясь в межклеточной среде, лекарство действует на окружающую частицы ткань. Примером такого лечения является введение в стекловидное тело кристаллов триамцинолона (глюкокортикостероида) для лечения отека сетчатки. Лечащее воздействие на сетчатку (уменьшение отека) определяется концентрацией лекарства в каждой точке [1].

В данной работе построена математическая модель растворения суспензии кристаллов в стекловидном теле с целью описания фармакокинетики триамцинолона.

Растворение кристаллов происходит за счет диффузии и конвекции в глазу. В стекловидное тело постоянно осуществляется приток жидкости вблизи силлиарного тела и отток жидкости в основном через шлеммов канал и зрительный нерв [2,3].

В задаче описания фармакокинетики триамцинолона мы сталкиваемся с трудностью, связанной с неоднородностью по трем параметрам: скорость потока жидкости, размер и форма частиц. Скорость потока и размеры частиц не могут быть определены точно в каждый момент времени: поток зависит от случайных флуктуаций давления, размер частицы зависит от ее первоначальной формы.

Растворение одной твердой частицы рассмотрено в приближении пограничного слоя. Принимается, что на поверхности твердой частицы скорость течения жидкости равна нулю, а вблизи границы раздела фаз существует пограничный слой, в котором роль диффузии в переносе молекул преобладает над конвекцией. Вне пограничного слоя конвекция преобладает над диффузией. Скорость конвекционного потока вне пограничного слоя, тангенциальная к любой точке поверхности частицы, равна скорости потока в отсутствии частицы. Модель применима к частицам размерами до 1 мм. Толщина пограничного слоя, рассчитанная исходя из модели, использована в качестве критерия значимости роли конвекционных потоков по сравнению с диффузией в процессе растворения кристаллов.

Результаты одно-частичной модели применены в математическом описании растворения суспензии кристаллов в стекловидном теле. Численное решение модели получено с помощью программы MatLAB 6.5 (см. рис.1). Определена концентрация лекарства вблизи ретины в зависимости от времени, распределения частиц по размерам и

введенной дозы. При дозе триамцинолона в 20 мг, используемой в клинике, время поддержания действующей концентрации 9 месяцев, что соответствует клиническим испытаниям.

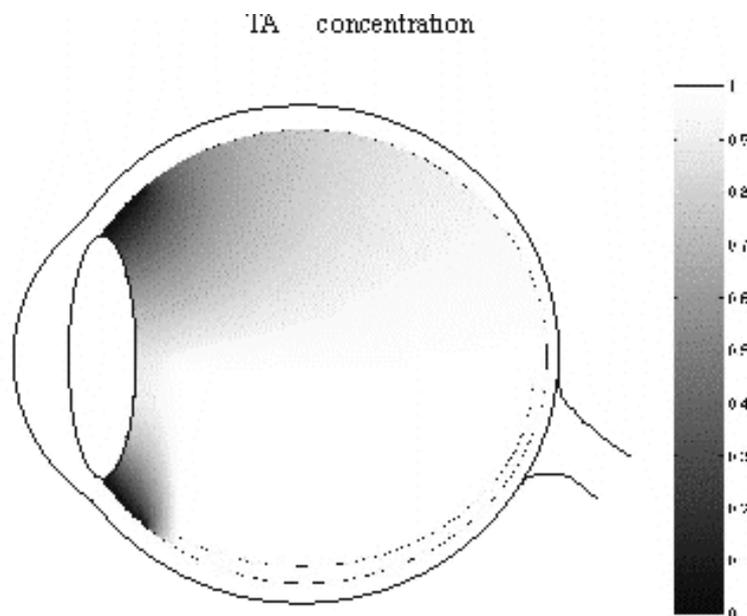


Рис.1. Распределение концентрации триамцинолона в стекловидном теле через 1 месяц после введения суспензии.

1. Евграфов В.Ю., Батманов Ю.Е.// Катаракта, 2005
2. J Park J., Bungay P. // J. Control. Release 105 (2005) 279–295
3. Audren F., Tod M., Massin P. // IOVS, 2004, Vol. 45, No. 10 3435-3441

СИСТЕМА КОНТРОЛЯ СОСТАВА И КОНЦЕНТРАЦИИ ИММУНОГЛОБУЛИНОВ В ОРГАНИЗМЕ

**Калашникова А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Элиминация в печени иммунных комплексов

Печень является универсальной защитной системой, задерживая и элиминируя многие органические вещества. Внутривенно вводимые меченые иммунные комплексы, образованные антигенами и антителами к ним, задерживаются в печени. Чем большего размера достигают комплексы, тем быстрее проходит их клиренс из кровотока. При этом мелкие комплексы могут циркулировать продолжительное время. Известно, что малые иммунные комплексы могут сорбироваться в разных органах и тканях, вызывая возникновение заболеваний иммунных комплексов (системная красная волчанка, узелковый полиартериит, ревматоидный артрит, тиреоидиты).

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

Эксперименты показали, что введенные внутривенно меченные иммуноглобулины G, кроме антител к коллагену, задерживаются в печени. Введенные иммуноглобулины поступали в организм извне, а не были синтезированы организмом. Таким образом, они не проходили контроля на толерантность при производстве, и могут иметь сродство к некоторым белкам организма – потенциальным антигенам, - и вступать с ними в не специфические реакции, образуя иммунные комплексы. Иммуноглобулины, реагирующие с собственными белками организма, способны вызвать аутоиммунную реакцию.

Неспецифические взаимодействия иммуноглобулинов в кровотоке

Накопленный опыт экспериментальной работы иммунологов показывает, что в организме человека и животных присутствуют «липкие» неспецифические иммуноглобулины, которые могут реагировать с низкой аффинностью с некоторыми белками организма. Это могут быть кросс реакции или случайное связывание, настолько слабое, что оно не было выявлено при проверке на толерантность лимфоцитов.

Именно от таких неспецифических взаимодействий избавляются при проведении иммунологических анализов, добавляя альбумин или сыворотку человека, чтобы связать все антитела, способные не специфически связаться и исказить результат анализа.

Поддержание точной настройки иммунной системы

В теле человека циркулирует полтора-два литра лимфы, содержащей около 10 мг/мл иммуноглобулинов. Концентрация иммуноглобулинов в крови человека поддерживается равной примерно 11 мг/мл. Регулировка концентрации и специфичности иммуноглобулинов осуществляется с хорошей точностью и достаточно быстро.

Мы полагаем, что элиминация введенных чужеродных иммуноглобулинов, регулировка собственных иммуноглобулинов и поддержание под контролем фракций «липких» иммуноглобулинов, проходят по сходному механизму.

Аутоиммунные заболевания как сбой в системе

При определенных заболеваниях защитная система контроля неспецифических взаимодействий может нарушаться, и печень перестает задерживать иммуноглобулины, реагирующие с некоторыми белками организма. При этом прочность связи может быть небольшая, так как иммуноглобулины не являются специфичными, но, за счет того, что таких низкоаффинных иммуноглобулинов может быть много, велика вероятность запуска аутоиммунного процесса.

Если «липкие» иммуноглобулины свяжутся с рецепторами, разовьется заболевание, связанное с постоянным раздражением рецепторов (ДКМП, бронхиальная астма, преэклампсия). Если «липкие» иммуноглобулины попадут на базальную мембрану, там могут начаться реакции и начнется атака иммунной системы (гломерулонефрит). Могут образовываться короткоживущие (транзиторные) иммунные комплексы. Они будут слабо связаны, будут часто менять партнеров, но все равно могут накапливаться и откладываться, если их число будет велико приводя к заболеваниям иммунных комплексов.

Корректировка состава иммуноглобулинов

Экспериментальные данные о корректировке состава иммуноглобулинов мы берем из отчетов о терапевтических процедурах внутривенного введения иммуноглобулинов и их выведения методом экстракорпоральной плазмасорбции у больных аутоиммунными заболеваниями.

Данные о лучшем эффекте иммуносорбции больных дилатационной кардиомиопатией всех иммуноглобулинов не зависимо от их специфичности, чем антител к внеклеточной высоко иммуногенной петле β_1 -адренорецептора, говорят в пользу предположения о роли неспецифических иммуноглобулинов. При выведении всех иммуноглобулинов мы избавляемся от «липких» иммуноглобулинов, что и приводит к улучшению состояния больных.

Другая терапия аутоиммунных заболеваний – внутривенное введение иммуноглобулинов. При внутривенном введении иммуноглобулинов концентрация иммуногло-

булинов также быстро возвращается в норму. При этом образуются иммунные комплексы и ускоряется клиренс в печени иммуноглобулинов, связывающихся с собственными белками организма.

В патогенез ДКМП вовлечен механизм обратной связи иммунной системы. Благодаря иммуносорбции и замещению иммуноглобулинов происходит обрыв обратных связей иммунной системы. Возможно, это связано с механизмом поддержания состава фракций иммуноглобулинов.

Выводы

В организме функционирует защитная система контроля состава и концентрации циркулирующих иммуноглобулинов, основанная на неспецифических взаимодействиях.

Образуются транзиторные иммунные комплексы, которые подвергаются клиренсу в печени.

«Липкие» иммуноглобулины могут активировать обратную связь без образования специфических аутоантител.

Регуляция - образование ИК - происходит в жидкой фазе и метастабильно.

1. [Arkwright PD, Abinun M, Cant AJ](#). Autoimmunity in human primary immunodeficiency diseases. *Blood*. 2002 Apr 15;99(8):2694-702. Review.
2. [Staudt A, Schaper F, Stangl V, Plagemann A, Bohm M, Merkel K, Wallukat G, Wernecke KD, Stangl K, Baumann G, Felix SB](#). Immunohistological changes in dilated cardiomyopathy induced by immunoabsorption therapy and subsequent immunoglobulin substitution. *Circulation*. 2001 Jun 5;103(22):2681-6.
3. [Gonzalez ML, Waxman FJ](#). Glomerular deposition of immune complexes made with IgG2a monoclonal antibodies. *J Immunol*. 2000 Jan 15;164(2):1071-7.
4. [Muller J, Wallukat G, Dandel M, Bieda H, Brandes K, Spiegelsberger S, Nissen E, Kunze R, Hetzer R](#). Immunoglobulin adsorption in patients with idiopathic dilated cardiomyopathy. *Circulation*. 2000 Feb 1;101(4):385-91.
5. [Yu Z, Lennon VA](#). Mechanism of intravenous immune globulin therapy in antibody-mediated autoimmune diseases. *N Engl J Med*. 1999 Jan 21;340(3):227-8.
6. [Dorffel WV, Felix SB, Wallukat G, Brehme S, Bestvater K, Hofmann T, Kleber FX, Baumann G, Reinke P](#). Short-term hemodynamic effects of immunoabsorption in dilated cardiomyopathy. *Circulation*. 1997 Apr 15;95(8):1994-7.
7. Ootschoorn I, Rowley MJ, Cook AD, Mackay IR. Subclasses of immunoglobulins and autoantibodies in autoimmune diseases. *Clin Immunol Immunopathol*. 1993;66(1):59-66.
8. [Emlen W, Burdick G](#). Clearance and organ localization of small DNA anti-DNA immune complexes in mice. *J Immunol*. 1988 Mar 15;140(6):1816-22.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПОВОРОТНОГО ДИПОЛЬНОГО МАГНИТА Н-ТИПА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ДЛЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Соколов Е.Н.¹, Ларионов В.П.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, ² ФГУП «Московский радиотехнический институт РАН»

В настоящее время в Москве создается центр протонной лучевой терапии при больнице им. Боткина. В качестве ускорителей протонов решено использовать протонный синхротрон на энергии до 250 МэВ, выполненный по схеме “race-track” с четырьмя

поворотами пучка на 90° . Каждый такой поворотный элемент состоит из двух дипольных магнитов Н-типа, осуществляющих поворот пучка на 45° , между которыми размещается квадрупольная линза.

В работе [1] была рассмотрена конструкция поворотного дипольного магнита Н-типа протонного синхротрона, необходимая для обеспечения магнитного поля 15 кГс, что соответствует энергии ускоряемых протонов протонов 250 МэВ при радиусе кривизны орбиты $R=1.62$ м, в центре вакуумной камеры. Дальнейшая работа была направлена на обеспечение необходимой однородности магнитного поля не хуже 0.001 во всей области пространства, занимаемой вакуумной камерой в зазоре магнита, чтобы избежать потерь частиц. Размеры «рабочей области» должны быть таковы, чтобы вмещать поперечные размеры пучка на энергиях 5 МэВ (уровень инжекции) и 250 МэВ (максимальная необходимая энергия протонов). Исходя из этого, выбранные поперечные размеры вакуумной камеры на участке, проходящем внутри магнита, составляют 26 мм в вертикальном направлении и 50 мм в горизонтальном.

Необходимую однородность магнитного поля предполагалось получить методом скоса края полюса магнита. Однако, анализ результатов моделирования на базе пакета POISSON показал, что при данном отношении ширины полюса магнита к поперечному размеру вакуумной камеры в горизонтальном направлении 1.4 этот метод дает неудовлетворительный результат из-за насыщения материала магнитопровода. Решено было увеличить размеры полюса магнита до 160 мм и поперечный размер магнитопровода до 85мм. В результате методом скоса края полюса магнита была получена требуемая однородность магнитного поля в «рабочей области» магнита.

1. В.П. Ларионов, Е.Н. Соколов, А.Н. Черных, Оптимизация элементов девяностоградусного поворота протонного синхротрона для протонной лучевой терапии, 2-й Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии «Медицинская физика-2005» 21-24 июня 2005г Сборник Материалов, Москва 2005, с. 356.

УДК 535.4

ДИФРАКЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА РЕОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭРИТРОЦИТОВ В НОРМЕ И ПАТОЛОГИИ

Луговцов А.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время в биомедицинских исследованиях применяются различные методы изучения свойств как отдельных эритроцитов и их суспензий, так и цельной крови, включая методы дифрактометрии и светорассеяния. Однако остается еще ряд неисследованных проблем по физическим и оптическим свойствам крови. В данной работе изложены оптические методы определения двух характеристик эритроцитов:

- параметра деформируемости эритроцитов (ПДЭ). Этот параметр характеризует способность эритроцитов к деформируемости в сдвиговом потоке, эластичность их мембраны и внутреннюю вязкость;
- распределения эритроцитов по размерам в конкретной пробе крови.

В работе также исследовано изменение ПДЭ человека при заболеваниях вызванных патологиями органов кровообращения (ИБС, ОНМК).

Метод измерения ПДЭ основан на регистрации дифракционных изображений, получаемых при освещении лазерным пучком сильно разбавленной суспензии эритроцитов движущихся в сдвиговом потоке в ячейке Куэтта, с последующей компьютерной обработкой этих изображений и расчетом ПДЭ как функции сдвиговой скорости [1]. В ходе проведения эксперимента скорость сдвига в реологическом зазоре толщиной 1 мм ступенчато изменяется в диапазоне от 13.8 до 1550 с⁻¹. Статистический разброс результатов измерения ПД на нормальных эритроцитах составляет 5 – 7 %, что сравнимо с физиологическим разбросом по деформационным свойствам нормальных клеток.

Измерения ПДЭ ишемических больных и здоровых людей были проведены совместно с отделением реанимации ЦКБ МПС РФ. Измерения проводились сразу после забора крови. Всего было исследовано 16 добровольцев, из которых 8 составляли опытную группу (пациенты с ишемическими заболеваниями), а другие 8 человек составляли контрольную группу (практически здоровые люди). По результатам эксперимента получено, что ПДЭ у ишемических больных понижен на 12 – 14 % по сравнению с контрольной группой. Это может привести к возрастанию вероятности возникновения закупорок капилляров и кровоизлияний за счет понижения способности эритроцитов к деформации при прохождении через капилляры малого диаметра.

Другим важным показателем является распределение эритроцитов по размерам. Для определения параметров распределения эритроцитов по размерам экспериментальная установка была изменена. С помощью цифровой фотокамеры SONY DSC F-707 удалось получить картины дифракции (профили интенсивности дифракционной картины) от суспензии эритроцитов, на которых можно наблюдать первый максимум и минимум дифракции. Исследования проводились на 3 пробах крови взятых у крыс и людей. Измерялись радиусы колец, соответствующих первым максимуму и минимуму дифракционной картины, и интенсивности первых максимумов и минимумов. Затем численно решалась система уравнений, состоящая из соотношений для интенсивностей первого максимума и минимума с углом дифракции, длиной волны падающего излучения [3]. Из этих решений мы и получали параметры распределения эритроцитов человеческой крови по размерам: средний диаметр эритроцитов и среднеквадратичный разброс размеров эритроцитов. Считалось, что функция распределения эритроцитов по размерам имеет гауссовскую форму. Результаты представлены в таблицах 1 и 2. Погрешность таких измерений составляет 7-10%.

Таблица 1. Полученные параметры распределения эритроцитов человеческой крови по размерам.

Параметр	Проба 1	Проба 2	Проба 3
Средний диаметр эритроцитов d_0	$7.6 \cdot 10^{-6}$ м	$6.9 \cdot 10^{-6}$ м	$8.6 \cdot 10^{-6}$ м
Среднеквадратичный разброс размеров эритроцитов σ	$0.59 \cdot 10^{-6}$ м	$0.48 \cdot 10^{-6}$ м	$0.51 \cdot 10^{-6}$ м

Таблица 2. Полученные параметры распределения эритроцитов крысиной крови по размерам.

Параметр	Проба 1	Проба 2	Проба 3
Средний диаметр эритроцитов d_0	$4.47 \cdot 10^{-6}$ м	$5.42 \cdot 10^{-6}$ м	$5.18 \cdot 10^{-6}$ м
Среднеквадратичный разброс размеров эритроцитов σ	$0.32 \cdot 10^{-6}$ м	$0.43 \cdot 10^{-6}$ м	$0.38 \cdot 10^{-6}$ м

Преимущество представленных оптических методов исследования ПДЭ и распределения эритроцитов по размерам заключается в быстродействии. Эти методы дают

также возможность изучить влияние различных внешних факторов на ПДЭ [1, 2] и распределение эритроцитов по размерам.

1. Lugovtsov A.E., Priezzhev A.V., Tyurina A.Yu., Koshelev V.B., Fadyukova O.E. Rheological behavior of erythrocytes of hemorrhagic rats: examination by the method of laser diffractometry. //Optical Technologies in Biophysics and Medicine V, Tuchin V.- Ed, SPIE Proc., 2003, v. 5474, pp. 200-203.
2. Lugovtsov A.E., Priezzhev A.V., Tyurina A.Yu., Koshelev V.B., Fadyukova O.E. Laser diffractometry of rheological behavior of erythrocytes of rats with experimentally induced ischemia: effect of semax. //Proc. of OSAV'2004, The International Topical Meeting on Optical Sensing and Artificial Vision – Saint Petersburg: ITMO State University, 2004, pp. 241 – 248.
3. Саркисян Г.П., Дубынин В.Н., Мкоян Ф.А., Хлебопрос Р.Г. //Препринт № 35Б Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1984.

УДК 537.533.7

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЗЫ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ

Белоусов А.В., Матусова Т.В., Осипов А.С., Черняев А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время применение ионизирующих излучений действенный способ лечения онкологических заболеваний. Использование ионизирующих излучений в лучевой терапии приводит к необходимости постоянного повышения эффективности облучения – передаче максимальной дозы опухоли при ее минимальном значении в здоровых тканях. Одним из критериев оценки эффективности лучевой терапии является отношение величины дозы в мишени к интегральной дозе облучения пациента. Применяемые в настоящее время методы позволяют повысить величину отношения доз облучения мишень - интактная ткань, но при этом интегральные дозы возрастают.

Показательной характеристикой отношений доз облучения мишень - интактные ткани и мишень - интегральная доза служит форма распределения дозы по глубине. Эта характеристика сильно зависит от типа излучения и его энергии и слабо от размеров и формы пучка. Для широко применяющихся в лучевой терапии пучков фотонов и электронов форма распределения дозы по глубине достаточно быстро возрастает, проходит через максимум и снижается по экспоненциальному закону для фотонов и более круто для электронов. Максимум распределений находится вблизи поверхности и одной из задач является разработка методов сдвигающих его в глубь среды.

Ранее в работах [1-3] предложен один из таких методов заключающийся в использовании внешнего магнитного поля. Влияние магнитного поля зависит от его направления относительно движения первичного пучка. Перпендикулярное поле приводит к тому, что траектория частиц представляет собой скручивающуюся спираль, параллельное снижает расходимость пучка. В обоих случаях интегральная доза, переданная ткани, не изменяется, но происходит ее перераспределение в облученном объеме.

Доза $D(z)$, переданная пучком электронов, на некоторой глубине z , может быть определена как:

$$D(z) = \int \Phi(z) \left(\frac{S(E)}{\rho} \right) dE,$$

где $\Phi(z)$ - поток электронов на глубине z ; $S(E)$ - зависимость тормозной способности вещества от энергии электронов; ρ - плотность среды. Тормозная способность вещества (потери энергии на единицу длины) описывается формулой Бете-Блоха. Зависимость потока электронов от глубины имеет сложную формулу и определяется в основном рассеянием пучка в результате взаимодействия с атомами среды. Параллельное магнитное поле уменьшает угловое рассеяние электронов, поэтому, хотя и не меняется переданная веществу энергия, меняется зависимость потока от глубины. В результате происходит смещение максимума распределения дозы вглубь среды.

В данной работе проводится компьютерное моделирование данного эффекта методом Монте-Карло при помощи библиотеки программ GEANT4. Исследовались дозные распределения, получаемые при облучении мишени, представляющей из себя куб размером 20*20*20 см из тканезквивалентного материала, пучками электронов имеющих форму квадрата с размерами 2x2 см и энергиями 20, 30, 40 МэВ, при значениях индукции продольного магнитного поля 0, 1, 2, 3 Тесла.

Показано, что применение сильного магнитного поля оказывает влияние на распределение дозы внутри мишени. При варьировании энергии пучка от 20 до 40 МэВ и наложении параллельного магнитного поля с индукцией 0-3 Тл смещение максимума поглощенной дозы составляет около 1-го см в глубину мишени. Одновременно со смещением максимума дозного распределения по глубине наблюдается возрастание градиента спада за ним. В среднем градиент спада увеличивается в 1.6 раз. Смещение максимума глубинного распределения дозы для электронов энергии 20 МэВ в магнитном поле с индукцией 2 и 3 Тл составляет 0.4 и 0.6 см соответственно. В результате максимумы оказываются на глубинах 4.8 и 5.2 см. Аналогично для электронов с энергией 30 МэВ смещения составляют 0.6 и 0.8 см, для электронов с начальной энергией 40 МэВ смещения равны 0.8 и 0.85 см. Как и следовало ожидать, при увеличении энергии пучка величина смещения максимума поглощенной дозы вдоль оси слабо зависит от значения поля. Помимо смещения положения максимума, происходит и увеличение градиента спада полученной дозы от значения в 80% от максимального значения до 10%. Однако продольное магнитное поле практически не оказывает влияния на «хвост» глубинного распределения дозы.

В качестве критерия оценки эффективности облучения выберем отношение доз переданных мишени при наличии продольного магнитного поля и в случае его отсутствия. Для простоты и наглядности будем считать, что мишень представляет собой прямоугольник, поперечные размеры которого совпадают с поперечными размерами пучка на входе в среду, а длина остается свободным параметром. Например, в магнитном поле с магнитной индукцией 3 Тл для мишени лежащей на глубине 5-10 см данное отношение составляет ≈ 1.15 . Следует отметить, что в лучевой терапии выигрыш даже в 10% считается весьма хорошим достижением.

1. Белоусов А.В., Плотников А.Б., Шведунов В.И., Черняев А.П. «Повышение эффективности облучения мишени пучками фотонов и электронов в лучевой терапии». Приборы и техника эксперимента. №6, 2003, стр. 111-114
2. Белоусов А.В., Шведунов В.И., Черняев А.П. «Влияние магнитного поля на эффективность облучения пучками фотонов и электронов». Медицинская радиология и радиационная безопасность. №2, 2004, т.49, стр. 73-80.
3. Белоусов А.В., Варзарь С.М., Грязнов С.В., Ермаков А.Н., Плотников А.Б., Шведунов В.И., Черняев А.П. «Экспериментальное исследование влияния магнитного поля на распределение дозы пучков фотонов и электронов». Препринт НИИЯФ МГУ 2003-

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЕДИМЕНТАЦИИ СПЕРМАТОЗОИДОВ В СРЕДЕ С ГРАДИЕНТОМ ПЛОТНОСТИ

Мартинovich М., Девятov И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

На сегодняшний день в клиниках искусственного оплодотворения, таких как IVF (in vitro fertilization) и в клиниках ICSI (intracytoplasmic sperm injection) одна из главных задач стоит получение фракции подвижных и морфологически нормальных сперматозоидов, в отсутствие дебрех и лейкоцитов. Обогащение спермы подвижными сперматозоидами центрифугированием в среде с градиентом плотности широко применяется в лечении мужского бесплодия. Существуют и другие методы выделения сперматозоидов, но все они основаны на разделении сперматозоидов по подвижности, и ни один метод не учитывает качество ДНК осажденных подвижных сперматозоидов. Под качеством ДНК имеется в виду наличие (или отсутствие) одноцепочечных разрывов ДНК и делеции, что оказывает огромное влияние на эффективность лечения мужского бесплодия и здоровье будущих детей. ДНК является самым плотным компонентом клетки, и по литературным данным наличие вакуолей в ядре сперматозоида четко ассоциируется с присутствием вышеупомянутых дефектов ДНК. Полученные в работе данные позволяют выработать режим центрифугирования сперматозоидов, при котором будут осаждаться не только высокоподвижные сперматозоиды, но и преимущественно сперматозоиды с максимальной плотностью ядра, т.е. с высоким качеством ДНК, что в конечном итоге даст высокий процент лечения мужского бесплодия и генетически здоровых детей, что является сейчас очень актуальным по понятным причинам. Полученная работа также имеет большое прикладное значение для таких направлений биотехнологии, как получение трансгенных животных и клонирование млекопитающих. Известно, что сперматозоиды являются не только вектором ДНК, но и имеют специальные ферменты, которые активируют зиготу (оплодотворенную яйцеклетку) и запускают развитие эмбриона. Известно также, что в сперме всегда присутствует очень малочисленная популяция дефектных сперматозоидов, которые вообще не содержат в себе ДНК (пин-сперматозоиды) и могут выполнять исключительно функцию активирования яйцеклеток, в том числе и реконструированных яйцеклеток (генетически модифицированных или с пересаженным ядром). Выделение фракции таких „безДНКовых активаторных“ сперматозоидов крайне перспективно для вышеперечисленных биотехнологий, а также для лечения мужского бесплодия, когда сперматозоид не содержит в себе специального белка - асциллина, который работает как триггер – запускает кальциевые волны и активирует ооцит. Настоящей работой изучается динамика седиментации, объясняется оптимизация процесса центрифугирования, и исследуются условия получения фракции с повышенной концентрации рип-сперматозоидов.

Самый распространенный метод получения фракции подвижных и морфологически здоровых сперматозоидов основывается на центрифугировании эякулята, нанесенном на среду с градиентом плотности. (1-3) В результате центрифугирования сперма седиментируется на фракции на границах скачков плотностей, и эти зоны или фракции можно подвергнуть дальнейшему исследованию. Расслоение сперматозоидов происходит по многим причинам, в основном из-за различной морфологии сперматозоидов, подвижности, разной плотности и др.

Очевидно что даже под влиянием гравитационного поля земли будет происходить расслоение эякулята на фракции в зависимости от плотности клеток, и при соприкосновении с слоем окружающей среды большей плотности чем плотность клетки дальнейшего прохождения клетки через среду не будет наблюдаться. Но гравитацион-

ное поле земли слишком слабое чтобы можно было наблюдать за седиментацией клеток в реальном времени, поэтому прибегают к созданию искусственного гравитационного поля, которое в 300 раз сильнее гравитационного поля земли. Одним из самых легких способов реализовать данную задачу это создание в неинерциальной системе отсчета центробежную силу которая по своей силе будет превышать силу притяжения земли примерно в 300 раз, а с другой стороны она и будет является “гравитационной силой” в неинерциальной системе отсчета связанной с пробиркой которую крутим в центрифуге. Тем самым мы приходим к выводу, что один из способов изучать данную систему - это методом центрифугирования создавать гравитационное поле, которое будет несколько сотен раз ускорять естественный процесс седиментации сперматозоидов.

В предыдущих работах уже подобный вопрос исследовался биологами и биохимиками, но конкретные модели не были удовлетворительно построены, так как в основном только качественными доводами объяснялась причина расслоения сперматозоидов по морфологии без учета различных форм сперматозоидов и не оценивалась сила хвоста. Кроме этого исследуется еще и временная зависимость образования фракции от времени центрифугирования.

Научный руководитель: Н.с. кафедры биофизики Физического факультета МГУ им. Ломоносова, к.ф-м н. Яковенко С.А.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ АКТИВАЦИИ ООЦИТОВ СПЕРМАТОЗОИДАМИ НЕ СОДЕРЖАЩИХ ДНК

Девятов И.В., Мартинович М

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Активация ооцитов – это запуск дробления ооцитов. При этом они могут быть как оплодотворенные, так и не оплодотворенные, т.е. содержать мужскую ДНК или не содержать. Если ооцит не содержит мужскую ДНК, а только гаплоидный набор женской ДНК, то это называется партеногенетическая активация. Такие эмбрионы не жизнеспособны, они развиваются несколько дней - до стадии бластоцисты и останавливаются в своем развитии.

Активация ооцитов представляет собой сложный каскад биохимических реакций, который приводит к дроблению ооцитов. Начинается этот каскад с автогенерации кальциевых волн. Кальциевые волны представляют собой высвобождение связанных ионов кальция из внутриклеточного депо цитоплазмы. В связанном состоянии они находятся в комплексе с различными белками внутри цитоплазмы.

Методика активации ооцитов сейчас очень важна в различных областях биотехнологий, например, при получении трансгенных животных, когда после введения чужеродного ДНК в оплодотворенный ооцит, необходимо запустить его дробления. При лечении мужского бесплодия, когда сперматозоид не содержит в себе специального белка -асциллина, который работает как триггер – запускает кальциевые волны и активирует ооцит.

А также при клонировании млекопитающих, где происходит перенос ДНК из соматической клетки в не активированную яйцеклетку без активации.

Существующие в настоящее время методы активации имеют маленькую эффективность, обусловленную повреждением ооцитов. Так как все существующие методы активации ооцитов - не естественны. А это, как правило, экспозиция ооцитов в кальциевых ионофорах. Т.е. когда кальциевые ионофоры образуют кальциевые каналы в

мембране ооцита, и кальций снаружи проникает внутрь, тем самым имитирует кальциевую волну в ооците, и активирует его. Или же образование пор в мембране с помощью электропоратора – генерация электрических импульсов, проходящих через мембрану ооцита. Все эти методы повреждающие и не эффективны.

Мы же предлагаем совершенно новый метод – наиболее близкий к естественному. А именно использование так называемых pin-сперматозоидов (pin-head spermatozoa). Pin-сперматозоиды – это дефектные сперматозоиды не имеющие ДНК.

Актуальность:

- при получении трансгенных животных,
- при лечении мужского бесплодия,
- при клонировании.

Суть идеи состоит в том, чтобы найти и выделить из эякулята (спермы) такие дефектные сперматозоиды как «пиновые», которое не содержат в себе ДНК и инициировать их в неоплодотворенный ооцит с помощью метода микрохирургии.

Наша задача подразделяется на несколько промежуточных подзадач:

- Надежно выделить в достаточно большом количестве из эякулята pin-сперматозоиды.
- Окрашиванием ДНК витальным красителем ХЕХСТ доказать, что эти «пиновые» сперматозоиды действительно не содержат в себе ДНК.
- Методом микрохирургии инициировать эти сперматозоиды внутри яйцеклетки.

Научный руководитель: Н.с. кафедры биофизики Физического факультета МГУ им. Ломоносова, к.ф-м н. Яковенко С.А.

УДК 675.043.42

ХИТОЗАН – ПРИРОДНЫЙ ПОЛИМЕРНЫЙ НОСИТЕЛЬ ДЛЯ ПРОТИВОТУБЕРКУЛЕЗНЫХ ПРЕПАРАТОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

Корчагина Е.В., Андреева АС.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Туберкулез и другие микобактериальные инфекции - самые серьезные инфекционные заболевания по количеству вызываемых ими смертей. Одна из серьезнейших проблем в лечении туберкулеза состоит в необходимости поддержания постоянной высокой концентрации противотуберкулезного препарата не только в кровотоке, но и в специальных клетках – макрофагах. Обычное лечение туберкулеза направлено на уничтожение возбудителя - *Mycobacterium tuberculosis* – только в кровотоке, поэтому оно малоэффективно и требует серьезной химиотерапии с использованием чрезвычайно высоких дозировок лекарственных препаратов в течение длительного времени (нескольких месяцев). Поэтому создание носителя для противотуберкулезных препаратов, который бы способствовал постепенному высвобождению лекарственного вещества и проникновению его в клетки макрофагов, является одной из первоочередных задач, наряду с синтезом противотуберкулезных препаратов нового поколения.

Одними из наиболее перспективных противотуберкулезных лекарственных препаратов (соединения-лидеры и кандидаты в лекарство) на данный момент являются пиридазино[4,3-b]индолы. Активность данных соединений сопоставима с хорошо известными и широко применяемыми препаратами изониазида и рифампицина. Преимущест-

вом пиридазино[4,3-*b*]индолов является то, что они имеют иной механизм действия, чем у известных лекарственных препаратов, что имеет исключительно важное значение для борьбы с резистентными штаммами *Mycobacterium tuberculosis*. Однако существенным недостатком этих соединений является плохая (порядка 10^{-5} моль/л) растворимость в воде, которая существенно ограничивает их применимость.

В данной работе методом УФ-спектроскопии было показано, что присутствие природного биосовместимого и нетоксичного полиэлектролита хитозана в растворе существенно (на один-два порядка) увеличивает растворимость производных пиридазино[4,3-*b*]индола. Причем этот эффект наблюдается уже при трехкратном избытке хитозана по отношению к лекарственному препарату. По-видимому, это связано с солюбилизацией лекарства в агрегаты, образуемые хитозаном в водном растворе [1]. Полученные результаты позволяют предположить, что использование хитозана в качестве полимерного носителя для противотуберкулезных препаратов сведет к нулю ущерб, наносимый организму в результате значительной передозировки плохо растворимым препаратом. Другим существенным преимуществом использования хитозана в качестве матрицы является тот факт, что благодаря своей химической природе хитозан имеет значительное сродство к клеточной мембране, что, безусловно, должно увеличить адсорбцию лекарства внутрь макрофагов.

Таким образом, лекарственная форма, полученная путем соединения высокоэффективного лекарственного препарата и хитозанового носителя, будет обладать всеми необходимыми требованиями, предъявляемыми к современным противотуберкулезным лекарствам: низкой токсичностью, направленностью доставки и пролонгированным действием.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ офи_а № 05-03-08117 и Президента РФ № МК-5173.2006.3.

Научный руководитель: д.ф.-м.н. Филиппова О.Е.

1. Philippova O.E. at al. *Biomacromolecules*, 2001, 2(2), 483-90.

УДК 544.77:535

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МИКРОКАПСУЛ И ИХ ДИСТАНЦИОННОЕ РАЗРУШЕНИЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Парахонский Б.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в области капсулирования на микронном уровне – микрокапсулы применяются в косметической, пищевой, текстильной, сельскохозяйственной промышленности. Однако, наибольшую перспективу такие системы имеют в фармацевтике в качестве контейнеров для доставки лекарственных препаратов в нужное место организма в заданный момент времени в адекватной концентрации. С этой целью предложено использовать полиэлектролитные микрокапсулы, осуществляя высвобождение их содержимого посредством воздействия лазерного излучения.

Методика формирования полиэлектролитных оболочек на коллоидных частицах различной природы является одним из наиболее перспективных способов формирова-

ния микрокапсул. Она заключается в том, что на поверхности сферических частиц, размеры которых варьируются от сотен нанометров до десятка микрон, методом поочередной адсорбции противоположно заряженных макромолекул полиэлектролитов формируется многослойная оболочка толщиной несколько нанометров. Затем ядро удаляется, как правило, путем растворения. Преимуществами полиэлектролитных микрокапсул перед другими подобными системами являются их монодисперсность при широком диапазоне задаваемых размеров; простота регулирования их проницаемости; легкость изменения и возможность широкого выбора материала стенок. Оболочки таких микрокапсул можно модифицировать, включая различные типы ионов, функциональных молекул, наночастиц.

В настоящей работе для обеспечения чувствительности полиэлектролитных микрокапсул к лазерному излучению предложены различные способы включения в их оболочку наночастиц: фотовосстановление серебра, реакция серебряного зеркала, адсорбция наночастиц серебра и золота из золя. Обнаружено влияние природы темплата на распределение наночастиц металла в стенках полиэлектролитных капсул.

Проведено дистанционное разрушение капсул с нанокompозитными оболочками под действием лазерного излучения различной мощности и длины волны. Показана возможность регулировки чувствительности капсул с наночастицами серебра и золота к такому воздействию с помощью изменения условий получения капсул.

На основании результатов в дальнейшем планируется разработать методику дистанционного высвобождения закапсулированного материала с помощью воздействия лазерного излучения, что даст возможность использовать такие системы в качестве микроконтейнеров для адресной доставки лекарств в организме.

Настоящая статья подготовлена по результатам исследований, частично выполненных при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (договор № 21/05 в рамках выполнения Госконтракта № 02.435.11.2020).

E-mail: parbogd @ crys.ras.ru

УДК 518.1

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПАТОЛОГИИ СТОП

Косарев В.А.

*Научно-исследовательский центр проблем ресурсосбережения
Национальной академии наук Беларуси, Гродно, Беларусь*

Для получения статических данных о контакте подошвы с поверхностью и диагностики физиологических изменений стопы применяются фотоплантографические методики диагностики. Важнейшей особенностью разрабатываемого метода, является применимость его в рамках существующих в настоящее время и хорошо зарекомендовавших себя в клинической практике плантографических исследований, при существенном расширении функциональных возможностей диагностирования.

За основу метода взят принцип определения площадей контактных поверхностей жесткоупругих тел. При приложении силы к основанию упругого сферического элемента опирающегося на жесткостабильную плоскость происходит увеличение пло-

щади контактной поверхности. Использование сферических элементов с одинаковыми физико–механическими свойствами позволяет тарировать зависимость размеров контактной поверхности от величины приложенной силы.

Жёсткоупругий контакт сферы и плоскости описывается в рамках теории Герца уравнениями:

$$r_c = \sqrt[3]{\frac{6}{8}\eta FR}$$

где σ – деформация сферы, r_c – радиус контактной площадки, R – радиус сферы, F – прилагаемая сила, а η – эффективный модуль упругости.

Предложенный метод измерения контактного давления подошвы стопы хорошо сочетается с применяемым набором методик биомеханических измерений, позволяет однозначно интерпретировать плантограммы и анализировать получаемые результаты статистическими методами. В сравнении с обычным, традиционно используемым вариантом плантографии, разрабатываемый метод имеет значительно более широкие информативные возможности. Прежде всего, происходит регистрация параметров конкретных функциональных зон на стопе. Проведенные эксперименты показали, что практически исключается компенсаторное искажение плантографического отображения, особенно характерное при исследовании детей. Значительно упрощается сравнительный анализ результатов, полученных при начальном обследовании и при динамическом наблюдении в реабилитационный период. Метод позволяет объективно оценить эффективность и качество индивидуальной коррекции выявленных нарушений стопы.

E-mail: v.kosarev@grsu.by

1. Ihnatouski M.I., Sviridenok A.I. The contact problem on a metal indenter penetration into a strongly Rough polymer surface. // Proc. of the Second Int. Conf. On Engineering Rheology, Zielona Gora, Poland, 24-27.08.2003. International Journal of Applied Mechanics and Engineering, 2003, V.8
2. Вапник В.Н., Дженкинс Г. Теория распознавания образов. М.: Наука, 1974, с. 415
3. Игнатовский М.И. Сегментация и описание структур на микроскопических изображениях технических поверхностей // Тез. докл. науч.–промышл. междунар. конф. «Эффективность реализации научного, ресурсного и промышленного потенциала в современных условиях», – Киев: УИЦ «Наука, Техника, Технология», 2003. – С. 157
4. Скворцов Д.В. Клинический анализ движений, анализ походки. М.1996. 344с
5. Orlin MN, McPoil TG Plantar pressure assessment.// Physical Therapy// vol.80

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие

Подсекция АСТРОФИЗИКИ стр. 5-14

О СТРУКТУРЕ ВНЕШНИХ ЧАСТЕЙ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ Мещеряков А.В., Лихачев Р.А.	5
НАБЛЮДЕНИЯ SS 433 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ RXTE Филиппова Е.В., Ревнивцев М.Г., Фабрика С.Н., Постнов К.А., Сейфина Е.В.	6
К ВОПРОСУ О НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД Печников С.С.	7
ПОТОКИ ЭЛЕКТРОНОВ НА $L < 1.2$ ПОД РАДИАЦИОННЫМИ ПОЯСАМИ Петров В.Л.	8
ЗАДАЧА О РЕКОНСТРУКЦИИ ПОЛЯ ПЕКУЛЯРНЫХ СКОРОСТЕЙ Курносов А.А.	9
ДИНАМИКА ПОТОКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ РПЗ В АПРЕЛЕ-МАЕ 2005 ГОДА ПО ДАННЫМ ИСЗ «КОРОНАС-Ф» И «УНИВЕРСИТЕТСКИЙ –ТАТЬЯНА» ** Муравьева Е.А., Кузнецов С.Н., Мягкова И.Н.	10
ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ПРОФИЛЯ ИМПУЛЬСА И ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ ОТ СВЕТИМОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ * Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Чуразов Е.М., Сюняев Р.А.	13
О ДИНАМИКЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В МОДЕЛИ С ФАНТОМНЫМ СКАЛЯР- НЫМ ПОЛЕМ Дмитриева А.В.	14

Подсекция АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ стр. 15-29

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО ИЗУЧЕНИЯ В ЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЕ Бондарцова О.В.	15
ДИНОЧНОЕ РОЖДЕНИЕ t - КВАРКА ЗА СЧЕТ АНОМАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙ-СТВИЙ В ep - СТОЛКНОВЕНИИ Ашимова А.А.	16
ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДРА ^{12}C МЕТОДОМ УГЛОВЫХ DG-КВАНТ КОРРЕЛЯЦИЙ В РАССЕЯНИИ ДЕЙТРОНОВ, $E_d=15,3$ МЭВ.	18
УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР ** Дерменёв А.В., Ерёмченко Д.О., Юминов О.А.	20

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

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции.

НОВЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ФПР ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА В ГАЛ Шозиёев Г.П.	21
ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДОВ $KL3$ ($K_{\pm} \rightarrow P0 L_{\pm} NL$) Разумов И.А.	21
ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ ПЛАЗМЫ И ЗАХВАЧЕННОЙ ЭНЕРГИИ НАГРЕВНЫХ ПУЧКОВ НА УСТАНОВКЕ «ГАЗОДИНА- МИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА» * Листопад А.А.	22
МНОГОКРАТНАЯ ПОТЕРЯ ЭЛЕКТРОНОВ СТРУКТУРНЫМ ИОНОМ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С АТОМАМИ Рябченко С.В.	23
НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ФОРМУЛЫ ТИПА БЁТЕ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ РИДБЕРГОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ В АТОМАХ ПРИ ИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ Гусаревич Е.С.	25
ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК АТОМОВ НА ДИЭЛЕКТРИ- ЧЕСКУЮ ФУНКЦИЮ ВЕЩЕСТВА Курбанов И. Р.	26
ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ ЭКСПЛУАТАЦИЙ РЕАКТОРА ВВР-СМ ИЯФ АН РУ С ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИМИ СБОРКАМИ ТИПА ИРТ-3М С 36% ОБОГАЩЕНИЕМ ПО U-235 Мухамеджанов А. М.	27
ОБ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЯХ ВЫХОДА ЯДЕР ${}^3\text{He}_2$ В ${}^{16}\text{O}$ Р-ВЗАИМОДЕЙСТ- ВИЯ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С Усаров А.А.	28
ЯДРО-ЯДЕРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ В РАМКАХ ДИСПЕРСИОННОЙ ПОЛУМИКРО- СКОПИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НА ОСНОВЕ СКОРРЕКТИРОВАННОГО ПОТЕНЦИАЛА СВЕРТКИ Изадпанах Абдолмаджид, Гончаров С. А.	29
Подсекция	
БИОФИЗИКИ	
стр.30-47	
ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ГИПОМАГНИТНЫХ УСЛОВИЙ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АВТОВОЛН В РЕАКЦИИ БЕЛОУСОВА-ЖАБОТИНСКОГО И БРИГГСА-РАУШЕРА Артамонов Д. Н.	30
ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОТОННОГО ТРАНСПОРТА В ЦЕПИ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА ФОТОСИНТЕТИЧЕСКОЙ МЕМБРАНЫ Копит Т.А.	31
ВОЗБУЖДЕНИЕ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЗЕЛЕННОГО ЛИСТА 10 НС ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Францев В.В.	31
МЕДЛЕННАЯ ИНДУКЦИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ЛИСТЬЕВ БОБОВ, ОБРАБОТАННЫХ H_2O_2 ** Полякова И.Б.	33

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЯ ВДОЛЬ ДНК С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОСТИ ** Нечипуренко Д.Ю.	34
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ СИНХРОНИЗАЦИИ ПРИ МЕЖКЛЕТОЧНОЙ КАЛЬЦИЕВОЙ СИГНАЛИЗАЦИИ Докукина И.В.	35
ФОТОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И МЕХАНИЗМЫ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ БЕЛКА mRFP1 Ширшин Е.А., Банишев А.А., Вржещ Е.П.	36
ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТСОБИРАЮЩИХ КОМПЛЕКСОВ ФОТОСИНТЕЗИРУЮЩИХ ОРГАНИЗМОВ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ ФЛУОРИМЕТРИИ. Гостев Т.С, Остроумов Е.Е., Загидуллин В.Э	38
ФЛУОРИМЕТРИЯ ГУМИНОВЫХ ВЕЩЕСТВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЙРОСЕТЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ** Дроздов А.Ю., Волков П.А., Беяева. Е.Ю.....	39
ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА СУСПЕНЗИИ ЭРИТРОЦИТОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ОСМОТИЧЕСКОГО ГЕМОЛИЗА И ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ Елагина В.М., Алексеева П.Ю., Близнюк У.А.	40
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОСИНТЕТИЧЕСКОЙ И ДЫХАТЕЛЬНОЙ ЦЕПЕЙ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ЦИАНОБАКТЕРИЯХ * Кувыкин И.В., Вершубский А.В. , Тихонов А.Н.	41
ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФУЛЛЕРЕНОВЫХ C60/C70 НАНОФЛУИДОВ ДЛЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ Спорыш И.М., Лыско И.И., Порядченко А.П., Соловьева Е.Д.....	43
МОДЕЛЬ СПЕКТРА АБСОРБЦИИ КУЛЬТУРЫ НИЗШИХ ФОТОТРОФОВ ** Ширяев А.В.....	44
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ БИОТКАНЕЙ КОСВЕННЫМИ ИТЕРАЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ С РАЗРЕШЕНИЕМ ПО ВРЕМЕНИ Зарембо М.С., Головин Н.Н.	45
УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЕДИНОГО СГУСТКА КЛЕЙКОВИНЫ В ПОЛЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ СИЛ ПРИ ФРАКЦИОНИРОВАНИИ СМЕСИ МУКИ И ВОДЫ Нуруллина Т.А.	46

**Подсекция
ГЕОФИЗИКИ**
стр.48-72

ВЛИЯНИЕ ВЕТРОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ И НАКЛОНА ДНА НА ДИНАМИКУ И СТРУКТУРУ ПРИБРЕЖНОГО БАРОКЛИННОГО ТЕЧЕНИЯ Денисов Е.С.	48
ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯ ВЕТРА НАД МОСКВОЙ ПО ДАННЫМ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ Курбатов Г.А., Глядко П.С., Юшков Е.В.....	50
РАЗМЫВ ДНА КАНАЛА ПОТОКОМ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ ФРУДА Елкин Д. Н.	52

ВЛИЯНИЕ МАСЛЯНЫХ ПЛЕНОК НА ДРЕЙФОВУЮ СКОРОСТЬ Боганов Е.В., Корнев М.М.	54
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ИХ РАЗВИТИЯ Корнев М.М., Нивина Т.А., Боганов Е.В.	56
СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЕЙВЛЕТ-СПЕКТРОВ ИОНОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ СИСТЕМЫ GPS Зиенко А.С., Захаров В.И.	57
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ВЕСЕННЕГО ТЕРМОБАРА Лыков А.В., Соловьев Д.А., Блохина Н.С.	59
ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОРМЫ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ Степанова Е.В.	60
ГЕТЕРОГЕННОЕ ЗАМЕРЗАНИЕ КАК МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ОБЛАКОВ В ЗАГРЯЗНЕННОЙ АТМОСФЕРЕ Киреева Е.Д. Поповичева О.Б. Персианцева Н.М.	62
ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫНУЖДЕННЫХ СОЛИТОНОВ В КОЛЬЦЕВОМ АЭРО- ГИДРОКАНАЛЕ Мочулин П.В.	63
ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЧИВОСТИ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ Гальченко А.А.	65
МЕЗОМАСШТАБНАЯ РЕАКЦИЯ АТМОСФЕРЫ НА ИСТОЧНИК ТЕПЛА НА ПОВЕРХ- НОСТИ Солдаткина М.И.	66
НАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛЕНОК НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ЦЕЛЮЮ РАЗВИТИЯ МЕТОДОВ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ Кориненко А.Е.	67
ПОСТРОЕНИЕ КАРТ АТМОСФЕРНОГО СТОЛБА ВОДЯНОГО ПАРА И ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ НА ОСНОВЕ СНИМКОВ ПРИБОРА MODIS Курбаналиев Ж.А.	68
ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СОЛНЦЕ И ТОПОЛОГИЯ ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ Бажанов А.А., Будник А.И.	69
МАГНИТОЗВУКОВОЙ РЕЗОНАНС В ДИПОЛЬНО-ПОДОБНОЙ МАГНИТОСФЕРЕ	70
Козлов Д.А.	70
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ АЭРОЗОЛЬНЫХ СЛОЕВ В АТМОСФЕРЕ ЯКУТИИ С ПОМОЩЬЮ ЛИДАРА Тимофеева Г.А.	71
Подсекция ИНФОРМАТИКИ стр.73-106	
ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННЫХ АЛГОРИТМОВ ТАРИФИКАЦИИ В СЕТЯХ NGN И МЕТОДЫ ИХ РЕШЕНИЯ Чернявский Д.В.	73

МЕТОДИКА ОБХОДА ОШИБКИ ПЕРЕПОЛНЕНИЯ БУФЕРА В ПРОГРАММИРОВАНИИ НА ЭТАПЕ КОМПИЛЯЦИИ Ковтун Л.В.	75
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГИДРАВЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ Побегайло П.А.	77
МЕТОДЫ РЕДУКЦИИ В ЗАДАЧАХ ОБРАБОТКИ ТЕКСТОВ Мазаева И.В., Русакова Н.Е., Иванов А.Г., Годкин Г.Б.	79
ПРОСТРАНСТВЕННО–ВРЕМЕННОЙ КАЛЕНДАРНЫЙ ПЛАН В АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ СОСТАВЛЕНИЯ РАСПИСАНИЯ Мазаева И.В., Оксенкруг И.В., Русакова Н.Е., Асриянц Т.А.	81
ПРЕДСТАВЛЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ТИПА $Z = F(X, Y)$ НА ОСНОВЕ ГРАФОВ В ЗАДАЧЕ РАЗРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ С ЗАДАННЫМ КОМПЛЕКСОМ СВОЙСТВ *Горелкин И.В.	83
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОРПОРАТИВНЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ ОПЕРАТОРАМИ СОТОВОЙ СВЯЗИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ МАРКЕТИНГОВЫХ ЗАДАЧ Подейко В.А.	85
ОПТИМАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РЕСУРСОВ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЕКТАМИ Зорина М.В.	87
МЕТОД ПРЕДОТВРАЩЕНИЯ КОЛЛИЗИЙ В АНАЛИЗАТОРАХ ТЕКСТА ПОИСКОВЫХ СИСТЕМ Годкин Г.А., Иванов А.Г.	90
САМОПОДОБИЕ ТЕЛЕТРАФИКА Пасека О.И.	92
ИНТЕРНЕТ-УСТРОЙСТВА ДЛЯ НАУЧНЫХ И УЧЕБНЫХ ЗАДАЧ **Добринин А. А, Яминский И. В.	94
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ УСТАНОВОК ПО СКАНИРОВАНИЮ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ ДЛЯ ОБРАБОТКИ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА ДАННЫХ И ДЛЯ УЧЕБНЫХ ЦЕЛЕЙ Давыдов Д.А., Публиченко П.А.	96
КОМПЛЕКС ИНТЕРАКТИВНОГО ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ДАННЫХ, ПОСТУПАЮЩИХ С ДЕТЕКТИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ Маймистов Д.И., Орехов Д.И., Чепурнов А.С.	97
НЕЙТРОННОЕ РАДИОГРАФИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ И СПОСОБ ЕГО ОБРАБОТКИ **Колесников С.В., Новиков Д.В., Самосадный В.Т., Сержантова О.В.	99
НЕЙРОСЕТЕВОЙ АЛГОРИТМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СИЛЬНО ЗАШУМЛЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ Куйкин Д.К.	100
СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС НА БАЗЕ IBM-PC Летуновский С.В.	101
НЕЙРОПОДОБНЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ВОТЗ Рыбальченко Н. А.	102
ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ГРУПП К ВОТЗ Рыбальченко Н.А.	103

КОМБИНИРОВАННЫЙ ПОДХОД ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ИСКАЖЕННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ШУМОМ Бекренёв В.А., Куйкин Д.К.	104
-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ПЛАМЕНИ С ПОМОЩЬЮ ПК Волков Д.В.	105
-------------------------------------------------------------------------	-----

Подсекция

МАГНИТИЗМА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ

стр.73-106

ДИНАМИКА ВЕКТОРОВ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СЛОИСТЫХ СИСТЕМАХ. РОЛЬ БИКВАДРАТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ Знаменская Н.В.	107
-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

УСИЛЕНИЕ МАГНИТОРЕФРАКТИВНОГО ЭФЕКТА В ЭКРАНЕ СОЛСБЕРИ С МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫМ ПОГЛОЩАЮЩИМ СЛОЕМ Борискина Ю.В.	108
--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ И МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК Fe-N С РАЗЛИЧНЫМИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ **Белоусова В.А., Гетман А.М.2, Осипов А.В.	109
------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ Co-Fe-Zr Докукина А. Е., Пхонгхирун С.	110
------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НА ДИНАМИКУ НЕЛИНЕЙНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СЛОИСТЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ ** Синельникова Н.В.	111
--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ КЛАСТЕРОВ В СПЛАВАХ $Fe_{100-x}Al_x$ ** Елсукова А.Е.	112
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИ- КОВ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ Константинова А.С., Вашук М.В.	114
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ СВОЙСТВ АМОРФНЫХ ЛЕНТ В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ Родионов В.В., Кузнецов Г.С., Перов Н.С.	115
------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОИМПЕДАНСНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МИКРОПРО- ВОДОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ * Самсонова В.В., Рахманов А.А.	116
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБРАБОТКИ НА ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ ЛЕНТ НА ОСНОВЕ Co Шевурдяева П.М.	118
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СИЛЫ И МЕХАНИЧЕСКИЕ ДЕФОРМАЦИИ В ОБРАЗЦАХ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ Герасименко Т.Н.	119
-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ТЕОРИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ДВОЙНЫХ ФЕРРО- И АНТИФЕР-РОМАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ Киселев Н.С.	121
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

СТАТИЧЕСКИЕ КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОДЕЛЕЙ МАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК Хизриев К.Ш.	122
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕТОЧНЫХ МОДЕЛЕЙ МАГНЕТИКОВ КВАНТОВЫМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО Магомедов М. А. , Магомедова Л.К.	123
О ПРИМЕНИМОСТИ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ К УПРАВЛЕНИЮ МАГНИТНЫМИ СВОЙСТВАМИ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ СПИНТРОНИКИ Огнев А.В., Иванов Ю.П.	124
МОДЕЛЬ УЧЕТА ВОЗМОЖНЫХ МЕЖСЛОЕВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ Самардак А.С.	125
 Подсекция МАТЕМАТИКИ стр.127-143	
УРАВНЕНИЕ ГЕЛЬМГОЛЬЦА ВНЕ РАЗРЕЗОВ НА ПЛОСКОСТИ С ЗАДАНИЕМ УСЛОВИЙ ДИРИХЛЕ И ТРЕТЬЕГО РОДА НА РАЗРЕЗАХ * [*] Колыбасова В.В.	127
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ТОКОВОГО СЛОЯ ХАРРИСА В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ. КОДЫ ВЛАСОВА * [*] Артемьев А.В.	129
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА НА ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ Хохлов А.А.	131
ВРЕМЕННАЯ АСИМПТОТИКА ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО В ВОЛНОВОДЕ ГАРМОНИЧЕСКИМ ТОКОМ Панин А.А.	133
РАЗРАБОТКА И ОТЛАДКА ПРОГРАММЫ ДЛЯ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА НА ОСНОВЕ ИОННЫХ ПУЧКОВ Севастьянов А.Л.	135
О РЕШЕНИИ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ОПЕРАТОРА, УДОВЛЕТВОРЯЮЩЕМ УСЛОВИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ** [*] Мухартова Ю.В.	137
ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА ЭНТРОПИИ КОЛМОГОРОВА В ХАОТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ** [*] Астахов С.В.	139
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ХЕРСТА ПО МАЛЫМ ВЫБОРКАМ Рыжов Д.А., Бочкарев В.В.	140
ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ОРТОГОНАЛЬНЫХ И БИОРТОГОНАЛЬНЫХ ВЕЙВЛЕТ - ФИЛЬТРОВ Моисеев А.А., Волохов В.А., Новоселов С.А.	141
КОНЕЧНОРАЗНОСТНЫЕ СХЕМЫ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ИХ УСТОЙЧИВОСТЬ Манько А.А.	142
ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В РАСЩЕПЛЕННЫХ ТОНКИХ ТОКОВЫХ..... Оводков Д.А.	143

**Подсекция
МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**
стр.144-157

АНАЛИЗ ВНУТРЕННЕЙ ГИДРОДИНАМИКИ АМЕБОИДНОЙ КЛЕТКИ **Павлова Т.А., Токарчук А.В., Цуканов А.А.....	144
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИКЛЕТОЧНОЙ СИГНАЛИЗАЦИИ СПЕРМАТОЗОИДА МОР- СКОГО ЕЖАВ ПРОЦЕССЕ ХЕМОТАКСИСА **Мисютина Т.С., Докукина И.В.....	145
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРО- МАГНИТНЫХ ВОЛН В АКТИВНОЙ СРЕДЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ОПТИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ Акпаров В.В., Шенин Ф.А.	146
ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ МАГНИТА С-ТИПА ДЛЯ ТРАССЫ ПРОВОДКИ ПУЧКА ЦЕНТРА ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ Черных А.Н. , Ларионов В.П.....	148
АЛГОРИТМЫ СГЛАЖИВАНИЯ И ФИЛЬТРАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ Егоров В.В.	149
О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ МЕТОДА ПОИСКА СТРУКТУРНЫХ МОДЕЛЕЙ НАНОЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ Волков В.В., Парахонский Г.В.	151
ВЭЙВЛЕТ-АНАЛИЗ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ EXAFS СПЕКТРОСКОПИИ Шабельникова С.Л., Чукалина М.В.	152
РЕКОНСТРУКЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЭЙВЛЕТ-АНАЛИЗА **Фролова Г.В, Сибгатуллин М.Э., Бондарева Е.А.,Галимуллин Д.З., Салахов М.Х.	153
ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЗАКОДИРОВАННЫХ ПО АЛГО- РИТМУ SPIHT Волохов В.А., Новоселов С.А.....	154
ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА БЕЗИНЕРЦИОННЫМ МЕ- ТОДОМ Дягилева Н.М.	155
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОВ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ И ТЕКСТУРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ КЛАССИФИКАЦИИ СПЕКТРОЗОНАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЛЕС- НЫХ ТЕРРИТОРИЙ *Хвалей С.В.....	156

**Подсекция
МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ**
стр.158-181

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВОЙНОЙ МОДУЛЯЦИИ В ИЗМЕРЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ ПРОВОДЯЩИХ ЖИДКОСТЕЙ Соболева А.В., Карчевский О.О.	158
ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ МАКСИМУМ НА КРИВОЙ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОДЫ И ЕГО СВЯЗЬ С ТОПОЛОГИЕЙ СЕТКИ ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ В ВОДЕ **Соловей А.Б.	160

ИОННЫЕ ЖИДКОСТИ: ПОЧЕМУ ОНИ ЯВЛЯЮТСЯ ХОРОШИМИ РАСТВОРИТЕЛЯМИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ Аэров А.А.	161
ВЛИЯНИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА НА ПРОЦЕСС ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВОДОРОДНО- КИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ Константиновский Р.С., Шибков В.М.	161
СКОРОСТЬ ЗВУКА И РАДИАЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ Николаева О.П.	162
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА С ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ *Знаменская И.А., Иванов И.Э., Орлов Д.М.	163
О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ДЛЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВОЗДУШНО-ПРОПАНОВОЙ СМЕСИ Каменщиков С.А., Колесников Е.Б., Логунов А.А.	166
ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНЫЙ РАЗРЯД В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА Колесников Е.Б., Логунов А.А.	166
ПРОСТЕЙШИЕ МИКРОЛОКОМОТИВЫ ДЛЯ ПЕРЕДВИЖЕНИЯ В ВЯЗКИХ ЖИД-КОСТЯХ Селезнев А.А.	167
КЛАСТЕРНЫЙ ПОДХОД К ИЗУЧЕНИЮ ФАЗОВОГО ПОВЕДЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ Озарнов И.А.	16
О СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН, ИЗЛУЧАЕМЫХ ВИХРЕ- ВЫМИ КОЛЬЦАМИ Кузьмин П.А.	169
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПСЕВДОКОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ОЗОНА Малыхин Е.М., Лопаев Д.В., Намиот В.А.	171
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ ВОЗБУЖ- ДЕННОГО ОЗОНА В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ Малыхин Е.М., Зырянов С.М., Лопаев Д.В.	172
СПЕКТРОСКОПИЯ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ $W\Sigma+G$ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА В ПЛАЗМЕ. ИЗМЕРЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ Зырянов С.М., Лопаев Д.В., Малыхин Е.М.	173
НЕСТАЦИОНАРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГЁРТЛЕРА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ВО- ГНУТОЙ СТЕНКЕ. ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ **Бойко А.В., Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А.	175
ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В КОЛОСНИКОВОМ ХОЛОДИЛЬНИКЕ Новосёлов А.Г.	176
ВЛИЯНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В МО- МЕНТ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ОСНОВНОЙ ФАЗЕ СГОРАНИЯ Смоленский В.В., Дягилева Н.М.	177
MATHEMATICAL MODELING OF TURBULENCE IN HOMOGENEOUS FLOWS Terentiev Leonid	178
МОДЕЛЬ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ И ХОЛОДНЫМИ ИОНАМИ Егорова Е.Р.	179
НЕЛИНЕЙНОСТЬ ТОЛМЕНА В ТЕОРИИ КАПИЛЛЯРНЫХ НАНОВОЛН Долгих А.В.	181

Подсекция НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

стр.182-199

К ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 300–400 НМ ** Хахулин Д.В.....	182
ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ ВОДНОГО АЭРОЗОЛЯ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ ФИЛАМЕНТОВ В ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ ** Качан Е.П., Милицин В.О.....	183
УПРАВЛЕНИЕ ФИЛАМЕНТАЦИЕЙ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ Муртазин И.Н., Панов Н.А.	185
АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕШЕТОК В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ Боровкова О.В.	186
НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДВУОКИСИ УГЛЕРОДА В ГАЗОВОЙ, ЖИДКОЙ ФАЗЕ И В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ** Аракчеев В.Г., Дубянский С.А., Киреев В.В.	188
ОТРАЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ПРИ САМОВОЗДЕЙСТВИИ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ Цуканова И.В.....	190
ИОНИЗАЦИЯ ВОДОРОДОПОДОБНОГО АТОМА СИЛЬНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ: ЧАСТОТА ОТСЕЧКИ, ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК, СКОРОСТЬ ИОНИЗАЦИИ * Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А.....	192
БРИЗЕРЫ И КВАЗИБРИЗЕРЫ В НЕЛИНЕЙНЫХ ЦЕПОЧКАХ Джелаухова Г.С.....	193
ТЕОРЕМЫ ПЛОЩАДЕЙ ДЛЯ ЯВЛЕНИЯ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В НЕЛИНЕЙНОМ НАПРАВЛЕННОМ ОТВЕТВИТЕЛЕ Коровай О.В.....	194
НЕСТАЦИОНАРНОЕ ПРОПУСКАНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКОЙ ПЛЕНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКА В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ БИЭКСИТОНОВ ИЗ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ КРИСТАЛЛА Коровай А.В., Марков Д.А.....	195
К ТЕОРИИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СЛУЧАЙНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ Сапаев У.....	196
ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ СВЕТА С КРАТНЫМИ ЧАСТОТАМИ В НЕОДНОРОДНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ Сатликов Н.....	198

Подсекция ОПТИКИ

стр.200-225

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ С СЕРДЦЕВИНОЙ ИЗ ГЕРМАНАТНОГО СТЕКЛА ** Булатов Л.И.....	200
------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С БИГИРОТРОПНОЙ ЛЕВОЙ СРЕДОЙ Иванов А.В.	201
ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ТРАКТОВ ПРЕЦИЗИОННЫХ ГАЗОВЫХ АНАЛИЗАТОРОВ Зотов А.М.; Таначев И.А.	202
ПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ О ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА Безбородов А.Е.	203
ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЙ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ИСТОЧНИК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО ГАЛЛИЯ **Курилова М.В., Урюпина Д.С.	206
ОПТИМИЗАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТГЦ И ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСОВ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ Макарова С.А., Назаров М.М.	208
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ЛАЗЕРНОГО ОТБЕЛИВАНИЯ СТАРИННОЙ БУМАГИ Белашапкина Е.А., Брандт Н.Н., Чикишев А.Ю.	210
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПЛОСКИХ ДЕФЕКТОВ В 3D ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ Шенкаренко А.Ю.	211
ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ. Калинникова Е.И.	212
ЛАЗЕРНЫЙ МИКРОИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МИКРОТРУБОК И ВОЛОКОН Лазарев Г.Л.	213
ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В БЕГУЩЕЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЕ Бражников Д.В.	215
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ Er^{3+} Малов А.В.	216
РЕФРАКТОМЕТР НА ОСНОВЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА Серегина Н.Н.	217
АВТОНОМНЫЙ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПЗС-МАТРИЦЫ Галицин В. В.	218
ПОЛУЧЕНИЕ БИЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ Домкин К.И.	219
ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ 2H-WS_2 , ИНТЕРКА- ЛИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛАМИ ГАЛОГЕНОВ Колев А.И.	220
THE PROBLEM OF FIELD CAUSALITY IN THE PROCESS OF SPONTANEOUS EMISSION OF TWO RADIATORS AT THE INITIAL STAGE OF EMISSION Galeamov E.	221
МЕТОД ДРОБНОГО ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ **Бондарева Е.А., Галимуллин Д.З., Фролова Г.В., Сибгатуллин М.Э., Салахов М.Х.	222

АРРЕНИУСОВСКИЙ ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ ФОСФОРЕСЦЕНЦИИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ Чекан М.Г.	223
О РАЗРЕШЕННЫХ ПО ВРЕМЕНИ ИНТЕГРАЛЬНО-ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДАХ В ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ Аливердиев А.А.	224
Подсекция	
ПРИМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В МЕДИЦИНЕ	
стр.200-225	
ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ ПРИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЯХ *Бойко А.В., Федорова К.В., Хлапов В.П.	226
ПРИМЕНЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА В ИССЛЕДОВАНИЯХ АГРЕГАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СОЛИ ТЯЖЕЛОГО МЕТАЛЛА Полянский Д.В., Власова И.М.	227
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ДЕНАТУРАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ДОДЕЦИЛСУЛЬФАТА НАТРИЯ МЕТОДАМИ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА Землянский А.Ю., Власова И.М.	228
ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ТРИПЛЕТНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЗОНДОВ В ИЗУЧЕНИИ СТРУКТУРНОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА Мельников А.Г.	229
МОДЕЛЬ РАСТВОРЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ЛЕКАРСТВЕННОГО ВЕЩЕСТВА В СТЕКЛОВОИДНОМ ТЕЛЕ ГЛАЗА Ахманова М.А.	230
СИСТЕМА КОНТРОЛЯ СОСТАВА И КОНЦЕНТРАЦИИ ИММУНОГЛОБУЛИНОВ В ОРГАНИЗМЕ **Калашникова А.А.	231
ОПТИМИЗАЦИЯ ПОВОРОТНОГО ДИПОЛЬНОГО МАГНИТА Н-ТИПА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ДЛЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ Соколов Е.Н., Ларионов В.П.	233
ДИФРАКЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА РЕОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭРИТРОЦИТОВ В НОРМЕ И ПАТОЛОГИИ Луговцов А.Е.	234
ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЗЫ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ Белюсов А.В., Матусова Т.В., Осипов А.С., Черняев А.П.	236
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЕДИМЕНТАЦИИ СПЕРМАТОЗОИДОВ В СРЕДЕ С ГРАДИЕНТОМ ПЛОТНОСТИ Мартинovich М., Девятов И.В.	238
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ АКТИВАЦИИ ООЦИТОВ СПЕРМАТОЗОИДАМИ НЕ СОДЕРЖАЩИХ ДНК Девятов И.В., Мартинovich М.	239
ХИТОЗАН – ПРИРОДНЫЙ ПОЛИМЕРНЫЙ НОСИТЕЛЬ ДЛЯ ПРОТИВОТУБЕРКУЛЕЗНЫХ ПРЕПАРАТОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ Корчагина Е.В., Андреева А.С.	240

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МИКРОКАПСУЛ И ИХ ДИСТАНЦИОННОЕ РАЗРУШЕНИЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Парахонский Б.В.	241
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПАТОЛОГИИ СТОП Косарев В.А.	242

**Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2006»**

Секция «Физика»

Сборник тезисов

Подписано в печать 30.05.2006.

Объем 16 п.л. Тираж 150 экз.

Заказ №

Физический факультет МГУ

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

Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета