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

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА

СТУДЕНЧЕСКИЙ СОЮЗ МГУ ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ СТУДЕНЧЕСКИЙ ЦЕНТР "ОРГКОМИТЕТ ДФ"



МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

"ЛОМОНОСОВ-2011"

секция **"ФИЗИКА"**

Сборник тезисов Том 1

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ 2011 Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2011» Секция «Физика» Сборник тезисов

12 апреля 2011 г. Физический факультет. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции:

- Трухин В.И. декан физического факультета (председатель);
- Федосеев А.И. заместитель декана (зам. председателя);
- Сысоев Н.Н. заместитель декана (зам. председателя);
- Аксенов В.Н. заместитель декана (зам. председателя);
- Бутузов В.Ф. заместитель декана;
- Корнеева Ю.В. зам председателя СМУ физического факультета;
- Денисов Е.С. председатель профкомы студентов;
- Якута А.А. зав. учебной частью;
- Нифанов А.С. начальник 3 курса;
- Брандт Н.Н. начальник 4 курса
- Орешко А.П. начальник 5 курса;
- Петрова Т.А. ученый секретарь оргкомитета.

© Физический факультет МГУ, 2011

В апреле 2011 года в Московском университете была проведена очередная, XVIII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов -2011».

Заседания секции «Физика» этой конференции были организованы и проведены на физическом факультете МГУ 12 апреля 2011 года. Открыл конференцию декан факультета, профессор Владимир Ильич Трухин. С докладом: физического «Нелинейная оптика: прошлое, настоящее, будущее» выступил заведующий кафедрой общей физики и волновых процессов, профессор Владимир Анатольевич Макаров.

На секции «Физика» были представлены доклады практически по всем разделам современной фундаментальной физической науки. Всего было представлено 302 доклада, в том числе 78 докладов – участниками из других регионов России и 13 докладов – участниками из других государств. В рамках секции «Физика» была организована работа 16 тематических подсекций, которые возглавили ведущие ученые - профессора физического факультета.

1. Астрофизика (проф. Постнов Константин Александрович)

2. Атомная и ядерная физика (проф. Гришин Владислав Константинович)

3. Биофизика (проф. Твердислов Всеволод Александрович)

4. Геофизика (проф. Максимочкин Валерий Иванович)

5. Математика и информатика (проф. Ягола Анатолий Григорьевич)

6. Мат. моделирование (проф. Чуличков Алексей Иванович

7. Молекулярная физика (проф. Уваров Александр Викторович)

8. Нелинейная оптика (проф. Кандидов Валерий Петрович)

9. Оптика (проф. Короленко Павел Васильевич)

10. Медицинская физика (проф. Пирогов Юрий Андреевич)

11. Радиофизика (проф. Митрофанов Валерий Павлович)

12. Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел

(проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич)

13. Твердотельная наноэлектроника (проф. Тимошенко Виктор Юрьевич)

14. Теоретическая физика (проф. Жуковский Владимир Чеславович)

15. Физика магнитных явлений (проф. Перов Николай Сергеевич)

16. Физика твердого тела (проф. Бушуев Владимир Алексеевич)

16 участников, доклады которых были признаны лучшими на подсекциях, награждены грамотами конференции.

Сборник тезисов докладов секции «Физика» ежегодно издается на физическом факультете, начиная с 1996 года. В настоящем сборнике представлены систематизированные по подсекциям тезисы докладов, представленных на секции «ФИЗИКА» конференции «Ломоносов - 2011».

Зам. председателя оргкомитета секции «Физика» конференции «Ломоносов-2011», профессор

А.И. Федоссев

АСТРОФИЗИКА

Председатель подсекции проф. Постнов Константин Александрович

АНАЛИЗ КРИВОЙ БЛЕСКА ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ЭКЗОПЛАНЕТОЙ НД 189733

Абубекеров М. К., Гостев Н.Ю.

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

Выполнен анализ высокоточных многоцветных кривых блеска двойной системы с экзопланетой HD 189733 [1,2]. Получены значения радиуса звезды, радиуса планеты, наклонения орбиты двойной системы. Получены значения коэффициентов потемнения диска звезды к краю в десяти фильтрах в диапазоне $\lambda \lambda = 5500 - 10500$ AA. Оценки ошибок искомых параметров выполнены методом дифференциальных поправок и методом доверительных областей.

Особое внимание уделено исследованию коэффициентов потемнения к краю звезды HD 189733, являющейся карликом спектрального класса K2V. Проведен тщательный анализ ошибок вычисления коэффициентов потемнения к краю в линейном и квадратичном законах.

Принимая во внимание наличие пятен на поверхности звезды K2V [1,2], мы проанализировали отдельно левую и правую ветви кривых блеска, а также всю кривую блеска, уделив особое внимание проверке адекватности нашей модели наблюдательным данным. Оказалось, что наша модель является "плохой". При интерпретации отдельно левой и правой ветвей кривой блеска наша модель для большинства длин волн отвергается на очень высоком уровне значимости $\alpha > 50\%$, что скорее всего, означает наличие скоррелированности и отдельных наблюдательных точек на кривой блеска, а при интерпретации всей кривой блеска наша модель для большинства длин волн отвергается на очень низком уровне значимости.

Поскольку наша модель в применении к системе HD 189733 оказалась "плохой" мы при оценке ошибок параметров вынуждены были брать высокий уровень доверия γ = 95.5% (а не 68%, что можно делать для "хороших" моделей). Анализ полученных нами наблюдательных зависимостей коэффициентов в линейном и квадратичном законе потемнения при выбранном уровне доверия γ = 95.5% привел к следующим выводам:

Наблюдаемые значения коэффициентов потемнения в линейном законе дня системы HD189733 получаются систематически ниже теоретических, причем это различие нарастает с уменьшением длины волны.

Наблюдаемые зависимости коэффициентов потемнения от длины в квадратичном законе потемнения в пределах ошибок определения (при уровне доверия 95.5%. на уровне 2 σ) удовлетворительно согласуется с теоретическими зависимостями, следующими из модели одномерных тонких звездных атмосфер ([2,3]).

Следует подчеркнуть, что эти выводы относятся к кривым блеска системы HD 189733, когда на диске звезды наблюдались пятна [1]. Для дальнейшего исследования потемнения к краю этой звезды необходимо получить дополнительные наблюдательные данные по кривым затмения в моменты, когда вклад пятен будет пренебрежимо мал. Для более детального знакомства с работой см. [5] или пишите авторам. *E-mail: marat@sai.msu.ru*

Литература

F.Pont, R.L. Gilliland, C. Moutou et al., Astron & Astrophys 476, 1347 (2007).
 F. Pont, H. Knutson, R. L. Gilliland et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 385, 109 (2008).

3. A. Claret, Astron & Astrophys 428, 1001 (2004).

4. A. Claret, Astron & Astrophys 506, 1335 (2009).

5.Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю., Черепащук А.М., Астрон. Журн. Т.88 (2011) (в печати)

ФОРМИРОВАНИЕ СОСТАВА СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, БОГАТЫХ ТЯЖЕЛЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Авдонин В.В.

Ульяновский иосударственный ениверситет, филиал в г. Димитровграде, Россия

Солнечные космические лучи (СКЛ), состав которых обогащен тяжелыми элементами, стали объектом интенсивного изучения на протяжении последних четырех десятилетий. Под термином «обогащение» понимается, что содержание определенного элемента в составе СКЛ превышает в некоторое число раз (которое называется коэффициентом обогащения) содержание этого же элемента в солнечной атмосфере. В большинстве экспериментальных наблюдений коэффициент обогащения изотопа ³Не относительно ⁴Не составляет 10³-10⁵, для тяжелых элементов (C, N, Ne, Mg, Si, S, Ca, Fe, Ni) ~10⁰-10², а для сверхтяжелых (Kr, Rh, Xe, Ba, Au) ~10²-10⁴. Коэффициенты обогащения тяжелых и сверхтяжелых элементов определяются относительно кислорода. Чаще всего обогащения обозначенных элементов скоррелированы между собой. Наблюдаются обогащения более тяжелых изотопов по отношению к более легкому (например, обогащение ²²Ne по отношению к ²⁰Ne в 2-3 раза) [1]. Также гелий, кислород, тяжелые и сверхтяжелые элементы имеют схожие формы спектров и равные в пределах погрешности времена инжекции, а их зарядовые состояния соответствует примерно одной температуре. Совокупность имеющихся экспериментальных данных свидетельствует в пользу предположения о едином механизме вовлечения элементов в СКЛ [1-3].

Теоретиками было предложено более десятка возможных механизмов обогащения СКЛ, однако общепризнанного механизма в настоящее время не существует, т.к. ни одна модель не способна объяснить всех наблюдаемых данных [3, 4]. Одним из возможных механизмов является модель, предложенная Л.Г. Кочаровым и А.В. Орищенко, в рамках которой удалось объяснить обогащение СКЛ тяжелыми элементами и гелием-3 [5]. Экспериментальные данные по изотопам [6] и сверхтяжелым элементам [2] были получены в прошлом десятилетии и в работах Кочарова и Орищенко не затрагивались. Целью данной работы является рассмотрение возможности обогащения СКЛ сверхтяжелыми элементами и изотопами тяжелых элементов в рамках механизма Кочарова-Орищенко.

Процесс формирования состава СКЛ является двухстадийным: на первой стадии (инжекция) происходит предварительный нагрев частиц, на второй – их вовлечение в основной механизм ускорения (считается, что сформированный на первой стадии состав не претерпевает значительного изменения). Процесс инжекции представляет собой взаимодействие частиц с ионно-звуковой турбулентностью плазмы, и математически описывается уравнением Фоккера-Планка с трением на протонной и электронной компонентах фоновой плазмы:

$$\frac{\partial f(V,t)}{\partial t} = \frac{1}{V^2} \cdot \frac{\partial}{\partial V} \cdot V^2 \left[D_{si} \cdot \frac{\partial f(V,t)}{\partial V} + F(V) \cdot f(V,t) \right], \tag{1}$$

где f(V,t) – функция распределения по скорости частиц определенного сорта, D_{si} – коэффициент диффузии иона с зарядовым числом Z и массовым A в пространстве скоростей, функция F(V) характеризует кулоновское трение частиц. Зависимость коэффициента диффузии $D_{si} \sim \left[\frac{Z}{A}\left(\frac{Z}{A}-1\right)\right]^2$, коэффициента кулоновских потерь $F \sim \frac{Z^2}{A}$, а также пороговой скорости $V_{th} \sim \frac{Z}{A}$ от зарядового и массового чисел придают модели свойство се-

лективности. Параметр V_{th} характеризует минимальную скорость, которую должен набрать ион в процессе предварительного нагрева (нелинейного рассеяния на ионнозвуковых плазмонах), чтобы попасть в основной механизм ускорения и в СКЛ [5].

Моделирование состава производится с помощью численного метода, аналогичного методу Монте-Карло, названного методом локальных диффузионных потоков [7]. Его особенностью является учет одновременности обоих процессов (инжекции и вовлечения частиц в состав СКЛ) и покидание частиц системы, чего не удавалось добиться с помощью аналитических или стандартных численных методов решения дифференциальных уравнений в частных производных. Применение этого метода позволило улучшить согласие рассчитанных и экспериментальных данных по сравнению с расчетами, производимыми стандартными численными методами решения уравнений в частных производных.

Результаты моделирования изотопного состава СКЛ (для 12 С, 13 С, 16 О, 18 О, 20 Ne, 22 Ne, 24 Mg, 25 Mg, 26 Mg, 28 Si, 29 Si, 30 Si, 32 S, 34 S, 40 Ca, 44 Ca, 54 Fe и 56 Fe) в целом согласуются с наблюдениями: более тяжелые изотопы элемента интенсивнее вовлекаются в состав, чем легкие изотопы; коэффициенты обогащения изотопов скоррелированы с обогащением железа – чем выше коэффициент обогащения СКЛ железом, тем выше обогащение СКЛ для изотопов; при одинаковых физических параметрах наиболее обогащен изотоп 13 С (по отношению к 12 С), в то время как обогащения 56 Fe относительно 54 Fe практически не наблюдается.

При моделировании обогащения сверхтяжелых элементов удалось достичь количественного согласия с экспериментом, только при этом пришлось уменьшить относительную плотность ионно-звуковой турбулентности, т.е. подтверждено, что обогащение СКЛ происходит в слабых по мощности энерговыделения событиях. Кроме того, вариацией пороговой скорости удалось «обогатить» СКЛ как до максимального, так и до минимально наблюдаемого на сегодняшний день значения коэффициентов обогащения.

Таким образом, можно сделать вывод, что механизм Л.Г. Кочарова и А.В. Орищенко позволяет объяснить обогащение СКЛ сверхтяжелыми элементами и изотопами тяжелых элементов. Подобная проверка должна проводиться для всех известных механизмов с целью их верификации. Комплексный анализ параметров вспышечной плазмы, для которого используются не только тяжелые элементы, но и сверхтяжелые элементы и изотопный состав тяжелых элементов, будет обладать более высокой степенью точности.

Автор работы благодарит к.ф.-м.н. доцента Орищенко А.В. за постановку задачи, обсуждение результатов и научное руководство.

E-mail: <u>avd-vasya@yandex.ru</u>

Литература

- 1. M.E. Wiedenbeck et al., Proc. 31-st Internat. Cosmic Ray Conf. (2009).
- 2. G.M. Mason et al., Astrophys. J. 606, p.555 (2004).
- 3. G.M. Mason et al., Astrophys. J. 303, p.849 (1986).
- 4. V. Petrosian, arXiv: 0808.1757v1 [astro-ph] (2008).
- 5. Л.Г. Кочаров и А.В. Орищенко, Изв. АН СССР, сер. физ., Т. 11, С. 2162 (1984).
- 6. R.A. Leske et al., ASP conference series 206, p.118, (2000).
- 7. А.В. Орищенко и В.В. Авдонин, Материалы 7-й Всероссийской научнотехнической конференции ИАМП-2010, с.12 (2010).

НЕЙТРИННЫЙ ТЕЛЕСКОП ANTARES И ГАММА-ВСПЛЕСКИ

Афанасьев А.А.

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

Ряд моделей предсказывает возникновение нейтрино высоких энергий при гаммавсплесках [1]. Экспериментальные наблюдения таких нейтрино могут подтвердить механизм ускорения адронов гамма-всплесками.

Спутники, способные детектировать гаммавсплески (Swift, INTEGRAL и др.), могут посылать оповещение нейтринному телескопу ANTARES в режиме реального времени через существующую международную сеть наблюдения гамма-всплесков (GCN) [2]. Благодаря уникальным особенностям системы сбора данных (концепция «все данные на берег», [3]), ANTARES способен изменять режим сбора данных в реальном времени при получении оповещения от сети GCN.

На рис. 1 показано число наборов исходных данных сохраненных по оповещению сети GCN. Пунктирной линией показано количество оповещений о гамма-всплесках сети GCN в месяц в зависимости от времени, а сплошной линией число наборов данных, которые были сохранены по оповещению телескопом ANTARES.

Детектор ANTARES также способен буферизовать большое количество данных, что позволяет реагировать на оповещения о гаммавсплеске с очень малым, и даже отрицательным временем отклика (см. рис. 2). Время отклика определяется как разница во времени между временем гамма-всплеска, указанном в оповещении сети GCN, и самым ранним набором нефильтрованных исходных данных, доступных в буфере для сохранения на диск. При отрица-



Рис. 1 Число наборов исходных данных детектора ANTARES, сохранённых по оповещению сети GCN



Рис.2 Время записи данных детектора ANTARES относительно времени обнаружения гамма-всплеска CGN

тельных временах отклика наборы данных на диске включают в себя данные, которые были зарегистрированы до того, как гамма-всплеск был обнаружен спутником, и могут включать ранний сигнал от нейтрино. Предполагается, что в будущем, гораздо больший нейтринный телескоп KM3NeT [4] будет сконструирован так, что сможет реагировать на предупреждения о гамма-всплеске таким же образом.

В настоящий момент научная группа МГУ в проекте ANTARES [5] принимает активное участие в работах, связанных с синхронизацией гамма-всплесков.

E-mail: andrei.afanasiev@gmail.com

Литература

- 1. E. Waxman, J. Bahcall, Phys. Rev. Lett 78 (1997) 2292; P.
- 2. http://gcn.gsfc.nasa.gov/
- 3. J. A. Aguilar et al., Nucl. Instrum. Meth. A570 (2007) 107
- 4. U. F. Katz, Nucl. Instrum .Meth. A567 (2006) 457.
- 5. http://antares.sinp.msu.ru

НАБЛЮДЕНИЯ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА РОБОТ-ТЕЛЕСКОПАХ МАСТЕР

*Горбовской Е.С.

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

Создание роботизированных обсерваторий – одно из самых актуальных и быстро развивающихся направлений современной астрономии. Автоматизированные астрономические комплексы, обладающие широким полем зрения и способностью быстро наводиться в любую точку неба, незаменимы при поиске транзиентных феноменов на небе (гамма-всплесков, вспышек сверхновых и новых звезд и т.п.), когда невозможно заранее предугадать в какой момент и куда следует наводить телескоп.

Единственная в России и одна из крупнейших в мире сеть робот телескопов МАСТЕР представляет собой распределенную сеть обсерваторий, расположенных в 5то точках России от Благовещенска до Кисловодска (Благовещенск, п. Тунка (Бурятия), Кауровка (Свердловская обл), Москва и Кисловодск) и постоянно расширяется[1][2]. Так уже в ближайшем 2011 году в рамках проекта МАСТЕР будет построена новая обсерватория на Канарских островах (Испания),а на университетском спутнике «Михаило Ломоносов» в ноябре 2011г 2 широкопольные камеры запущены в космос.

Программное обеспечение каждого автоматизированного астрономического комплекса имеет свою специфику, определяемую решаемой задачей, т.е. не может быть универсальным. Тем более универсальные методы не работают в сверхшироких полях (используемых нами), где многие методы классической астрономии разбиваются о кривизну поля, количество обрабатываемой информации и пр.

В состав системы MACTEP входят 2 класса инструментов: широкопольные телескопы MACTEP (45-см. инструменты, с глубокой проницающей способностью и потоком данных ~ 20 Gb/ночь) и сверхширокопольных камер (~1 Tb/ночь). Принципы обработки изображений с данных инструментов в целом схожи, однако если исходная информация с первых может (и должна быть (по астрономическим причинам)) сохранена, со сверхширокопольных камер должна обрабатываться в режиме реального времени и не сохраняется. Стоит заметить что разработанные алгоритмы будут применяться для анализа данных с ШОК (широкопольная оптическая камера) в проекте университетского спутника «Михаило Ломоносов».

Результатами работы системы уже стали многократные (опубликовано более 130 GNC-циркуляров (см. список не реферируемых публикаций)) наблюдения гаммавсплесков, в том числе и первые в мире. С помощью камер сверхширокого поля с 2008г. были произведены синхронные наблюдения шести гамма-всплесков и получены важные верхние пределы. Недавно, с помощью новых телескопов в Кисловодске, удалось впервые в мире оценить оптическую поляризацию собственного излучения GRB091127 в первую минуту после всплеска; и в связи с на порядок возросшим, по сравнению с предыдущими годами, потенциалом системы, вскоре, критическая для многих теорий задача о поляризации собственного излучения гамма-всплесков будет решена. Так только за сентябрь 2010г. сетью МАСТЕР было произведено 4 наблюдения собственного излучения гамма-всплесков (почти четверть из всех имеющихся к настоящему времени наблюдений в миру). Важно, что для двух всплесков GRB100901A и GRB100906А было зарегистрировано оптическое излучение, показывающее существенное различие между ними. Особо важно, что для GRB100906A телескопом MACTEP в Тунке, впервые в мире, измерена поляризация собственного излучения!!! Физическая природа новых данных сейчас обсуждается и является предметом для новых исследований.

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции:

Также впервые в России системой МАСТЕР, при помощи авторских программ, были открыты сверхновые звезды (SN2005bv, 2005ee, ..., 2010iz и многие другие). Сейчас сверхновые звезды открываются ежемесячно. Более детально эти открытия и др. открытия описаны в статьях [1],[2] приложенных к данной работе. Как хорошо известно сверхновые звезды типа Іа являются "стандартными свечами", что активно используется в современной космологии для измерения расстояний во Вселенной, а так же исследования особенностей ее расширения.. На всех обсерваториях в рамках постоянного обзора звездного неба, начат мониторинг сверхновых звезд типа Іа. К настоящему моменту (окт. 2010г.) проведена многоцветная фотометрия ~80 сверхновых звезд типа Ia, которые используются для детектирования космической энергии вакуума (темной энергии).

Группой МАСТЕР было обнаружено уникальное явление - оптическая вспышка (повышение оптической светимости гамма-всплеска после начала монотонного его падения) у GRB060926 [6]. Замечательно, что благодаря синхронным наблюдениям рентгеновского телескопа Свифт и наблюдениям в белом свете системы МАСТЕР впервые в мире получен спектр излучения в диапазоне от 1 эВ до 1 кэВ. Спектр оказался единым степенным, характерным для синхротронного механизма. Нами была предложена новая теоретическая модель гамма-всплесков, в рамках которой получили естественное объяснения явления оптических и рентгеновских вспышек и прекурсоров, регистрируемые ранее у других всплесков. (Недавно зарегистрированные GRB100901A и GRB100906A, находятся в стадии обработки)

До сих пор, все существующие модели гамма-всплесков, самых мощных и загадочных явлений во вселенной, не рассматривали временное поведение "центральной машины" (т.е. объекта, коллапс которого и приводит к выделению гигантских энергий) и ее действие сводилось к минимуму – точечному, мгновенному взрыву. Однако космические и наземные наблюдения последних лет (в том числе и авторские) явно указывали на обратное. "Центральная машина" работает долго. Настоящая работ а – одна из первых попыток (и, надо сказать, очень удачная) детально, на основе простых физических принципов, без привлечения дополнительных гипотез, рассмотреть процесс коллапса ядра звезды в черную дыру и описать временное поведение "центральной машины". Входными параметрами теории являются - масса, момент вращения и магнитное поле коллапсара. Модель включает приближенное описание следующих эффектов: центробежную силу, релятивистские эффекты метрики Керра, давления ядерной материи, диссипацию вращательного момента из-за присутствия магнитных полей, уменьшение дипольного магнитного момента вследствие эффектов сжатия и эффектов ОТО (черная дыра не имеет волос), нейтринное охлаждение, замедление времени и эффекты гравитационного красного смещения. Модель позволяет описать временное поведение «центральной машины» и демонстрирует качественное разнообразие типов такого поведения в природе.

Развитая теория применяется к объяснению наблюдаемых особенностей гаммавсплесков всех типов. В частности, модель позволяет унифицировать явление прекурсоров, рентгеновских и оптических вспышек и появление плато на временах в несколько тысяч секунд. Кроме того, интерпретация феномена длинного рентгеновского плато, позволяет говорить о том, что космические рентгеновские телескопы на протяжении около тысячи секунд наблюдали излучение объекта с характерным размером меньше гравитационного радиуса. При этом время из-за эффектов ОТО замедляется в 13(!) раз[4]. Заметим, что это не противоречит теории относительности, так как для быстро вращающихся объектов горизонт событий деформируется и в пределе уменьшается в 2 раза. Таким образом, показано, что наблюдения гамма-всплесков могут послужить ключом для исследования черных дыр.

Наша модель так же предсказывает ряд сопутствующих явлений гаммавсплесков, которые могут наблюдаться и которые уже наблюдаются [5][6]. Например, множественность прекурсоров, с объяснением которых в более ранних моделях возникали сложности.

Данная работы выполнена в рамках ПНР 3.12 и поддержана фондом «Династия» E-mail: gorbovskoy@sai.msu.ru

Литература

- 1. Gorbovskoy E, Ivanov K, Lipunov V, et al "Transient detections and other real-time data processing from wide-field chambers MASTER-VWF", *Advances in Astronomy*, vol. 2010, Article ID 917584, 17 pages, 2010. doi:10.1155/2010/917584
- 2. В.М.Липунов, В.Г.Корнилов, Е.С.Горбовской, и др. "Оптические наблюдения гамма-всплесков, открытие сверхновых звезд 2005bv, 2005ее, 2006ak и поиск транзиентов на телескопе-роботе МАСТЕР" Астрономический журнал, 2007, т.84, N12
- 3. Lipunov, V.; Gorbovskoy, E. «An Extra Long X-Ray Plateau in a Gamma-Ray Burst and the Spinar Paradigm» Astrophisical Journal Letters 2007, ApJ...665L..97L
- В.М.Липунов, В.Г.Корнилов, Е.С.Горбовской, и др." Открытие оптической вспышки гамма-всплеска GRB060926 телескопом-роботом MACTEP: возможное образование предельно-вращающейся черной дыры." Письма в "Астрономический журнал", 2008, 34(3), 167
- Lipunov, V. M.; Gorbovskoy, E. S. "Spinar paradigm and the central engine of gamma-ray bursts" Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2008, V.383(4), 1397.

РСДБ-НАБЛЮДЕНИЯ СПУТНИКОВ ГЛОНАСС

Дуев Д.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, Объединенный Европейский Институт РСДБ (JIVE), Двингелоо, Нидерланды

Российская глобальная навигационная спутниковая система (ГНСС) ГЛОНАСС, как и другие ГНСС, используется для определения координат пунктов или движущихся объектов на Земле и в ближнем космосе с различными целями и точностью.

Координаты ГНСС привязаны к Международной Земной системе отсчета (ЗСО) ITRF. С другой стороны, Международная Небесная система отсчета (НСО) ICRF определяется радиоинтерферометрическими наблюдениями со сверхдлинными базами (РСДБ) наиболее удаленных источников естественного радиоизлучения. Для наилучшей привязки динамической ЗСО ITRF к кинематической НСО ICRF необходимо проводить наблюдения спутников ГНСС с помощью РСДБ-телескопов, применяя при этом те же методы обработки, что используются для естественных радиоисточников, относительно которых будет получено положение спутников ГНСС.

В РСДБ-наблюдениях космических аппаратов (КА) вообще и спутников ГНСС в частности измеряется частота или фаза сигнала, принятого на каждой станции РСДБсети. Топоцентрические измерения частоты/фазы сигнала КА с разных станций приводятся к общему фазовому центру, обычно – геоцентру. При этом используются предвычисленные геоцентрические РСДБ задержки сигнала КА, являющегося источником в ближнем поле:

$$\varphi_g = \varphi_g(t_s - \tau_s), \qquad f_g = \dot{\varphi}_g = \dot{\varphi}_s(t_s - \tau_s) \cdot (1 - \dot{\tau}_s) = f_s(t_s - \tau_s) \cdot (1 - \dot{\tau}_s);$$

где φ_s и f_s – измеренные величины фазы/частоты, τ_s и $\dot{\tau}_s$ – геоцентрическая задержка для станции *s* и её производная. Геометрическая часть задержки вычисляется по модели Секидо-Фукушимы [2] для радиоисточника в ближнем поле. Помимо геометрической

части задержки учитывается также вклад тропосферы, ионосферы, межпланетной среды (данные фазовой калибровки), сдвиг и дрейф шкал часов на станциях.

Далее, относительно выбранной «опорной» станции вычисляются дифференциальные фазы/частоты ($\Delta \varphi$ или Δf). Отметим, что, если доступны измерения только частоты, дифференциальную фазу $\Delta \varphi$ можно получить, просто проинтегрировав Δf по временному интервалу наблюдений.

Наконец, полученные дифференциальные фазы или частоты используются при МНК-оценивании интересующих параметров (коими могут быть, например, поправки к координатам станции или космического аппарата) в качестве невязок.

На данный момент проведено несколько тестовых РСДБ-наблюдений спутников ГНСС в геодезическом режиме с использованием двух телескопов, 26.5-метрового в Онсале, Швеция, и 32-метрового в Медичине, Италия [3]. Обе станции оборудованы Lполосными приёмниками. Наиболее успешные на данный момент наблюдения проведены 16.08.2010. Наблюдались спутники ГЛОНАСС PR21, с 12.45 UT (Всемирного времени) до 13.00 UT, и PR13, с 13.30 до 13.45 UT. Использовалась стандартная система сбора РСДБ данных Mark5A, ширина полосы – 16 МГц. Тестовая кросс-корреляция сигнала спутника, одновременно записанного на двух станциях, проведенная с помощью программного коррелятора DiFX [1], дала очень хорошую интерференционную картину. Первичное детектирование несущей и тонов сигнала спутника было проведено с использованием программного спектрометра высокого разрешения (SWSpec) [4], разработанного в Обсерватории Метсахови, Финляндия и Объединенном Европейском Институте РСДБ (JIVE, Нидерланды) в рамках проекта PRIDE (Planetary Radio Interferometry and Doppler Experiment). Для дальнейшей обработки, а именно для остановки фазы сигнала и узкополосной фильтрации тонов и их экстракции, использовался программный комплекс SCTracker (spacecraft tone tracking software) [4]. Шум продетектированной частоты, получающийся на выходе, находится на уровне нескольких мГц на 1 секунде. Результаты узкополосной обработки сигнала анализировались в JIVE с помощью специально разработанного программного пакета согласно алгоритму, кратко описанному выше.

На рисунке 1 слева представлена дифференциальная частота сигнала спутника ГЛОНАСС PR21, наблюдения на базе Онсала – Медичина. Близость к нулю линейного тренда и отсутствие у него наклона говорят о том, что измеренные на разных станциях частоты сигнала с очень высокой точностью приведены к одному фазовому центру, что, в свою очередь, характеризует качество и правильность модели вычисления задержки. По этой дифференциальной частоте восстанавливается дифференциальная фаза сигнала, по которой считаются поправки к положению спутника, которые представлены на том же рисунке справа. Сильная корреляция между поправками к координатам обусловлена тем, что наблюдения велись лишь на одной базе.



Рис. 1. Слева – дифференциальная частота несущей сигнала спутника ГЛОНАСС PR21; справа – поправки к положению спутника в системе ITRF

Работа показывает достижимость целей, ставящихся перед РСДБ-наблюдениями спутников ГНСС. Двухчастотные наблюдения (GPS L2 и L1 или ГЛОНАСС G2 и G1) позволят использовать задержки для вычисления ионосферной коррекции. Увеличение

количества участвующих в наблюдениях телескопов, длинны баз и продолжительности наблюдений, позволит в ближайшем будущем существенно улучшить точности эфемерид ГНСС с нынешних 5 см, по крайней мере, в несколько раз.

Автор выражает огромную благодарность V. Tornatore и R. Нааз за предоставление сырых данных, S. Casey, G. Molera Calves и C. В. Погребенко за первичную обработку наблюдений, а также персоналу участвовавших в наблюдениях телескопов.

E-mail: duev@physics.msu.ru

Литература

- 1. Deller A. T., Tingay M., Bailes M., West C. DiFX: A Software correlator for very Long Baseline Interferometry using Multiprocessor Computing Environments. The Astr. Soc. of the Pacific, 119: 318–336, 2007.
- 2. Sekido M., Fukushima T. A VLBI Model for a Radio Source at Finite Distance. *J. Geod.*, 80, 137–149, 2006.
- Tornatore V., Haas R., Maccaferri G., Casey S., Pogrebenko S.V., Molera Calves G., Duev D. Tracking of GLONASS satellites by VLBI radio telescopes. // In TTC 2010, 5th ESA International Workshop on Tracking, Telemetry and Command Systems for Space Applications, ESA-ESTEC, 21 – 23 September 2010.
- 4. Wagner J., Molera G., Pogrebenko S.V. Metsähovi Software Spectrometer and Spacecraft Tracking tools, software release, GNU GPL. http://www.metsahovi.fi/en/vlbi/spec/index, 2009-2011.

РАНГОВЫЙ АНАЛИЗ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМ И ОЦЕНКА ИХ РАЗНООБРАЗИЯ

Дятлова М.В., Хайбуллов Р.А.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

Картина мира, основанная на теории глобального эволюционизма характеризуется переходом к изучению этого мира, опираясь на целостные образования – ценозы различной природы. Однако, астрономическая картина мира как часть единой научной картины мира не разработана с точки зрения ценологической теории.

К настоящему времени теория рангового анализа наиболее разработана для технических систем (техноценозов). Как оказалось, устойчивость и стабильность других систем – экономических, лингвистических, биологических, социальных также определяется выполнимостью закона рангового распределения (PP), то есть соответствием *H*-распределению Ципфа [www.kudrinbi.ru, 1 и др.]:

$$W = A / r^{\beta}$$
 (1)

где W- ранжируемый параметр; r – ранговый номер объекта; A – максимальное значение параметра объекта с рангом r=1, т.е. в первой точке (или коэффициент аппроксимации); β – ранговый коэффициент, характеризующий степень крутизны гиперболы.

Элементы астросистем связаны силами гравитации, а количество особей астросистемы, в отличие от техноценоза, может быть небольшим. Поэтому необходима проверка астрономических систем на «ценозность». В наших работах рассмотрены параметрические и рангово-видовые распределения объектов ряда астрономических систем (галактики, планеты, спутники планет и пр.) и сделан вывод о соответствии этих PP уравнению, отражающему классический закон PP (1). Полученные результаты позволяют рассматривать современную астрономическую картину мира с ценологических позиций. На рис. 1 а, б представлен пример параметрического PP ближайших галактик по массам (б—спрямлённая зависимость в двойном логарифмическом масштабе)



Рис.1. РР масс ближайших галактик (A=1002<u>+</u>16; β=1,600<u>+</u>0,045): а) график W(r); б) график ln W= f(ln r).

В работах Б.И. Кудрина и его школы (<u>www.kudrinbi.ru</u>; <u>www.gurinarv.ru</u>) показано, что разнообразие объектов любой системы отражает гиперболический закон рангового распределения (ЗРР). У. Эшби сформулировал закон необходимости разнообразия систем. Математическим выражением принципа разнообразия Эшби является ЗРР. Как количественно сравнить разнообразие ранговых систем? Самым распространённым является метод, основанный на методе оценки сложности информационных систем Шеннона по известной формуле [2]:

$$H = -\sum_{i=1}^{n} p_i \cdot \log_2 p_i$$
⁽²⁾

где H – коэффициент Шеннона, n – количество видов в системе, $p_i = W / W_o$ – доля элементов данного (i–го) вида в общем количестве элементов или вероятность обнаружения объекта данного вида. При этом H=0 при p=1 (рис.2, прямая 1, если в системе имеется только один вид, разнообразие отсутствует).



Для трёх строго упорядоченных систем из одинакового количества элементов и 10 видов (рис.2), в которых ранговое распределение количественного видового состава (в долях) рі представляют: прямую, параллельную оси ординат – график 2 (вероятности обнаружения всех элементов системы одинакова, разнообразие максимально); линейно убывающую зависимость – 3, и идеальную гиперболу – 4 индексы Шеннона равны соответственно 3.32; 3.10; 2, 88. Т.е. чем круче ранговое убывание видовых составов в системе, тем меньше Н.

Как связан индекс Шеннона с ранговым коэффициентом β ? Из множества построенных нами астрофизических и геофизических распределений [2 и др.] по данным различных справочников были выбраны 10 рангово-видовых распределений, для каждого из них получены значения β и рассчитан показатель Шеннона. По результатам построен эмпирический график зависимости β (H) и аппроксимирован гиперболической зависимостью β = Ho/ H^{α}, где α = 0,83 (рис.3). Доверительный интервал значений β – 0,95. Разнообразие систем также можно сравнивать по значению относительного коэффициента Шеннона H/H_o, не зависящем от числа элементов данной системы, где H_o – его максимальное значение (например, для 10 видов H_o =3,1; график 2, рис.2).

Выводы: 1. Закон рангового параметрического и рангово-видового РР применим к процессам вселенского масштаба.

2. Получено соответствие реальных и теоретических зависимостей параметрических и рангово-видовых *H*-распределений астрономических объектов нашей галактики, подтверждающее, что наша галактика является ценозом. Ранговое распределение в астрономических системах следует рассматривать как системное свойство.

3. Закон разнообразия Эшби дополнен количественным содержанием и принял математическую оболочку в виде закона РР. Коэффициент β в законе РР приобрел новый смысл – он связан с индексом Шенона обратной зависимостью и отражает степень разнообразия системы: чем больше β, тем меньше разнообразие системы.

E–*mail: marinka8d*@*mail.ru*

Литература

1. Кудрин Б.И. Техногенная самоорганизация. Для технариев электрики и философов. Вып. 25. «Ценологические исследования». –М.: Центр системных исследований, 2004. – 248 с.

2. Шеннон К.Е. Бандвагон. Работы по теории информации и кибернетике, М., 1963.

3. Гурина Р.В., Валежанина Е.В., Дятлова М.В. Ранговое распределение как системное свойство физических ценозов //Актуальные проблемы современной науки и образования: Материалы Всероссийской научно-практической конференции с международным участием г. Ульяновск, УлГУ, 15-16 сентября 2010 г. – Ульяновск: УлГУ, 2010. С.33-36.

РАЗВИТИЕ МОДЕЛЕЙ ПЕРЕНОСА В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ. МЕТОД НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

Зубарев С.Н.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Общий тепловой баланс планеты включает несколько составляющих, где значительную роль в формировании атмосферной циркуляции и парникового эффекта играют процессы радиационного фазового переноса тепла в системе «атмосфера – земная поверхность» [2].

Комплексное исследование теплофизических характеристик климатической системы в целом и атмосферы в частности с использованием современных технических средств и методов, включая спутниковое зондирование, является актуальной задачей.

Термическое зондирование атмосферы из космоса с высоким спектральным разрешением может дать большое количество информации об атмосфере. Измерения, которые могут быть сделаны на одном из современных спутниковых спектрометров, таких как IMG, AIRS, TES, IASI характеризуются огромным числом спектральных каналов (10^{5}) и высокой скоростью передачи данных (10^{6} kbps). В результате возникает проблема обработки больших объемов данных в режиме реального времени.

Нейронные сети являются универсальными аппроксиматорами и с успехом применяются в различных областях деятельности [3, 4]. Нейронная сеть является примером нелинейной регрессии и предоставляет возможность решать обратную задачу определения параметров атмосферы из спектров высокого разрешения, наблюдаемых из космоса. В качестве приложения решается задача определения вертикального профиля метана в атмосфере из ее ИК спектров пропускания.

Для тренировки и тестирования нейронной сети используется набор экспериментальных профилей температуры. Проверка натренированной нейронной сети на тестовом наборе данных (не участвующем в тренировке) показала достаточно высокую точность.

Метод нейронных сетей позволяет решать обратную задачу определения параметров атмосферы (вертикальные профили температуры и концентрации парниковых газов) из ее инфракрасных спектров высокого разрешения в реальном режиме времени с точностью, сравнимой с другими методами.

Преимущество нейросетевого подхода заключается в том, что он позволяет воспроизводить сложные нелинейные зависимости и выполнять прогноз на любое число шагов.

Для успешного применения спектроскопических методов при изучении атмосферы Земли, погоды и климата необходима достаточно полная спектроскопическая информация о молекулярных составляющих атмосферы. В качестве такого источника была использована база данных молекулярных спектров высокого разрешения HITRAN [1].

Анализ данных с помощью нейронных сетей осуществлялся при помощи модуля Statistica Neural Networks (SNN) пакета STATISTICA 7.0.

E-mail: <u>Sergey.cl@gmail.com</u>

Литература

- 1. Грибанов, К.Г. Пакет программ FIRE-ARMS и его применение в задачах пассивного ИК-зондирования атмосферы / К.Г. Грибанов, В.И. Захаров, С.А. Ташкун // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. №4. С. 372-378.
- 2. Матвеев, Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли / Л.Т. Матвеев. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 296 с.
- Chedin, A., S. Serrar, N.A. Scott, C. Crevoisier, and R. Armante (2003), First global measurement of midropospheric CO₂ from NOAA polar satellites: Tropical zone, JDR, 108(D18), 4581, doi: 10.1029/2003JD003439
- 4. Cheurnside, J.H., Stermitz, T.A., Shroeder, J.A., 1994. Temperature profiling with neural network inversion of microwave radiometer data. J. Atmos. Oceanic Tehnol. 11 (1), 105-109.

ВОЗРАСТАНИЯ ПОТОКОВ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ИХ ЛОКАЛИЗАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНО ГРАНИЦ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА.

**Караваев М.В.

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

Внешний электронный пояс испытывает значительные вариации даже во время слабых геомагнитных возмущений. Особенно подвержена изменениям полярная граница внешнего радиационного пояса. В данной работе производится сопоставление данных спутников Метеор-М №1 и Коронас-Фотон с целью выяснения локализации относительно аврорального овала квазистациоарных (наблюдающихся в течении нескольких часов) возрастаний потоков энергичных электронов (с энергиями 200-1000 кэВ) на полярных границах внешнего электронного радиационного пояса. По данным ИСЗ Коронас-Фотон выделены случаи многократного наблюдения таких высыпаний на нескольких последовательных витках орбиты. С использованием данных почти одновременных наблюдений низкоэнергичных (0.3-16КэВ) электронов на ИСЗ Метеор-М №1 показано, что возрастания потоков энергичных электронов к полюсу от внешней границы внешнего радиационного пояса локализованы на широтах аврорального овала, т.е. в области повышенной турбулентности в широком диапазоне частот и масштабов, в которой возможно возникновение турбулентного ускорения. Обсуждена возможность

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

формирований квазистационарных возрастаний в локальных ловушках магнитного поля. Для получения вышеуказанных результатов был разработан комплекс программ для обработки, анализа и сопоставления данных экспериментов Коронас-Фотон и Метеор-М №1.

E-mail: michael23j@mail.ru

ОЦЕНКА АКТИВНОСТИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ НА СОЛНЦЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ МУЛЬТИФРАКТАЛЬНОГО АНАЛИЗА ДИНАМИКИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Козловский А.Л.

Евразийский национальный университет им. Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

Для выполнения данной работы использовался материал с данных следующих ресурсов: Solar Influences Data Center (Бельгия), обсерватория ТЕСИС (Россия), Institute of Solar-Terrestrial Physics (Россия). Все снимки рассортировывались на несколько групп: снимки фотосферы в видимом свете, полученные инструментом HMI на борту спутника SDO, снимки хромосферы, полученные в линии водорода H_(альфа) (6563 Å) в Kanzelhoehe Solar Observatory (Австрия), снимки магнитного поля Солнца, полученные инструментом HMI на борту спутника SDO, снимки отдельных групп пятен в видимом свете. Количество обрабатываемых снимков составило 150. Все снимки относятся к 23-ему солнечному циклу.

В дальнейшем снимки обрабатывались при помощи программы для мультифрактального анализа. С помощью данной программы получали 3 коэффициента: D0 фрактальная размерность, содержит всю информацию о структуре, отражает изменения структуры, D1 – информационная размерность, пропорциональная энтропии S(r), определенная Шенноном, как мера количества знания о системе. Чем больше энтропия, тем меньше информации доступно о структуре, и тем хаотичнее ее распределение в пространстве. D2 – корреляционная размерность, определяет величину корреляционной функции I(r), которая показывает вероятность обнаружить два элемента структуры в одном пространственном промежутке.

В дальнейшем строились графики следующих зависимостей: 1. Зависимость D0, D1, D2 от количества пятен для данной даты с 1992 года по 2010 год. 2. Зависимость D0, D1, D2 от площади пятен, измеряемой в млн. долях солнечного диска. В ходе анализа графиков сделаны выводы: в период с 2001 по 2004 годы (период солнечной активности) наблюдаются совпадения максимумов и минимумов при рассмотрении зависимости D2 от количества пятен, и антикорреляция данных при рассмотрении зависимости D2 от площади пятен. То есть, можно сказать что, чем больше площадь пятна, тем меньше корреляционная размерность, и наоборот. Для фрактальной размерности и информационной размерности результаты получаются схожие, но корреляции слабо выражены.

При рассмотрении графика зависимости D2 от количества пятен получен следующий результат. Выделяются две области: первая объединяет период с 1992 по 2003гг, соответствующий нарастанию солнечной активности, корреляционная размерность в данный период превышает 1, и вторая область в период с 2003 по 2007гг, соответствующий убыванию солнечной активности, в которой корреляционная размерность меньше 1. По данным результатам видна связь между количеством пятен и D2, чем больше количество пятен, тем больше корреляционная размерность и наоборот.

E-mail: artem88sddt@mail.ru

Литература

1. Божокин С.В., Паршин Д.А. Фракталы и мультифракталы. Москва. Ижевск .2001

- 2. SSRT Web server. Institute of Solar-Terrestrial Physics. Siberian Solar Radio Telescope
- 3. StarLab первый всероссийский астрономический портал
- 4. www.tesis.lebedev.ru

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ АНТЕННЫ СИСТЕМЫ "GLOBALSTAR" ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ АЛЕРТОВ О ГАММА-ВСПЫШКАХ С КА "ЛОМОНОСОВ"

Краснов А.С.

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

Существует множество систем спутниковой связи. Перечислим некоторые из них: Iridium, GlobalStar, Thuraya, Intelsat, ICO и т.д.

Рассмотрим основные характеристики некоторых из них:

1. Система спутниковой связи Iridium имеет в своем распоряжении 66 спутников на 11 разных орбитах с наклонением 86°. Спутники находятся на высоте около 780 км над поверхностью Земли. Благодаря такой конфигурации, спутники этой системы доступны для связи в любой точке планеты. Iridium использует следующие диапазоны частот: 1616-1625,5 МГц; 19,6 ГГц; 23,18-23,38; 29,1-29,3ГГц.

2. Система спутниковой связи Thuraya использует всего 3 спутника, которые находятся на геостационарных орбитах, то есть висят почти неподвижно над определенной точкой на экваторе. Один спутник находятся над Малайзией, а остальные над Кенией и Сомали. Данная система не является глобальной, так как имеет ограниченную зону покрытия. Связь ухуджается с удалением от экватора. Диапазоны частот: 1525-1559 МГц; 1626,5-1660,5 МГц; 3400-3625 МГц; 6425-6725 МГц;

3. Орбитальная группировка спутников системы GlobalStar состоит из 48 основных и 4 резервных аппаратов, находящихся на высоте около 1400 метров над поверхностью Земли. Орбита спутников имеет наклонение 52°. Эта система связи также не является глобальной. Она не покрывает полярные области планеты и некоторые регионы Азии и Африки. Используемые диапазоны частот: 1610-1626,5 МГц; 2483,5-2500 МГц; 5091-5250 МГц; 6875-7055 МГц.

Теперь подробнее рассмотрим вопрос, связанный с выбором, во-первых, спутниковой системы связи; и во-вторых, оптимальной антенны для связи КА "Ломоносов" с системой.

1. Космический аппарат "Ломоносов" будет запущен в ноябре 2011 года. Он будет располагаться на солнечно-синхронной орбите на высоте около 550 км. Для связи со спутником будет использоваться система GlobalStar.

Выбор системы GlobalStar не случаен. Эта система удовлетворяет ряду параметров: во-первых, удобство связи (ни к чему использовать узконаправленные антенны, а значит и оринтировать их); во-вторых, удобство расположения орбит спутников по высоте (к примеру, если бы была выбрана система Iridium, то были бы сложности с использованием наземного оборудования для связи с системой); в-третьих, оборудование, используемое для связи с системой GlobalStar стоит гораздо дешевле,

2. В связи с выбором системы GlobalStar возникает ряд ообенностей, которые нужно учесть. Во-первых, КА "Ломоносов" будет работать и на полюсах тоже. Поэтому необходимо выбрать оптимальное направление, в котором следует установить антенну спутника. К примеру, очевидно, что не разумно направлять антенну "вверх", потому что при прохождении полюсов планеты связь со спутником будет теряться. Во-вторых, нужно подобрать антенну системы GlobalStar таким образом, чтобы учесть то, что максимальное расстояние между спутником "Ломоносов" и ближайшими спутниками системы GlobalStar будет около 7000 километров. (К сведению, максимальное расстояние между спутниками системы GlobalStar и терминалом, который находится на Земле не превышает 4500 километров.) Т.е. сигнал со спутника будет намного слабее.

Оптимальная антенна будет выбрана на основе технических данных об антеннах GlobalStar.

E-mail: lehin146@rambler.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ПИТЧ-УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ПОСЛЕДНЕМ СОБЫТИИ GLE ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ УСТАНОВОК

Кураева А.С., Яковлева Е.И., Кузовкова А.Ю., Астапов И.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия

Бурное развитие спутниковой инфраструктуры, расширение исследовательских космических программ требует корректного учета влияния солнечной активности на функционирование технологических систем и на здоровье космонавтов. Одним из важнейших факторов подобного воздействия является корпускулярное солнечное излучение (солнечные протонные события), в том числе и солнечные космические лучи (СКЛ), образующееся во время солнечных вспышек [1]. Исследования характеристик потока таких частиц дают возможность изучать физические процессы их генерации и ускорения, происходящие в активной зоне вспышки. Потоки протонов высоких энергий (> 10 МэВ) приводят к резкому возрастанию радиационного фона в околоземном пространстве и несут значительную опасность для космических аппаратов и космонавтов. Характерный диапазон энергий СКЛ лежит от нескольких МэВ до единиц ГэВ, но в наиболее мощных вспышках наблюдались солнечные протоны более высоких энергий вплоть до 30-40 ГэВ. Причем, СКЛ высоких энергий могут служить предвестниками радиационной опасности в околоземном пространстве, вызванной интенсивным потоком СКЛ более низких энергий [2-4], поскольку их скорость практически равна скорости света, и они долетают до Земли первыми. Кроме этого, излучение вспышек может привести к мощным магнитным бурям, негативно влияющим на функционирование высокоточных технологических систем на Земле. Таким образом, актуальность изучения высокоэнергичных частиц от Солнца определяется таким огромным и негативным влиянием солнечных вспышек, как на околоземное пространство, так и непосредственно на Землю.

Солнечные космические лучи высоких энергий представляют собой релятивистские солнечные протоны и ядра более тяжелых частиц. Они регистрируются в достаточно редких событиях после наиболее мощных вспышек на Солнце, во время которых происходит резкое повышение темпа счета наземных детекторов. Это так называемые события GLE (Ground Level Enhancements – повышение интенсивности на поверхности Земли), возрастание интенсивности вторичных космических лучей из-за наиболее мощных высокоэнергетичных вспышек на Солнце. Регистрация событий GLE, достаточно редкое явление – всего 70 событий начиная с 1942 года. Такие события несут ценную информацию о СКЛ высоких энергий, дают возможность анализировать спектр первичных протонов в этих событиях. Регистрация этих событий на поверхности Земли в основном реализуется с помощью сети нейтронных мониторов, мюонных годоскопов и телескопов.

Данная работа посвящена методике восстановления питч-углового распределения частиц по данным сети нейтронных мониторов [5] и мюонного годоскопа УРАГАН [6] для последнего на данный момент события GLE № 70, которое произошло 13 декабря 2006 года. Отличительной особенностью мюонного годоскопа УРАГАН от других наземных установок является его возможность регистрировать поток мюонов одновременно со всех направлений небесной полусферы. Поэтому отдельные зенитно-угловые интервалы мюонного годоскопа УРАГАН могут быть использованы независимо в качестве отдельных детекторов. Метод расчета питч-углового распределения в данной работе разработан с учетом этой особенности.

Каждая наземная установка имеет свой конус приема, при попадании в который частицы регистрируются этим детектором. Расчет питч-углов дает возможность сопоставить конус приема установки и угол прилета первичных частиц. В расчетах используются данные нейтронных мониторов, стабильно работавших во время события GLE №70, и мюонного годоскопа УРАГАН. Математически косинус питч-угла определяется скалярным произведением векторов магнитной силовой линии и асимптотического направления прилета частицы. При расчете вектора магнитной силовой линии используются данные спутника ACE [7] по магнитному полю. В данной работе вектор магнитной силовой линии рассчитывается за 6 часов до максимального возрастания в темпе счета наземных установок.

Угловое распределение потока частиц, регистрируемых наземной установкой, позволяет получить качественную картину об угловом распределении потока первичных протонов космических лучей в околоземном пространстве. Для сопоставления этих распределения с угловым распределением первичных протонов космических лучей проводится расчет асимптотических направлений. Для этого необходимо знать энергию и направление регистрируемой частицы в детекторе, и энергию протона в зоне генерации. Решение обратной задачи сводится к нахождению асимптотического приближения с помощью построения обратной траектории движения частиц (мюона от детектора до зоны генерации и протона от зоны генерации до границы магнитосферы Земли) [8]. Расчет асимптотических направлений ведется на основании модели атмосферы NRLMSISE-00 [9] и двух моделей магнитного поля Земли Н.А. Цыганенко: TS04 [10] и GEOPACK-2005 [11]. Сравнение результатов расчета асимптотических направлений по предложенному методу в данной работе показало довольно хорошее согласие с работой [12].

Полученные результаты показали, что для мюонного годоскопа УРАГАН разброс значений питч-углов в исследуемом событии GLE в среднем составляет около 45°, это значение гораздо меньше, чем у многих нейтронных мониторов. Данный результат говорит о том, что установка УРАГАН «смотрела» на поток вторичных частиц от солнечных протонов вспышки 13 декабря 2006 года. Сделанные расчеты используются для анализа спектра СКЛ в событии GLE № 70.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД в рамках ведущей научной школы (НШ-5712.2010.2) при поддержке Министерства образования и науки (ФЦП «Кадры»).

E-mail: EIYakovleva@mephi.ru

Литература

- 1. Модель космоса: Науч.-инф. издание. Под ред. М.И. Панасюка // М: КДУ. 1. 2007. с. 272
- 2. M.I. Panasyuk. In: Space storms and space weather hazard. Ed. by I.A. Daglis. // Kluwer Acad. Publ., 2001. c. 251.
- Н.В. Кузнецов, М.И. Панасюк. Вопросы атомной науки и техники. // Сер. Физика радиацион. воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, вып. 1-2. 2001. с. 3.
- 4. R.A. Nymmik. // Adv. Space Res., 21. 1998. 1689 c.
- 5. База данных сети нейтронных мониторов. http://cr0.izmiran.rssi.ru/common/links.htm.
- 6. Н.С. Барбашина и др. // ПТЭ, № 2, 2008. с. 26.
- 7. http://www.swpc.noaa.gov/ftpmenu/lists/ace2.html.
- 8. В.В. Шутенко и др. Изв. РАН, Сер. физ., 2009. т. 73. №3. с. 364.
- 9. http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/nrlmsise00.html.
- 10. http://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/modeling.html.
- 11. http://modelweb.gsfc.nasa.gov/magnetos/data-based/Geopack_2005.html.
- 12. Диссертационная работа на соискание ученой степени кандидата физикоматематических наук Ю.В. Балабина, 2008.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОТКЛИКА ЭМУЛЬСИОННОГО БЛОКА И МИКРОСКОПА НА ПРОЦЕДУРУ ПОИСКА ТРЕКОВ

Левашев Д.К.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический ф-т, Москва, Россия

Эмульсионные пленки уже долгое время используются в физике высоких энергий для непосредственного определения направления и энергии заряженной частицы. Существуют эксперименты, в которых эмульсия является основным источником информации. Одним из таких экспериментов является эксперимент OPERA, нацеленного на поиск осцилляций нейтрино $V_{\mu} \rightarrow V_{\tau}$ [4]. В этом эксперименте общая площадь эмульсионных пленок достигает 176000 m^2 .

Данная работа посвящена моделированию отклика как эмульсии на заряженную частицу, так и отклика сканирующего комплекса – активные частицы современных эмульсий настолько малы, что за счет дифракции микроскоп «видит» некое размытое пятно. Стоит отметить, что за основу были взяты эмульсионные пленки эксперимента OPERA.

Эмульсионная пластинка состоит из двух слоев эмульсии, толщиной по 44 мкм и пластикового основания толщиной 205 мкм и расположенного между слоями эмульсии. Каждый эмульсионный слой заполнен активными зернами (фактор заполнения объема 0.3). При прохождении трека заряженной частицы вблизи зерна вероятность его «засветки» равна 0.17. Диаметры зерен распределены по нормальному закону со средним 0.2 мкм и дисперсией 0.05 мкм[2].

Для работы была использована база данных, полученная в результате моделирования взаимодействия первичных нейтрино с помощью пакета программ Neugen3.5.5 [3]. Т.к. ресурсов компьютера не хватает для модели всей пластины, каждый участок трека окружался слоем радиуса 1мкм. В этот цилиндр случайным образом распределялись зерна эмульсии. Затем часть зерен была засвечена – эффект вуали[4]. После этого засвечивались зерна, пересекающиеся с треками. Все засвеченные зерна подвергались размытию, в соответствии с дифракцией[1]. Полученные данные были занесены в новую базу, содержащую координаты и видимый размер каждого засвеченного зерна. В конце концов, по полученным данным была проделана процедура восстановления направления трека, и вычислена ошибка в определении направления.

E-mail: <u>dimacreet@mail.ru</u>

Литература

1. М. Борн, Е. Вольф. Основы оптики//НАУКА 1973, с 237-240

2. N. Agafonova *et all*. The detection of neutrino interactions in the emulsion/lead target of the OPERA experiment // JINST 4 P06020. 2009. C.21.

3. Gallagher, H.// Nucl. Phys. Proc. Suppl. B. 2002. V. 112. P. 188

4. <u>http://operaweb.lngs.infn.it/?lang=en</u> (Официальный сайт проекта OPERA)

ТЕСТИРОВАНИЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ МИКРОСХЕМЫ ДЛЯ СЧИТЫВАНИЯ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ "НУКЛОН"

Лобанов А.А.

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

Спутниковый эксперимент НУКЛОН направлен на измерение энергетических спектров и зарядового состава космических лучей (КЛ) в области энергий 1-1000 ТэВ, (непосредственно) примыкающей к "колену" в спектре галактических КЛ (ГКЛ) [1].

В состав научной аппаратуры входят блок измерения заряда, блок измерения энергии (калориметр) и блок выработки быстрого триггера. В калориметре используются кремниевые детекторы, считывание и предварительная обработка сигнала с которых производится с помощью специализированной интегральной микросхемы (СИМС) с зарядочувствительным усилителем. Ввиду высокой множественности событий в заднем слое калориметра не представлялось возможным использование текущих СИМС из-за их маленького динамического диапазона [2].

СИМС Нуклон является первой отечественной разработкой 32-х канальной интегральной микросхемы для считывания и предварительной обработки информации с полупроводниковых детекторов научной аппаратуры Нуклон. Микросхема Нуклон выполнена по передовым КМОП технологиям, особенностью микросхемы является большой динамический диапазон входных сигналов до 120 пКл [3,4], поэтому задача тестирования данной микросхемы не является тривиальной. Дополнительно к тестированию СИМС Нуклон необходимо установить оптимальные настройки рабочего режима и параметры схемы подключения микросхемы к детектору [5].

Для проведения комплексного тестирования был создан универсальный стенд тестирования СИМС, моделирующий сигналы, имитирующие отклик детектора. Автоматизация измерений стенда позволила увеличить точность и скорость получения данных по сравнению с обычно используемым ручным методом.

Результаты комплексного тестирования СИМС Нуклон (чипа):

- выявлена работоспособность чипа в соответствии с техническим заданием
- после оптимизации были выбраны параметры схемы включения СИМС Нуклон
- получен динамический диапазон в 120 пКл, соответствующий свыше 30 000 МІР (1 МІР = 3,6фКл) (рис.1)
- исследован режим самокалибровки чипа
- установлены шумовые характеристики отдельных каналов чипа
- измеренное потребление чипа оказалось ниже требуемого по T/3

Исходя из результатов тестирования сделан вывод, что текущая версия СИМС Нуклон удовлетворяет Т/З и пригодна для использования в научной аппаратуре КА.



Рисунок 1. Измеренная передаточная характеристика с указанием линейных участков

E-mail: aa.lobanov@physics.msu.ru

Литература

- 1. Плотникова Е.М. Исследование спектра первичных космических лучей в эксперименте «НУКЛОН», 2006
- Va32HDR14. Описание прототипной интегральной микросхемы Va32HDR14.2, DATA sheet. Documentation V1R1, Материалы компании Gamma Medica-IDEAS, 2005.

- Аткин Э.В., Воронин А.Г. Техническое задание №85/6 на разработку многоканальной специализированной интегральной микросхемы считывающей электроники ледера СИЭ БРА НА НУКЛОН, 2006
- 4. Воронин А.Г., Подорожный Д.М. и др. Тестирование прототипа зарядовой системы установки НУКЛОН. ПТЭ, 2007, №2.
- 5. Специализированная интегральная микросхема для считывания и предварительной обработки информации с полупроводниковых детекторов научной аппаратуры "Нуклон", СИМС 32-2.0с, 2009

ПРЕДЛОЖЕНИЕ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОНИКАЮЩЕЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В МЕЖДУНАРОДНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ "ПАМИР-ЧАКАЛТАЯ"

Матвеев С.Ю.

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия

В 2008 г. Правительствами Российской Федерации и Республики Таджикистан был учрежден Международный научно-исследовательский центр "Памир-Чакалтая" (МНИЦ Памир-Чакалтая) [1]. Основная цель создания Центра - проведение совместных ядерно- и астрофизических исследований космических лучей сверхвысоких энергий на высотах гор. Основная экспериментальная база Центра – научный полигон Ак-Архар, расположенный в горах Восточного Памира на высоте 4370 м над уровнем моря, на котором в 70-х – 80-х годах XX века активно проводились исследования по изучению адрон-ядерных взаимодействий в ТэВ-ой и ПэВ-ой областях энергий (эксперимент "Памир", [2]). За время проведения эксперимента "Памир" было зарегистрировано несколько классов необычных событий [2], в том числе проникающие каскады, которые однозначно не интерпретируются в рамках только адронных (ядерных) взаимодействий и частиц. В данной работе дается оценка вклада мюонов сверхвысоких энергий в генерацию проникающих каскадов, а также избыточных каскадов на больших глубинах рентгеноэмульсионных камер (РЭК), и предлагается проект по изучению мюонов в МНИЦ "Памир-Чакалтая".

Главными особенностями проникающих каскадов является наличие нескольких максимумов (до 10) в продольном профиле энерговыделений и их слабое поглощение с глубиной (значительно медленнее адронного). К проникающим каскадам можно также отнести и события, которые начинаются на больших глубинах (больше ~ 3 длин пробега адронов до взаимодействия в РЭК) и количество которых превышает ожидаемое от адрон-адронных взаимодействий. Чтобы объяснить наблюдаемые в РЭК необычные события только взаимодействием адронов, необходимо уменьшить коэффициент неупругого взаимодействия уже в области ТэВ-ных энергий [3]. По этой причине наиболее предпочтительными для объяснения проникающих каскадов являются чармированные частицы – D-мезоны, которые обладают малым коэффициентом неупругости. Однако известная величина сечения их рождения недостаточна для объяснения наблюдаемого количества событий [2].

С другой стороны, многокаскадные события, а также избыток каскадов на больших глубинах, могут быть вызваны взаимодействиями мюонов сверхвысоких энергий с веществом [4]. Для регистрируемых в эксперименте "Памир" ТэВ-ных передач энергии наиболее быстрый рост полного сечения взаимодействия мюонов происходит в ПэВной области энергий и его величина достигает значений, достаточных для образования нескольких вторичных каскадов на толщине свинцового поглотителя порядка десятков сантиметров. Поэтому мюоны ПэВ-ных энергий вполне могут рассматриваться в качестве возможного источника генерации проникающих каскадов в глубоких свинцовых РЭК, а сами РЭК являются подходящей установкой для измерения энергии мюонов методом парметра [5].

Основным аргументом против рассмотрения мюонов в качестве источника проникающих каскадов был малый поток мюонов таких энергий. Однако в рамках ядернофизической гипотезы объяснения излома в наблюдаемом спектре космических частиц [6] может быть получен дополнительный поток мюонов сверхвысоких энергий (VHEµ). Верхняя оценка спектра VHE-мюонов, а также оценка ожидаемого количества проникающих каскадов в РЭК "Памир" была получена в работе [4]. Проведенный расчет для РЭК глубиной 110 см показал, что с помощью VHE-мюонов можно объяснить избыток каскадов на больших глубинах. В то же время анализ, выполненный для РЭК глубиной 60 см, показывает, что эксперимент "Памир" в том виде, в котором он проводился, слабо чувствителен к мюонам. Учитывая, что при проведении эксперимента и при отборе событий систематический поиск мюонов не проводился и в данный момент проведен уже быть не может в силу отсутствия достаточно полной базы данных по зарегистрированным событиям, для более детальной оценки доли мюонов в генерации проникающих каскадов в эксперименте "Памир", а также для поиска других необычных событий на больших глубинах установки предлагается включить эксперимент по регистрации мюонов в научную программу МНИЦ "Памир-Чакалтая".

Конструктивно, структура детектора аналогична используемой ранее в эксперименте "Памир". Однако с точки зрения регистрации мюонов к ее размещению предъявляется ряд требований. Во-первых, для эффективного выделения мюонов и других проникающих частиц на фоне адронов нижнюю часть установки (назовем ее µ-РЭК) необходимо поместить под землей или экранировать слоем вещества не менее 10³ г/см². Для более полного выявления природы необычных событий необходимо расположить ц-РЭК под детектором по регистрации гамма-адронных семейств (назовем его h-PЭК). Во-вторых, проведенный анализ показывает, что для эффективного выделения проникающих каскадов глубина установки µ-РЭК должна быть не менее 1 м свинца, а с точки зрения точности восстановления энергии и разумной глубины установки – порядка 2 м с толщиной слоев ~ 5 - 10 радиационных единиц (3 – 5 см свинца). При площади µ-РЭК порядка 10 м² (стандартная площадь РЭК в эксперименте "Памир") ожидаемое количество событий от мюонов с энергией больше 100 ТэВ от известных источников их генерации (распад пионов и каонов) составит ~ 1 событие в год, а в случае существования VHE-µ – около 15 событий в год (для максимально возможного потока таких мюонов). Проведение эксперимента, таким образом, позволит выявить возможную природу частиц, ответственных за генерацию проникающих каскадов, оценить дополнительный поток мюонов (проникающих частиц) сверхвысоких энергий и, возможно, измерить их спектр.

E-mail: <u>SYMatveyev@mephi.ru</u>

Литература

- 1. <u>http://isrc-pch.lebedev.ru</u>
- Ракобольская И.В. Особенности взаимодействия адронов космических лучей сверхвысоких энергий (по данным свинцовых рентгеноэмульсионных камер эксперимента "Памир"). М., 2000.
- 3. Tamada M. and V.V. Kopenkin. A study on the penetrative nature of hadron-induced cascade showers in a thick lead chamber // Nucl. Phys. B, 1997. No. 494. p. 3-18.
- Матвеев С.Ю. и др. Роль мюонов сверхвысоких энергий в генерации проникающих каскадов в эксперименте "Памир" // Изв. РАН., Сер. Физ. 2009 No. 73. С. 671-673.
- 5. Кокоулин Р.П. и Петрухин А.А. Парметр новый тип мюонного спектрометра // Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1990. Т. 21. No. 3. С. 774-811.

Petrukhin A.A. About possibility to search for heavy particles in cosmic rays // Proceedings of the XI Rencontres de Blois "Frontiers of Metter". 27 June – 3 July. 1999: The Gioi Publ. Vietnam. 2001.

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА «УНИВЕРСИТЕТСКИЙ – ТАТЬЯНА - 2»

**Морозенко В.С.

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

Детектор УФ и ИК излучения [1], установленный на борту спутника «Университетский – Татьяна - 2» позволил зарегистрировать свечение ночной атмосферы в двух диапазонах длин волн: ультрафиолетовом (УФ 240-400нм) и инфракрасном (ИК 600-800нм).

За время работы спутника были получены карты свечения ночной атмосферы Земли в ИК и УФ области.

Вариации свечения ночной атмосферы на трассе полёта спутника в УФ диапазоне связаны с рассеянным светом луны, человеческой деятельностью и собственным свечением атмосферы. Выделены регионы с минимальным свечением (Сахара, Сибирь, южные области Тихого и Атлантического океана (3-5 $10^7 \text{ фот/см}^2 \text{ с ср})$), а также районы с максимальным свечением (авроральные области (2 $10^9 \text{ фот/см}^2 \text{ с ср} - данные «Татьяны - 1»), области над наиболее крупными городами (1-2 <math>10^8 \text{ фот/см}^2 \text{ с ср})$) [2,3].

Свечение над крупными индустриальными районами наблюдается и в ИК диапазоне длин волн. Замечено повышение свечения ночной атмосферы в районе Южно-Атлантической Аномалии, связанное, скорее всего, со светом, возникающим при прохождении заряженных частиц через оптические элементы детектора.

Получено географическое распределение интенсивности заряженных частиц на высоте орбиты спутника «Университетский - Татьяна- 2 ». Прибор ФЗК зарегистрировал значительные потоки заряженных частиц в области ЮАА.

Morozenko_viola@mail.ru

Литература

- 1. Гарипов Г.К., Панасюк М.И., Рубинштейн И.А. и др. Детектор ультрафиолетового излучения научно-образовательного микроспутника МГУ «Университетский-Татьяна» // ПТЭ. 2006. №1. С. 135-141.
- 2. В. А. Садовничий, М. И. Панасюк, С. Ю. Бобровников и др. Первые результаты исследования космической среды на спутнике «Университетский-Татьяна». // Космические исследования 2007, т.45, № 4, с. 291-305.
- 3. G.K. Garipov, B.A. Khrenov, M.I. Panasyuk и др. UV radiation from the atmosphere: Results of the MSU "Tatiana" satellite measurements. Astroparticle Physics, P 400-408, V 24, Iss. 4-5, 2005

СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА ІА И КОСМИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ВАКУУМА

Пружинская М.В.

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

Сверхновые звезды типа Ia играют огромную роль в разных областях астрофизики. Их изучение очень важно для задач космологии, ведь эти объекты оказались прекрасными индикаторами расстояний во Вселенной ввиду их больших светимостей и удиви-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

тельной схожести кривых блеска. Они также пролили свет на понимание химической эволюции галактик, объяснив наличие тяжелых элементов в межзвездном пространстве. Тем не менее, остаются вопросы, связанные с пониманием физики механизма взрыва и природы тех процессов, которые приводят к феномену сверхновых.



В работе были рассмотрены два основных механизма вспышки сверхновых Ia (SD и DD механизмы). В 1997 году с помощью машины сценариев [1] была промоделирована эволюция скорости взрывов сверхновых Іа в галактике с массой 10^{11} M после мгновенного звездообразования. Оказалось, что последние наблюдательные данные по частоте сверхновых типа Іа находятся в прекрасном согласии

Рис 1: Эволюция скорости взрывов сверхновых [на (100 лет)-1] после со старыми результатами δ-образного звездообразования для галактики, чья полная светимость в популяционного синтеза К фильтре составляет 10¹⁰ L_k, на момент, когда возраст галактики равен двойных звезд и подтвер-11 млрд. лет. Закрашенные квадратики – наблюдательные точки. ждают, что подавляющая Незакрашенная точка получена из анализа эволюции скорости взрывов часть сверхновых типа Ia сверхновых в близких эллиптических галактиках. (~99%) в эллиптических га-

лактиках являются результатом слияния белых карликов с общей массой больше Чандрасекаровского предела (см. рис. 1). Кроме того, отсутствие мощной рентгеновской светимости эллиптических галактик в мягком диапазоне не противоречит этим предсказаниям.

Наблюдаемое уменьшение скорости взрывов сверхновых Ia описывается законом t^{α} , где α =1. На самом деле, этот же результат можно получить теоретически, важно только, чтобы время слияния определялось начальным распределением по полуосям. Изменение скорости вспышек сверхновых Ia DD- механизмом не зависит от закона сближения.

Что касается «стандартности» сверхновых Ia, то здесь с каждым годом возникает все больше и больше вопросов. Было найдено, что существует несколько механизмов взрыва сверхновых Ia. В зависимости от реализующегося механизма блеск сверхновых может меняться. Кроме того, чем дальше мы заглядываем вглубь Вселенной, тем более раннее в химическом смысле население звезд мы видим. Это связано с постепенной химической эволюцией Вселенной, возникающей при термоядерном горении первичных водорода и гелия в более тяжелые элементы в звездах. Вполне возможно, что взрыв сверхновой типа Ia может зависеть от химического состава предшествующей звезды.

К тому же недавнее открытие экстра ярких сверхновых Ia [2] заставляет задуматься о стандартности их блеска. Наличие таких объектов вполне предсказуемо в рамках модели сливающихся белых карликов, сумма масс которых не постоянна и медленно меняется с Хаббловским временем Вселенной. Дело в том, что на ранних стадиях эволюции Вселенной происходили слияния в среднем более массивных белых карликов, чем сейчас. Согласно расчетам А.В. Тутукова, средняя энергия сверхновых Ia должна возрастать с z>2 и существенно увеличиваться на z>8. Но очень далекие сверхновые еще не открыты в достаточном количестве, чтобы стало возможным делать выводы о влиянии суммарной массы звезд-прародителей на абсолютную звездную величину сверхновых. А для открываемых в большом количестве близких сверхновых до z=1 этот эффект несущественен.

В работе был рассмотрен вопрос о нарушении стандартности блеска, связанный с поглощением излучения серой пылью в родительских галактиках. Согласно гипотезе о сером поглощении, ускоренное потемнение сверхновых обусловлено в первую очередь поглощением излучения серой пылью, влияние которой пока не учитывается стандартными процедурами по учету поглощения [3]. Кроме того, в прошлом количество серой пыли было больше. Для исследования этого эффекта были рассмотрены сверхновые, взорвавшиеся далеко от центра родительской галактики, где мало газа и пыли, в том числе и «серой». Полученный результат показывает ускоренное расширение Вселенной и наличие темной энергии на уровне Ω_{Λ} =0.661±0.180. Разница между кривой, соответствующей Вселенной без темной энергии, и кривой, аппроксимирующей сверхновые «без поглощения», на диаграмме Хаббла составляет ~1 звездную величину. Это значение увеличится, если учесть, что в прошлом сверхновые были ярче из-за большей массы сливающихся белых карликов.

Кроме того, есть основания полагать, что рассмотренный класс сверхновых более однороден. Эти звезды взорвались в эллиптических галактиках или далеко от центра родительских галактик, следовательно, предшествующие сверхновым звезды имели схожий химический состав. Механизм взрыва сверхновых «без поглощения» – слияние двух белых карликов. Сравнивая относительный разброс точек на диаграмме Хаббла для исследуемого класса сверхновых и для всех остальных сверхновых Ia, получаем, что сверхновые, «свободные» от поглощения, показывают более гладкое поведение на диаграмме Хаббла.

Уже проделывались работы по разделению сверхновых по типам галактик, а также по расстоянию от центра родительской галактики, например [4]. Было обнаружено, что разность между наблюдательными точками на диаграмме Хаббла и соответствующими им значениями на кривой, проводимой через эти точки наилучшим образом, зависит от типа родительской галактики. Разброс минимален для сверхновых, взорвавшихся в галактиках ранних типов, и максимален для сверхновых, взорвавшихся в галактиках поздних типов и в неправильных галактиках. Сверхновые Іа в галактиках поздних типов в среднем слабее сверхновых в E/S0 галактиках. Разница в абсолютных звездных величинах для этих сверхновых составляет 0.14±0.09m [4]. В спиральных галактиках сверхновые оказались краснее.

С помощью зависимости параметров кривых блеска от абсолютной звездной величины сверхновых, обнаруженной еще Ю.П. Псковским, строятся алгоритмы оптимизации кривых блеска. Но на данный момент указанная зависимость исследована не полностью, и значения входящих в нее параметров меняются от работы к работе. С ростом объема данных процедура обработки кривых блеска усложняется. Если раньше основным параметром, описывающим кривую блеска, был ее наклон, то теперь стали учитывать еще изменение показателя цвета сверхновых. В связи с этим остается надеяться, что все многообразие факторов, влияющих на блеск сверхновых Ia, в конечном итоге, удастся корректно учесть и тем самым сохранить право называться «стандартными свечами» за этими уникальными объектами природы.

Данная работы выполнена в рамках ПНР 3.12 и поддержана фондом «Династия». *E*-mail: pruzhinskaya@gmail.com

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ МАССОВЫХ ПОТЕРЬ ЯДРА КОМЕТЫ

Снеткова Ю.А.

Государственный научно-производственный ракетно-космический центр «ЦСКБ-Прогресс», Самара, Россия

Процесс сублимации вещества играет большую роль как в физике, так и в динамике комет. В результате сублимации вещества ядра кометы возникает достаточно плотная газопылевая атмосфера (кома). Сублимация также вызывает реактивное давление на поверхность ядра и, вследствие этого, изменение орбиты и вращения ядра, а также определяет температуру ядра кометы. Это же явление служит главной причиной гибели комет. Чем меньше период обращения кометы вокруг Солнца, тем меньше ее время жизни. Астрономы уже неоднократно наблюдали процесс распада комет.

Длительное существование ряда периодических комет, многократно пролетавших вблизи Солнца, объясняется незначительной потерей вещества при каждом пролете (из-за образования пористого теплоизолирующего слоя на поверхности ядер или наличия в ядрах тугоплавких веществ). Среднее время жизни короткопериодических комет больше, чем время сублимации, поэтому можно предположить, что существуют кометы, которые израсходовали все свои летучие вещества – так называемые *вымершие* кометы. Такие объекты динамически подобны активным кометам, но кома у них отсутствует, поэтому их трудно идентифицировать на основе физических наблюдений. Предполагается, что некоторые астероиды являются ядрами таких комет.

В отличие от планет и абсолютного большинства астероидов, движущихся по стабильным эллиптическим траекториям и поэтому вполне предсказуемых при своих появлениях, с кометами дело обстоит намного сложнее. Ни одна комета, пересекающая планетные орбиты, не может двигаться по идеальным коническим сечениям, поскольку гравитационные воздействия планет постоянно искажают ее "правильную" траекторию (по которой она бы двигалась в поле тяготения одного Солнца). Реальный путь кометы в межпланетном пространстве извилист, и методы небесной механики позволяют вычислить только среднюю орбиту, которая совпадает с истинной не во всех точках. Таким образом, вымершие кометы представляют еще большую опасность, чем активные кометы или астероиды, и требуют тщательного отслеживания их орбит.

B соответствии с вышеизложенным целью настоящей работы является потерь 12 количественный анализ массовых ядра примере кометы на короткопериодических комет.

Основными задачами данной работы являются:

1. Определение эффективного времени сублимации ядра кометы.

2. Определение массовых потерь ядра кометы за период с использованием модели Уиппла [4].

3. Определение времени жизни кометных ядер.

Новизна работы состоит в том, что при определении массовых потерь мы используем новые значения эффективных радиусов R_N , массы M_N и массовой плотности ρ_N кометных ядер, полученные нами в предыдущих работах [1].

Эффективное время сублимации определяется следующим выражением:

$$f = \frac{V_m}{\pi \sqrt{p}} \operatorname{\operatorname{nem}} = 1.01 \cdot 10^7 \, \frac{V_m}{\sqrt{p}} \operatorname{\operatorname{cek}},\tag{1}$$

где *p* – параметр орбиты кометы, *v*_{*m*} – истинная аномалия орбиты кометы.

Массовые потери ядра кометы за один период определяются выражением:

$$\frac{\Delta M_N}{M_N} = \frac{3fF}{4nH\rho_N R_N},\tag{2}$$

где $F = 1367 Bm/m^2$ — солнечная постоянная, H = 1882.8 кДж/кг — удельная теплота сублимации водяного льда, 1/n = 0.1 — доля поглощенной энергии солнечного излучения, затрачиваемой на сублимацию льдов [4].

Время жизни ядра кометы определяется выражением:

$$t = P \cdot \frac{M_N}{\Delta M_N} = P \cdot N, \tag{3}$$

где *Р* – период обращения кометы вокруг Солнца, *N* – число оставшихся витков.

Полученные численные результаты представлены в таблице.

	r		-		1	
Название кометы	f, ×10 ⁷ (сек)	$rac{\Delta M_{_N}}{M_{_N}}$	$\Delta M_N,$ ×10 ¹⁰ (кг)	Ν	t _{our} , (лет)	t, (лет)
1P/Halley	2.121	0.0003	12.5051	3038.76	228879	200000 [3]
2P/Encke	3.556	0.0021	1.1520	486.10	1604.14	1650 [4]
4P/Faye	1.127	0.0005	0.8722	2063.7	15580.9	
6P/d'Arrest	1.389	0.0007	0.8968	1527.69	9991.09	
7P/Pons-Winnecke	1.478	0.0006	1.1442	1573.11	10005	
8P/Tuttle	1.514	0.0008	0.8068	1276.67	17362.7	
9P/Tempel 1	1.367	0.0003	2.8557	3501.83	19330.1	11020 [2]
10P/Tempel 2	1.435	0.0004	7.3529	2287.54	12307	
11P/Tempel–Swift– LINEAR	1.245	0.0009	0.3162	1075.41	6850.39	
12P/Pons–Brooks	1.744	0.000065	178.456	15343.5	1.087×10^{6}	
13P/Olbers	1.223	0.000058	78.930	17374.4	1.208×10^{6}	
14P/Wolf	0.453	0.0002	0.4647	5918.24	51725.5	

E-mail: JSnet@mail.ru

Литература

- Снеткова Ю.А. Новые оценки радиуса, массовой плотности и массы ядер некоторых короткопериодических комет // Сборник научных трудов по материалам международной научно-практической конференции «Современные проблемы и пути их решения в науке, транспорте, производстве и образовании 2010». Том 8. Физика и математика. – Одесса: Черноморье, 2010. С. 46-48.
- 2. Lisse C. On the role of dustmass loss in the evolution of comets and dusty disk systems // Earth, Moon and Planets. 2002. V. 90. P. 497-506.
- 3. Olsson-Steel D.I. The dynamical lifetime of comet P/Halley // Astron. Astrophys. 1987. V. 187. P. 909-912.
- Whipple F.L. A Comet Model. II. Physical Relations for Comets and Meteors // Ap. J. 1951. V. 113. P. 464-474.

СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА НАУЧНОГО КОМПЛЕКСА «ГАММА-400»

Тант Зин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Научный комплекс «ГАММА-400» предназначен для исследования космического гамма-излучения в диапазоне энергий 0,1-3000 ГэВ, регистрации потоков электронов, позитронов и ядер с энергией выше 0,1 ГэВ, поиска и исследования гамма-всплесков сверхвысокой энергии (более 1 ГэВ), солнечных вспышек. Нейтронный детектор гаммателескопа научного комплекса «ГАММА-400» предназначен для регистрации утечки нейтронного излучения из электромагнитного и адронного калориметров для проведения мониторинга нейтронного излучения по орбите космического аппарата. В данной работе для расчетного моделирования показаний нейтронного детектора использовалась модель детектора, состоящего из чередующихся слоев сцинтиллятора на основе полистирола и листов металлического кадмия или слоев окиси гадолиния. На детектор размером 80 x 80 x 15 см падал поток моноэнергетических нейтронов с энергией от 1 МэВ до 10 МэВ. Были рассчитаны эффективности регистрации нейтронов для разного расположения слоев кадмия и окиси гадолиния через слой, через два и через три слоя полистирола. Проведено сравнение расчётных эффективностей для двух моделей: а) с кадмием б) с окисью гадолиния. Оказалось, что для модели с использованием окиси гадолиния эффективность регистрации нейтронов не превышает эффективность для модели с использованием кадмия, не смотря на большее сечение захвата нейтронов гадолинием. Изменение расположения слоев кадмия или окиси гадолиния не оказывает большого влияние на эффективность регистрации. На рис приведены расчетные значения эффективности регистрации для двух типов поглощающих слоев (**4**- через 1 слой полистирола, ×- через 3 слоя).



Email: thantzin83@gmail.com

Литература

- 1. В.Г. Родин, М.Ф. Рунцо, и другие . Научные задачи и современное состояние проекта Гамма-400. 31-я ВККЛ, Москва, МГУ, 2010.
- 2. Элементарные частицы и скрытая масса во Вселенной одна из главных научных задач эксперимента «ПАМЕЛА», д.ф.-м.н. проф. А.М. Гальпер, соруководитель международного проекта «РИМ-ПАМЕЛА», НИЯУ «МИФИ».

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОСВИЧ-ДЕТЕКТОРА ДЛЯ НАУЧНОГО УНИВЕРСИТЕТСКОГО СПУТНИКА «ЛОМОНОСОВ»

**Шилова Е.А.

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

В 2011 году МГУ имени М.В. Ломоносова планирует запустить научнообразовательный спутник "Ломоносов". Одной из его научных задач является исследование космических гамма-всплесков [1]. Научная аппаратура спутника "Ломоносов" даст возможность исследовать гамма-всплеск, включая его фронт, одновременно в гамма, рентгеновском и оптическом диапазонах.

В состав научной аппаратуры спутника будет входить прибор БДРГ, служащий для выработки триггера гамма-всплеска, определения его спектральных характеристик и построения кривой блеска в диапазоне энергий Е>10кэВ, а также для оценки угловых

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

координат источника. Прибор БДРГ состоит из трех идентичных блоков, расположенных таким образом, что их оси взаимно перпендикулярны друг другу. Каждый блок содержит фосвич-детектор на основе сборки кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl,), которые просматриваются одним ФЭУ Hamamatsu R877. Энергетический диапазон гамма-квантов, регистрируемых с помощью кристалла NaI(Tl) диаметром ~130 мм и толщиной ~3 мм составляет 10-300 кэВ, а с помощью кристалла CsI(Tl) диаметром ~130 мм и толщиной ~17 мм - 50-3000 кэВ. Динамический диапазон детектора – до ~50 кГц (мёртвое время ~15 мкс).

Работа прибора построена на разделении сигнала от сборки кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl) по форме импульса, что реализовано на специальной плате электроники. Для улучшения разделения сигналов в области низких энергий используется активное формирование сигналов быстрого и медленного компонентов (интегрирование за первые 850 нс и за последующие 3 мкс) с помощью электронных ключей. Сформированные сигналы быстрого и медленного компонента оцифровываются с помощью АЦП, осуществляющих преобразование за 1 мкс. Параллельный код с выходов АЦП поступает в цифровой блок для последующей обработки.

В работе произведена настройка лётного образца прибора БДРГ и его последующая калибровка. Для калибровки была проведёна серия измерений с использованием изотопов ²⁴¹Am, ¹⁸¹Hf, ¹³⁷Cs, ²⁰⁷Bi, ⁶⁰Co. В качестве цифрового блока был использован персональный компьютер с платой 96-канального параллельного ввода-вывода ADLINK PCI-7396.

Выполнен анализ факторов, влияющих на энергетическое разрешение детектора. Возможными факторами являются неоднородность светосбора кристалла и неравномерность чувствительности поверхности фотокатода ФЭУ [2]. Проведённые измерения показали, что основным фактором, влияющим на разрешение, служит неоднородность чувствительности фотокатода ФЭУ. Проведена проверка возможности улучшения энергетического разрешения прибора путем выравнивания чувствительности фотокатода ФЭУ с помощью корректирующей маски.

E-mail: fakel313@yandex.ru

Литература

- 1. V Gehrels, N., Ramirez-Ruiz, E. and Fox, D. B. 2009, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 47, 567
- 2. Цирлин Ю.А., Глобус М.Е., Сысоева Е.П. "Оптимизация детектирования гаммаизлучения сцинтилляционными кристаллами", Москва, Энергоатомиздат, 1991

К ЗАДАЧЕ ДВУХ ТЕЛ-ТОЧЕК С ПЕРЕМЕННЫМИ МАССАМИ ПРИ НАЛИЧИИ РЕАКТИВНЫХ СИЛ

Шукиргалиев Б.Т.

Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Реальные космические тела, по существу, нестационарные [1-8]. Особенно интенсивно процессы диссипации и переноса массы, изменения формы и размеров компонент происходят в тесных двойных системах [2,7]. В настоящей работе на основе уравнений Мещерского исследуется обобщенная задача двух тел с переменными массами в случае, когда появляются реактивные силы, при этом массы тел изменяются неизотропно с различной скоростью. Тела рассматриваются как материальные точки и скорости отделяющихся (присоединяющихся) частиц в абсолютной (\mathbf{u}_1 , \mathbf{u}_2) или в относительной ($\mathbf{v}_1 = \dot{\mathbf{r}}_1 - \mathbf{u}_1$, $\mathbf{v}_2 = \dot{\mathbf{r}}_1 - \mathbf{u}_2$) системе координат O_1XYZ считаются известными. Уравнение Мещерского, в абсолютной системе координат для двух точечных тел с известными переменными массами $m_1 = m_1(t)$, $m_2 = m_2(t)$, имеет вид

$$m_{1}\ddot{\mathbf{r}}_{1} = -f \frac{m_{1}m_{2}}{r_{21}^{3}} \mathbf{r}_{21} - \dot{m}_{1}\dot{\mathbf{r}}_{1} + \dot{m}_{1}\mathbf{u}_{1}, \qquad m_{2}\ddot{\mathbf{r}}_{2} = -f \frac{m_{1}m_{2}}{r_{12}^{3}} \mathbf{r}_{12} - \dot{m}_{2}\dot{\mathbf{r}}_{2} + \dot{m}_{2}\mathbf{u}_{2}, \tag{1}$$

здесь $\mathbf{r}_{21}=\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2$, $\mathbf{r}_{12}=\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_1=\mathbf{r}$, f – постоянная тяготения. Отсюда следует, что уравнение относительного движения может быть написано в виде [1,4]

$$\ddot{\mathbf{r}} = -f \frac{m}{r^3} \mathbf{r} - \frac{v}{v} \dot{\mathbf{r}} + \mathbf{F}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}(x, y, z), \quad m = m_1 + m_2, \tag{2}$$

где v = v(t) и **F**=**F**($F_x(t), F_y(t), F_z(t)$) - известные функции масс.

Один класс строгих частных решений уравнения (2) находится в случае, когда имеет место условие

$$F_x y - F_y x = 0. \tag{3}$$

При этом уравнение относительного движения (2) запишется в квазисферических координатах в канонической форме [3]

$$\dot{\rho} = \frac{\partial H}{\partial P_{\rho}}, \qquad \dot{P}_{\rho} = -\frac{\partial H}{\partial \rho}, \qquad \dot{\delta} = \frac{\partial H}{\partial P_{\delta}}, \qquad \dot{P}_{\delta} = -\frac{\partial H}{\partial \delta}, \qquad \dot{\lambda} = \frac{\partial H}{\partial P_{\lambda}}, \qquad \dot{P}_{\lambda} = -\frac{\partial H}{\partial \lambda}, \quad (4)$$
$$H = \frac{1}{2\nu\psi^{2}} \left\{ (P_{\rho} - \nu\psi\dot{\psi}\rho)^{2} + \frac{P_{\delta}^{2}}{\rho^{2}} + \frac{P_{\lambda}^{2}}{\rho^{2}\cos^{2}\delta} \right\} - \frac{1}{2}\nu\dot{\psi}^{2}\rho^{2} - (U+R),$$

t

и пространственные строгие частные решения определяются формулами [5]

$$\rho = \rho_0 = \text{const} \neq 0, \ P_\rho = v\psi\psi\rho_0, \ \lambda = \int_{t_0} w(t)dt + \lambda_0, \ P_\lambda = P_{\lambda 0} = c = \text{const},$$
$$\sin \delta = \left(\frac{c_1 - c^2}{c_1}\right)^{1/2} \sin\left[\frac{\sqrt{c_1}}{\rho_0^2 v_0}(t - t_0) + c_2\right], \ P_\delta^2 = -\frac{c^2}{\cos^2 \delta} + c_1, \ \psi = \left(v(t_0)/v(t)\right)^{1/2}.$$
(5)

Угловая скорость орбитального движения вокруг оси $O_1 Z w(t) = \dot{\lambda} = c / v \psi^2 \rho_0^2 \cos^2 \delta$ определяется выражением

$$w^{2}(t) = \frac{1}{\cos^{2} \delta} \left[\frac{\ddot{\psi}}{\psi} + \frac{\dot{v}\dot{\psi}}{v\psi} + f \frac{m_{1} + m_{2}}{\psi^{3}\rho_{0}^{3}} - \frac{F}{\psi\rho_{0}} - \frac{P_{\delta}^{2}}{v^{2}\psi^{4}\rho_{0}^{4}} \right], \quad F = \|\mathbf{F}\|.$$
(6)

В общем случае уравнение относительного движения может быть исследовано методами теорий возмущений [3,4]. Рассматривается уравнение движения (2) в оскулирующих элементах *а*, *е*, *ω*, *Ω*, *i*, *M* апериодического движения по квазиэллипсу [3]

$$\ddot{\mathbf{r}} = -fm\frac{\mathbf{r}}{r^3} + \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{\gamma}}{\gamma}\right)\dot{\mathbf{r}} + \left[\frac{\ddot{\gamma}}{\gamma} - \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{\gamma}}{\gamma}\right)\frac{\dot{\gamma}}{\gamma}\right]\mathbf{r} + grad_{\mathbf{r}}R.$$
(8)

Возмущающая функция определяется выражением

$$\widetilde{R} = -\left(\frac{m_0}{m\gamma}\right)^{1/2} \left\{ \left[\frac{\ddot{\gamma}}{\gamma} - \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{\gamma}}{\gamma}\right)\frac{\dot{\gamma}}{\gamma}\right] \frac{1}{2}r^2 + F_x x + F_y y + F_z z \right\}, \quad \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} = -2\frac{\dot{\nu}}{\nu} - \frac{\dot{m}}{m}.$$
(9)

Ограничимся вековой частью возмущающей функции

$$\widetilde{R}_{sec} = Aa^2 \left(1 + \frac{3}{2}e^2 \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \sin \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \sin \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i \right) + F_x Bae \left(\cos \omega \cos$$

$$+F_{y}Bae(\cos\omega\sin\Omega+\sin\omega\cos\Omega\cos i)+F_{z}Bae\sin\omega\sin i$$

где

$$A = -\frac{1}{2} \left(\frac{m_0}{m}\right)^{1/2} \left[\frac{\ddot{\gamma}}{\gamma} - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{\gamma}}{\gamma}\right) \frac{\dot{\gamma}}{\gamma}\right] \gamma^{3/2}, \quad B = -\frac{3}{2} \left(\frac{m_0 \gamma}{m}\right)^{1/2}.$$
 (11)

Анализ вековых возмущений сводится к исследованию системы из четырех уравнений

$$\dot{e} = -\frac{\sqrt{1 - e^2}}{na^2 e} \frac{\partial \widetilde{R}_{sec}}{\partial \omega}, \quad \dot{\Omega} = \frac{\operatorname{coseci}}{na^2 \sqrt{1 - e^2}} \frac{\partial \widetilde{R}_{sec}}{\partial i},$$

$$\frac{di}{dt} = \frac{\operatorname{ctgi}}{na^2 \sqrt{1 - e^2}} \frac{\partial \widetilde{R}_{sec}}{\partial \omega} - \frac{\operatorname{coseci}}{na^2 \sqrt{1 - e^2}} \frac{\partial \widetilde{R}_{sec}}{\partial \Omega},$$

$$\dot{\omega} = \frac{\sqrt{1 - e^2}}{na^2 e} \frac{\partial \widetilde{R}_{sec}}{\partial e} - \frac{\operatorname{ctgi}}{na^2 \sqrt{1 - e^2}} \frac{\partial \widetilde{R}_{sec}}{\partial i},$$
(12)

в которых $a=a_{sec}=$ const. В некоторых случаях вместо (12) могут быть применены другие уравнения возмущенного движения, в частности, канонические уравнения вековых возмущений [3].

Уравнение относительного движения (2) и его строгие частные решения (5), при условии (3), а также система уравнений вековых возмущении (12) могут быть использованы для анализа эволюции реальных нестационарных космических систем. Строгие частные решения также можно использовать в небесно-механических моделях в ограниченной задаче трех тел с переменными массами.

E-mail: <u>bakensky@gmail.com</u>

Литература

1. Лукьянов Л.Г. Об уравнениях движения задачи двух тел с переменными массами. // Вестник МГУ, Сер.3, физ., астрон. 1983. Т.24. №1. С. 62-66.

2. Лукьянов Л.Г. Динамическая эволюция орбит звезд в тесных двойных системах с консервативным обменом масс. // Астрон. ж. 2008. Т.85. №8. С. 755-768.

3. Минглибаев М.Дж. Динамика нестационарных гравитирующих систем. Алматы: Изд. КазНУ, 2009.

4. Минглибаев М.Дж., Шукиргалиев Б.Т. Уравнения вековых возмущений в обобщенной задаче двух тел с переменными массами. // Сбор.тезис.меж.науч.конф. «Теор. и прикл. пробл. матем., мех. и информ.», г. Караганда, 2010. С. 211-213.

5. Минглибаев М.Дж., Шукиргалиев Б.Т. Строгие частные решения обобщенной задачи двух тел с переменными массами. // Третьи Фесенковские чтения. Современная астрофизика: традиции и перспективы. Тезисы докл. межд. конф., посвященной 60-летию Астрофизического института им. Ф.Г. Фесенкова. Алматы, 2010. С. 42-44.

6. Омаров Т.Б. Динамика гравитирующих систем Метагалактики. Алма-Ата:Наука, 1975.

7. Hadjidemetriou J.D. Secular variation of mass and the evolution of binary systems. //Advances in Astronomy and Astrophysics. 1967. Vol. 5. P. 131-188.

8. Omarov T.B. (Editor). Non-Stationary Dynamical Problems in Astronomy. New-York: Nova Science Publ. Inc., 2002.

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции доцент Галкин Владимир Игоревич

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТЯЖЕЛОИОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ: AU + AU ПРИ ЭНЕРГИИ 9,2 ГЭВ/НУКЛОН

Апарин А.А.

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

Свойства материи, образующейся при столкновениях тяжелых ионов при сравнительно низких энергиях, до сих пор остаются недостаточно хорошо изучены. Экспериментальные данные при энергии 9,2 ГэВ на нуклон пока получены только с детектора STAR ускорителя RHIC [1]. Планируется к запуску на энергии 9,2 ГэВ/нуклон ускоритель NICA.

В данной работе исследуется поведение заряженных частиц, образующихся при столкновении ядер атомов Au. Особенностью процессов столкновения тяжелых ионов по сравнению с протонами являются большая множественность рожденных частиц и возможные кумулятивные эффекты. Проводился поиск коррелированного вылета частиц, для чего строились графики зависимости азимутального угла вылета частиц от псевдобыстроты.

При помощи метода Монте-Карло, реализованного в генераторе UrQMD, [2] исследуется поведение рожденных заряженных частиц различных видов. Моделирование проводилось при энергии столкновения 9,2 ГэВ/нуклон, прицельный параметр 0,1 – 1,4 фм, при этом в рассмотрение не принимались образовавшиеся частицы, имевшие импульс < 0,1 ГэВ/с.

E-mail: aparin.lexxa@gmail.com

Литература

- 1. Архив.орг http://arxiv.org/pdf/1101.4310
- 2. http://urqmd.org/

СПЕКТРОСКОПИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПРОЦЕССА ДВУХФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ ОДНОКРАТНО ЗАРЯЖЕННЫХ ВЫСТРОЕННЫХ ИОНОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Битюцкая А.С.

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

Значительные интенсивности источников и плотности атомных пучков в сочетании с небольшой длительностью импульса, достигнутые благодаря лазерам на свободных электронах (FLASH в Германии, SPring-8 в Японии, LCLS в США), позволили впервые исследовать нелинейные многоэлектронные процессы в непрерывном спектре как атомов, так и ионов. Изучение динамики процесса последовательной ионизации атомов инертных газов с участием нескольких фотонов является существенным для понимания взаимодействия излучения с веществом. Простейший случай такого явления – последовательная двойная двухфотонная ионизация – теоретически описан нами в работе [2] для атомов неона и аргона, с последующими расчётами для атомов ксенона и криптона [1,3]. Альтернативный подход без учета тонкой структуры был предложен в работах [5,6]. Процесс трёхфотонной двойной ионизации атома можно условно разделить на два этапа: однократная ионизация атома, а затем резонансное или нерезонансное двухфотонное поглощение однократно заряженным выстроенным (поляризованным) ионом с вылетом второго электрона. Теория резонансного (ионизация иона проходит через промежуточный дискретный уровень) процесса была изложена в [4], вместе с экспериментальными данными. В данной работе теоретический подход развивается на случай, когда двухфотонная ионизация выстроенного иона происходит нерезонансно. А А⁺ А⁺⁺

Нами выведены общие формулы для описания угловых распределений и корреляционных функций вылетевших фотоэлектронов в процессе последовательной трёхфотонной двойной ионизации атомов. Для описания поляризационных состояний атомов и ионов, находящихся в лазерном поле, применяется формализм матрицы плотности и статистических тензоров, используя дипольное приближение. Вычисления проведены для атомов инертных газов, показаны особенности угловых распределений и корреляционных функций фотоэлектронов, отмечено влияние выстроенности промежуточного однократно заряженного иона на угловые распределения фотоэлектрона второй ступени.



E-mail: asybit@yandex.ru

Литература



1. Грызлова Е.В., Грум-Гржимайло А.Н., Кабачник Н.М., Fritzsche S., *Вестник Ужсгородского университета*, серия «физика», **24**, стр. 73-77 (2009).

2. Fritzsche S., Grum-Grzhimailo A.N., Gryzlova E.V. and Kabachnik N.M., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 41, 165601 (2008).

3. Fritzsche S., Grum-Grzhimailo A.N., Gryzlova E.V. and Kabachnik N.M., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 42, 145602 (2009).

4. Fukuzawa H. et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 43, 111001, (2010).

5. Kheifets A.S., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 40, F313 (2007).

6. Kheifets A.S., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 42, 134016 (2009).

Выражаю особую благодарность своей научной группе – Грызловой Е.В., Грум – Гржимайло А.Н., Страховой С.И. – за помощь, оказанную в написании работы.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСОВ НЕКОТОРЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ¹¹В И ¹³С ВБЛИЗИ ПОРОГОВ ЭМИССИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Данилов А.Н.

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

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния альфа-частиц, дейтронов и ионов ³Не при энергиях порядка 10 и 100 МэВ/нуклон [1-4] были проанализированы в дифракционной области с целью определения радиусов ядер ¹¹В, ¹³С в состояниях, находящихся вблизи порогов испускания альфа-частиц. Было показано, что уровни ядер ¹¹В 8.56 МэВ, (3/2⁻) и ¹³С 8.86, 11.08, и 12.5 МэВ (1/2⁻), лежащие вблизи порогов $2\alpha + t$ и $3\alpha + n$ соответственно, имеют радиусы, увеличенные примерно в 1.2 раза по сравнению с основными состояниями. Их величины примерно равны радиусу ядра ¹²С в состоянии 0⁺₂, 7.65 МэВ (состоянии Хойла), что находится в согласии с гипотезой об их генетической связи, и близки к предсказаниям различных вариантов антисимметризованной молекулярной динамики.

E-mail: danilov1987@mail.ru

Литература

- 1. R.G.Peterson et al., Phys.Rev. C24 (1981) 826.
- 2. Kawabata et al., Journal of Physics: Conference Series, 111 (2008) 012013.
- 3. G.Thiamova et al., Nucl. Phys. A697 (2002) 25.
- 4. G.Ball and J.Cerny, Phys.Rev.177(1969)1466.

РАДИОГИПЕРБОЛОИД

Дыбов А.В.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

Известно, что обычный атом, имеющий размер порядка одного ангстрема, способен генерировать спонтанное излучение. С другой стороны, релятивистская микроскопическая частица (электрон), совершая макроскопическое движение в магнитном поле (в ускорителе), может генерировать спонтанное излучение (синхротронное излучение) при спонтанных переходах в дискретном энергетическом спектре (уровни Ландау) поперечного движения. По аналогии в докладе исследовано спонтанное излучение макроскопического атома микронного размера, названного броуновским наноатомом. В наноатоме в качестве электрона выступает заряженная макроскопическая броуновская частица [1], а в роли ядра выступает макроскопический источник внешнего поля. Сначала рассмотрен природный процесс подзарядки наночастицы[2]. Затем рассмотрено спонтанное излучение наноатома с учетом начальной заселенности на основе уравнения Шредингера, в котором осуществлен традиционный виков поворот времени, так как только в таком случае оно имеет нестационарное решение броуновского типа и обычные стационарные решения. Дело в том, что нестационарное решение обычного уравнения Шредингера не описывает броуновское движение, так как временная компонента такого решения, являясь комплексной величиной, тем самым не обладает вероятностным смыслом дисперсии.

Показано, что подобная двухуровнему атому заряженная броуновская наночастица во внешнем поле может генерировать спонтанное и вынужденное излучение в радиодиапазоне. Исследован диффузионный механизм подзарядки наночастиц. Исследованный процесс излучения является **макроскопическим** квантовым явлением, которое может быть использовано в наноэнергетике, синтетической биологии, медицине и других областях науки и техники.

E-mail: lav_9@list.ru

Литература

1.Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т.3. – М.: Наука, с. 108, 1966. 2. Смирнов Б.М. Проблема шаровой молнии. – М.: Наука, 1987.

ЗАМЕДЛЕНИЕ И АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В КРИОГЕННОМ ПОЗИТРОННОМ ИСТОЧНИКЕ УСТАНОВКИ LEPTA

Зыков П.А., Снигур И.М.

Поморский гос. университет имени М. В. Ломоносова, Архангельск, Россия

Накопление позитронов используется в экспериментах по созданию экзотических атомов, например, при генерации антиводорода в экспериментах ALPHA [1]. Созданный в ОИЯИ (Дубна) Криогенный Источник Медленных Монохроматических Пози-
тронов (КРИММП) является основным элементом инжектора позитронов низкой энергии накопителя LEPTA для генерации направленных пучков ортопозитрония [2]. При создании источника позитронов была выбрана схема с радиоактивным изотопом ²²Na радиоактивностью 25 mCu в качестве эмиттера позитронов. При распаде натрия образуется поток позитронов с широким энергетическим спектром, модельно представленным на рисунке 1. Для повышения эффективности при дальнейшем накоплении позитронов в ловушке [3] нужно сформировать поток с небольшим разбросом по энергии. Непосредственное «вырезание» из спектра узкой части с помощью сепарации по скоростям наложением магнитного поля приведет к потерям значительного числа испущенных позитронов. Поэтому в источнике предусмотрена возможность предварительного замедления высокоэнергичных позитронов. Замедление до тепловых скоростей в основном происходит за счет ионизационных потерь. Наибольшей эффективностью замедления обладает твердый неон [2], который и был выбран в качестве замедлителя. В результате экспериментов с источником [2] были выбраны оптимальные толщины намороженного твердого неона для формирования спектра.



Рис. 1: Модельный энергетический спектр позитронов из радиоактивного источника до и после замедления.



Рис. 2: Выход позитронов после замедления в твердом Ne при различных толщинах в замедлителя в зависимости от напряжения на анализаторе.

При теоретическом анализе процесса замедления позитронов в намороженном неоне необходимо учитывать конкурирующие между собой процессы. С одной стороны увеличение толщины замедлителя приводит к увеличению доли замедленных позитронов, с другой стороны, это приводит к увеличению вероятности аннигиляции позитронов в слое твердого неона. При численном моделировании процесса замедления используется метод Монте-Карло по схеме, предложенной в [4]. Структурными элементами схемы являются учет ионизационных потерь, упругих и неупругих столкновений с электронными возбуждениями атомов и учет вероятностей образования позитрония с последующей аннигиляцией. При моделировании мы пользовались аннигиляционным спектром (рис. 2) орто и парапозитрония, полученным по схеме тройных совпадений с помощью двух фотоэлектронных умножителей и токовому сигналу с микроканальной пластины, расположенной после анализатора. Было выяснено, что численное моделирование в состоянии описать детальную историю позитрона в процессе замедления, это в свою очередь поможет выбрать наиболее эффективные режимы работы и толщины замедлителя в КРИММП. Сам источник и ловушка могут быть использованы для позитронной аннигиляционной спектроскопии [5] пучком медленных монохроматических позитронов.

Авторы выражают благодарность чл.-корр. РАН И.Н. Мешкову, к.ф.-м.н. С.Л. Яковенко (ОИЯИ) и научному руководителю доценту М.К. Есееву (ПГУ) за постановку задачи, помощь в вычислениях и анализе экспериментальных результатов.

E-mail: tphys@pomorsu.ru

Литература

[1] G. B. Andresen, M. D. Ashkezari, M. Baquero-Ruiz et al. // Nature, 468 (2010), 673.

[2] E. Akhmanova, V. Bykovskii, M. Eseev, A. Kobets, V. Lokhmatov, et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters, 7 (2010), 502.

[3] И.Н. Мешков, А.К. Кобец, А.Ю. Рудаков, С.Л. Яковенко, М.К. Есеев Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС – М: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», (2011), 329.

[4] C. Champion, C. Le Loirec. Positron follow-up in liquid water: I. A new Monte Carlo track-strecture code // Phys. Med. Biol. 51 (2006), 1707.

[5] В.И. Графутин, Е.П. Прокопьев // УФН 172 (2002), 67.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЯ ВЫХОДА ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С АТОМАМИ МИШЕНИ

^{*}Иванов И.А.¹, Александренко В.В.²

¹Евразийский Национальный Университет имени Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан ²Институт Ядерной Физики НЯЦ РК, Астана, Казахстан

Все более возрастающая роль элементного анализа требует развития новых исследовательских направлений, обладающих высокой чувствительностью, точностью и избирательностью при анализе содержаний отдельных элементов. Учитывая особенности взаимодействия тяжелых ускоренных частиц с атомами мишени, представляется перспективным использование метода HIPIXE (heavy ion particle induced X-ray emission) для решения задач элементного анализа [1]. В этом случае чрезвычайно важным становится знание сечений выхода характеристического рентгеновского излучения, а также спектральных особенностей, возникающих как следствие взаимодействия ускоренных ионов с атомами мишени. В настоящем тезисе представлены результаты исследования, направленные на определение основных характеристик (энергетическое смещение, энергетическая ширина на полувысоте, сечение выхода) рентгеновского характеристи-

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции

ческого излучения, возникающего при взаимодействии тяжелых ускоренных частиц с атомами мишеней в диапазоне атомных номеров $Z = 22 \div 82$.

Получение ускоренных пучков осуществлялось на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 в г.Астана. В экспериментах использовались ускоренные пучки N^{2+} , Ar^{6+} , Kr^{13+} с энергией 1 МэВ/нуклон, а также N^{3+} , Ar^{6+} , Kr^{13+} с энергией 1.4 МэВ/нуклон. Пучки транспортировались в мишенную камеру через входную диафрагму диаметром 3 мм. Регистрация вторичного рентгеновского излучения осуществлялась в мишенной камере NEC RC43. Перед мишенодержателем располагается магнитная система подавления вторичных электронов, обеспечивающая на поверхности образца магнитную индукцию ~570 Гс.

Для регистрации рентгеновского излучения использовался Si(Li) детектор площадью 30 мм², толщиной ~ 4 мм и мертвым слоем 0.2 мкм. Паспортное разрешение детектора составляет ~145 эВ на энергии 5.9 кэВ (K_{α} Mn).

Измерение сечений проводилось на пленках чистых элементов, напыленных методом ионно-плазменного осаждения на проводящую кремниевую подложку. Измерение толщин напыленных пленок проводилось в ИЯФ (г. Алматы) на ускорителе УКП-2-1 методом резерфордовского обратного рассеяния (РОР).

Расчет сечений проводился по формуле:

$$\sigma = \frac{N_x M \cos(\theta)}{t \varepsilon N_p N_0},\tag{1}$$

где N_x - число зарегистрированных рентгеновских квантов; M (г/моль) – атомная масса мишени, \mathcal{G} – угол между направлением движения пучка и нормалью к мишени; t – толщина мишени (г/см²); ε – эффективность регистрации рентгеновского излучения; N_p – число заряженных частиц, упавших на образец за время набора рентгеновского спектра; N_0 (моль⁻¹) – число Авогадро.

По измеренным данным определены зависимости сечений выхода K_{α} флуоресценции от атомного номера мишени (рисунок 1) для разных налетающих частиц и энергий. Значения выходов флуоресценции на протонах приведены в ссылках [2– 4]



Рисунок 1. Зависимость сечение выхода флуоресценции от атомного номера мишени

Как видно из рисунка 1 результаты экспериментов по выходу флуоресценции из атомов мишени показывают ожидаемо высокие сечения выходов флуоресценции, демонстрируют селективное возбуждение и могут служить основанием для постановки методик определения элементного состава типа HIPIXE. По полученным результатам определен предел чувствительности для K_{α} – линии меди, который составляет 15 ppm. Существенным оказалось проявление эффектов многозарядной ионизации, свойственное механизмам прямой кулоновской ионизации при значительно больших энергиях. Это приводит к сдвигам и уширениям флуоресцентных линий, а так же, по-видимому, и к фоновым излучениям, мешающим аккуратной обработке этих линий.

В результате проведенного эксперимента создан набор данных по сечению выхода характеристического рентгеновского излучения, энергетическому смещению и уширению линий характеристического рентгеновского излучения при бомбардировке тонких мишеней из Ti, Cr, Cu, Ge, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, W, Ta и Pb пучками ионов N^{14} , Ar^{40} и Kr⁸⁴ с энергиями 1 и 1.4 МэВ/нуклон.

E-mail: mind slide@mail.ru

Литература

- 1. S. Morita, M. Kamiya. Inner-shell ionization by heavy charged particles. Chinese Journal of Physics, V.15, pp 199–221 (1977)
- 2. А.А. Ключников, Н.Н. Пучеров, Т.Д. Чеснокова, В.Н. Щербин, Методы анализа на пучках заряженных частиц, Киев, Наукова думка, (1987)
- 3. G.A. Bissinger, S.M. Shafroth, A.W. Waltner, Phys. Rev. A 5, 2046 (1972)
- 4. S. Messelt, Nucl. Phys. 5, 435 (1958)

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКОГО ПОЛУЛЕПТОННОГО РАСПАДА $B^0_* \to \varphi(K^+K^-)\mu^+\mu^-$ НА УСТАНОВКЕ LHCB

Комаров И.А.

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

Редкие полулептонные распады B_s -мезонов обусловлены переходами *b* кварка в *s* кварк. В Стандартной модели (СМ) подобные переходы запрещены на древесном уровне и возникают только со второго порядка теории возмущения по константе слабого взаимодействия за счет диаграмм типа «пингвин» и «бокс». За счет этого вклад «стандартной физики» в таких распадах, по сравнению с древесными диаграммами, сильно подавлен. Имеются веские теоретические аргументы, что на фоне подавленной «стандартной физики» можно наблюдать эффекты физики вне рамок СМ (так называемой «новой» или «нестандартной физики»). Одним из распадов, в котором можно ожидать проявления «новой физики», выступает распад $B_s^0 \rightarrow q(K^+K^-)\mu^+\mu^-$. Его парциальная ширина порядка 10^{-6} (см., например, теоретические предсказания в работе [1]). В настоящее время данный распад не обнаружен, но его планируется зарегистрировать в 2011 году на установке LHCb [2] Большого адронного коллайдера LHC, который начал свою работу в 2008 году в CERN.

Считается перспективным наблюдать «нестандартную физику» в дифференциальных распределениях, таких как зарядовая лептонная асимметрия или СР-асимметрия [3]. Измерение таких асимметрий с достаточной степенью точности возможно только на LHCb.

Для изучения этих распределений необходимо решить задачу выделения сигнальных событий из большого числа фоновых. Выделение сигнальных событий происходит путем наложения определенных ограничений на характеристики распада (таких как импульсы частиц, точность восстановления вершины и др.).

Для поиска критериев отбора интересных событий используются данные Монте-Карло моделирования. Отличие «данных» промоделированных на ЭВМ перед экспериментальными данными состоит в том, что промоделированные «данные» позволяют однозначно ответить на вопрос, является ли отобранное событие сигнальным или фоновым. Следовательно, на таких модельных «данных» становится возможным проверка эффективности различных критериев отбора и отбора из них оптимальных.

Существует несколько способов получения оптимальных критериев. В данной работе для определения оптимальных критериев отбора событий вводится функция значимости («Significance») равная отношению числа сигнальных событий (S), оставшихся после применения определенного ограничения, к числу фоновых (BG).

$$f = \frac{S}{\sqrt{BG}}$$

Можно показать статистически, что оптимальными будут те значения ограничений, при которых функция значимости будет достигать своего максимума. Поэтому задача поиска оптимальных критериев отбора сводится к поиску максимума функции значимости в многомерном пространстве критериев отбора.

Работа по поиску оптимальных критериев отбора проводилась на двух наборах промоделированных «данных»: на «данных» генерации 2006 и 2010 годов. На основе «данных» 2006 года были получены следующие ограничения на параметры сигнального события:

Vertex $\chi^2 < 12$ (критерий точности восстановления вершины);

Direction Angle < 2.5 мрад (ограничение на направление вылета вторичных частиц); $pTK > 0.72 \Gamma_{2}B/c^{2}$ (ограничение на поперечный импульс каона);

 $m\varphi = [1.015 - 1.025]\Gamma_{3B}$ (ограничение на массу φ -мезона).

«Данные» 2010 года дают другие значения ограничений:

DLLK > 15 (данный трек с большей вероятностью принадлежит каону, чем пиону);

DLLKp > -5 (данный трек с большей вероятностью принадлежит каону, чем прото-

ну);

 $pT\phi > 1$ ГэВ (поперечный импульс ϕ -мезона);

Direction Angle < 7 мрад

BlpChl2 < 7 (критерий качества восстановления вершины распада *B*-мезона);

Кир < 0.05 мкм (критерий качества восстановления вторичной вершины).

Помимо ограничений на параметры распада, полученных с помощью нахождения максимума значимости, на события накладывается ограничение на вхождение в кинематически разрешенную область, а так же ограничения на массы частиц, полученные с большой точностью из других экспериментов [4].



Рисунок 2. Пример распределения числа сигнальных и фоновых событий по одному из критериев отбора, а также функция значимости для данного случая.

В настоящее время указанные выше критерии применяются для анализа экспериментальных данных.

E-mail: ilya-komarov@dec1.sinp.msu.ru

Литература

- 1. D.Melikhov, N.Nikitin, S. Simula, PRD 57, 6914 (1998)
- 2. The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments, Vol. 2: CMS and LHCb, Cern, Geneva (2009)
- 3. I.Balakireva, D.Melikhov, N.Nikitin, D.Tlisov, PRD 81, 054024 (2010).
- 4. <u>http://pdg.lbl.gov/</u>

АТОМНЫЕ ОБЪЕМЫ ЭЛЕМЕНТОВ С NP ВНЕШНИМИ ОБОЛОЧКАМИ

Крылов Д.А., Душкин А.В., Зацаренко П.Б

Смоленский государственный университет, Смоленск, Россия

Электронная структура атомов определяет основные физико-химические свойства элементов. В то же время хорошо известно, что в заполнении электронных уровней в атомах различных элементов наблюдаются определенные нерегулярности, в основном связанные с заполнением d- и f- состояний (Ландау Л.О., 1989, с. 768). Соответствующие этому так называемые переходные элементы, лантаноиды и актиноиды, обладают весьма полезными свойствами.

При заполнении оболочек наблюдается конкуренция d-, f- состояний и между собой и с s- состояниями, но заполнение p- состояний отличается большой регулярностью. И в то же время оказалось, что на свойства этих элементов заполнение d- и f- состояний тоже влияет.

В данной работе мы вычислим атомные объемы для атомов с внешними np- оболочками.

Атомные объемы определяются по известной формуле:

$$V_0 = \frac{A}{p \cdot N_A},$$

где А – атомная масса, р – плотность твердого состояния вещества, N_A - число Авогадро(Эмсли Дж., 1993, с. 256). Эта величина незначительно отличается от так называемой ячейки Вигнера-Зейтца.

Расчеты показывают, что объемы V_0 в последовательности оболочек пр с ростом п растут, но для $2p^3(_7N), 4p^3(_{_{33}}As), 5p^3(_{_{51}}Sb)$ они почти совпадают, хотя атомы заметно различаются. Для $3p^3(_{_{15}}P)$ и $_{_{83}}Bi(6p^3)$ они отличаются соответствующим образом.

Мы считаем, что такое аномальное поведение V_0 для As и Sb обусловлено тем, что в этих атомах имеются заполненные 3d- и 4d- оболочки. В атоме $6p^3(_{83}Bi)$ имеется еще и 4f- оболочка, что и «нормалирует» его атомный объем. В атоме $_{15}P(3p^3)$ по сравнению с $_7N(2p^3)$ нет пока d- оболочки. Таким образом, хотя пр- оболочки не конкурируют с ns-, nd- и даже nf- оболочками при заполнении атомных уровней электронов, внутренние 3d-, 4d-, и 4f- оболочки влияют и на пр-оболочки.

Авторы выражают благодарность доценту Ершову Д.К. за постановку задачи и руководство.

denis9121@rambler.ru

Литература

- 1. Ландау Л.О., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М. Наука, ГРФМЛ, 1989.
- 2. Эмсли Дж. Элементы. М. Мир 1993.

РАДИАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ОБЛАГОРАЖИВАНИЯ ТОПАЗОВ

Кудрявцева А.А.

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

Некоторые цветные драгоценные и полудрагоценные камни получили свою окраску благодаря естественному радиационному фону. В настоящее время распространена искусственная радиоактивная обработка драгоценных камней. Существует три способа такой обработки: облучение гамма-лучами, нейтронами и электронами. Иногда радиоактивное облучение применяется в сочетании с тепловой обработкой. В результате существует возможность изменения и получения устойчивого цвета камня [1, 2].

Топаз — полудрагоценный камень, минерал из группы островных силикатов алюминия $(Al_2[SiO_4](F,OH)_2)$. Природные топазы в основном бесцветные. Для изменения окраски топазов производят различные методы облагораживания. Диффузионная обработка, в процессе которой в поверхностный слой бесцветного или почти бесцветного кристалла вводятся химические вещества, которые присутствуют в цветном топазе, после чего камень нагревается в течение продолжительного периода времени. В результате цвет изменяется, но только снаружи, внутри камень остается бесцветным. Такой метод облагораживания редко дает хорошие результаты и практически не используется. Не всегда дает положительный результат и метод окрашивания топазов различными красителями. Облучение топазов при помощи ионизирующего излучения является одним из основных способов изменения их окраски. Данный метод хорошо сочетается с последующей тепловой обработкой [2, 3].

Изменение цвета топазов и других кристаллов методом радиационной обработки связано с наличием комплексов точечных дефектов кристаллической структуры, так называемых центров окраски, которые обладают собственной частотой поглощения света и соответственно изменяют окраску кристалла [4].

Облучение бесцветных топазов в гамма-камерах (источник - ${}^{60}Co$) меняет цвет кристаллов на коричневый. После последующего нагревания облученных камней до 220 C° коричневый цвет исчезает, топазы становятся либо прозрачными, либо светлоголубыми. Облучение топазов нейтронами в ядерных реакторах дает насыщенный голубой цвет без последующей тепловой обработки, но делает при этом камни радиоактивными в течение длительного периода времени [2, 3].

Воздействие пучка электронов с энергиями от 10 МэВ до 20 МэВ на топазы позволяет получить кристаллы разных оттенков: от коричневого до зелено - голубых цветов. При последующем нагревании топазов до высоких температур больше 450 C° цвет становится насыщенным голубым и устойчивым. Общая доза облучения должна быть больше $5 \times 10^7 - 1 \times 10^8$ Гр. Ускорители электронов для облучения топазов должны иметь мощность от 10 КвТ до 60 КвТ. Чем больше мощность, тем меньше времени нужно подвергать облучению камни [3, 5].

Топазы приобретают коричневый оттенок уже при низких дозах ионизирующего излучения от 5 Мрад до 10 Мрад. При средних - от 100 Мрад до 500 Мрад топазы становятся зелено-голубыми, а при дальнейшем увеличении до высоких доз от 5 000 Мрад до 20 000 Мрад камни становятся ярко голубыми. После облучения необходимо выдержать определенное время, в течение которого уровень радиоактивности топазов снизится до допустимой нормы, Длительность процесса «остывания» топазов зависит от первоначальной энергии электронов: может длиться от нескольких часов до нескольких недель [2].

Наилучшим методом облагораживания топазов посредством воздействия ионизирующего излучения в настоящее время является облучение камней пучком высокоэнергетичных электронов (от 10 до 20 МэВ). Этот метод наиболее безопасный, быстрый и дающий стабильный насыщенный цвет. После такой обработки цена камней увеличивается многократно. По своим свойствам облученные цветные топазы мало в чем уступают природным, в некоторых случаях они вообще трудно различимы. Основной целью моей дальнейшей работы является исследование структуры топазов в зависимости от различных параметров пучка высокоэнергетичных электронов при облучении, которое влияет на изменение цвета топазов, для получения наилучших результатов при радиационной обработке полудрагоценных камней.

E-mail: anya kdr@mail.ru

Литература

1. Ashbaugh, C.E. Gemstone irradiation and radioactivity // Gems & Gemology. 1988, Vol. 24. № 4. p. 196-213.

2. Nassau, K. Gemstone Enhancement (2nd Edition). Butterworth-Heinemenn Ltd, Oxford. 1994.

3. Nelson, K. Health Risk Assessment of Irradiated Topaz. Brookhaven National Laboratory. 1993.

4. Ильин А.П., Гордина Н.Е. Химия твердого тела: Учебное пособие/ ГОУ ВПО Иван. гос. хим.-технол. ун-т. Иваново, 2006.с 114-119.

5. Schmetzer, K. Irradiation-induced Blue Color in Topaz // Naturwissenschaften.1987, Vol. 74. p. 136-137.

ПОИСК ОПТИМАЛЬНЫХ КРИТЕРИЕВ ОТБОРА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ НА УСТАНОВКЕ LHCB

**Мизурова В.А.

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

Редкие полулептонные распады *В*-мезонов обусловлены переходами *b* кварка в *s* или *d* кварки (так называемый «нейтральный ток, нарушающий аромат»). В Стандартной модели (СМ) подобные переходы запрещены на древесном уровне и возникают только в высших порядках теории возмущения по константе слабого взаимодействия за счет диаграмм типа «пингвин» и «квадратик». На фоне подавленной «стандартной физики» в принципе возможно наблюдать эффекты физики вне рамок СМ (так называемой «нестандартной физики»). Одним из распадов, в котором можно ожидать проявления «нестандартной физики», выступает распад $B \rightarrow K^* \mu^* \mu^-$. Его парциальная ширина порядка 10⁻⁶. Теоретические предсказания (см., например, [1]) хорошо совпадают с недавними экспериментальными результатами [2, 3].

Считается перспективным наблюдать «нестандартную физику» в дифференциальных распределениях, таких как зарядовая лептонная асимметрия или СР-асимметрия. Измерение таких асимметрий с достаточной степенью точности возможно только на коллайдере LHC, который начал свою работу в 2008 году. Для изучения *b*- физики построен специальный детектор LHCb [4].

Чрезвычайно важно найти оптимальные критерии отбора канала $B \to K^* \mu^* \mu^-$ из всей совокупности данных, полученных на установке LHCb. Нахождению этих критериев при помощи Монте-Карло (MC) моделирования посвящена настоящая работа. Поиск критериев осуществляется по максимальному значению функции $f = \frac{1}{\sqrt{2}G} (S$ - число сигнальных событий, BG— число фоновых событий, которые соответствуют статистике 2010 года, набранной на LHCb). Для вычисления ошибки функции f числа MCсигнальных (S_{MC}) и MC-фоновых (BG_{MC}) событий при помощи специальных пересчетных коэффициентов α и β связывались с оценками числа реальных сигнальных и фоно-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

вых событий. При этом $S = 0.5 S_{MC}$, поскольку учитывались B^0 -мезоны и не учитывались анти- B^0 -мезоны; $BG = 0.33 BG_{MC}$, где коэффициент 0.33 эффективно учитывает разницу между полной разрешенной кинематической областью распада $B \rightarrow K^* \mu^* \mu^-$ и МС-моделированной областью в интервале [4, 6] ГэВ.

Числа сигнальных и фоновых событий приводились к массовому окну *B*-мезона $\Delta m_B = 50$ МэВ, и широкому массовому окну K^* -мезона $\Delta m_{K^*} = 100$ МэВ. Дополнительно исключалась область I/ψ и ψ^* резонансов, что соответствует реальной экспериментальной процедуре выделения распада $B \to K^* \mu^+ \mu^-$ на установке LHCb.

В результате анализа найдены следующие эффективные критерии отбора, между которыми практически отсутствует корреляция

DLLK $\pi > 15$ (данный трек с большей вероятностью принадлежит каону, чем пиону);

DLLKp > -5 (данный трек с большей вероятностью принадлежит каону, чем протону);

 $DLL\pi K > 0$ (данный трек с большей вероятностью принадлежит пиону, чем каону);

 $pT(\pi) > 1 \Gamma 3B$ (ограничение на поперечный импульс пиона);

pT(K) > 0,8 ГэВ (ограничение на поперечный импульс каона);

BIPCht2BPV < 6 (критерий того, что восстановленный трек *B*-мезона исходит из вершины рождения *B*-мезона, которая совпадает с областью *pp*-столкновений). Альтернативой данному критерию служит ограничение на угол θ между направлениями реконструированного импульса *B*-мезона и вектора, направленного из вершины рождения в вершину распада *B*-мезона:

6 < 5 мрад;

BIPCht2 **< 6** (критерий качества восстановления вершины распада *B*-мезона); pT(B) > 3 ГэВ (ограничение на поперечный импульс *B*-мезона).



Рис. 1 Распределение сигнала (*S_{MC}*) фона (*BG_{MC}*) данных МС-генерации для *рТ*(*K*) (поперечный импульс каона).



Рис. 2 Характерный вид функции $f = \frac{s}{\sqrt{sc}}$ для $\mathcal{T}(K)$ (поперечный импульс каона).

В настоящее время указанные выше критерии применяются для анализа экспериментальных данных.

E-mail: varvara-mizurova@dec1.sinp.msu.ru

Литература

1. D.Melikhov, N.Nikitin, S. Simula, Phys.Rev.D 57, 6914 (1998)

2. BABAR Collaboration (Jack L. Ritchie *for the collaboration*), Heavy Quarks and Leptons 2008 (HQ&L08), Melbourne, Australia, 5-9 Jun 2008

3. BELLE Collaboration (J.-T. Wei et al.), Phys.Rev.Lett.103:171801 (2009)

4. The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments, Vol. 2: CMS and LHCb, CERN, Geneva (2009).

АТОМНЫЙ АНАЛОГ ФОТО-ЯДЕРНОГО КОНФИГУРАЦИОННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ

Никитин Д.П.

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

В настоящей работе анализируется влияние структуры электронных оболочек в легких атомах на характер рентгеновского излучения бомбардирующих быстрых электронов. Рассматривается поляризационное тормозное излучение (ПТИ), которое возникает при рассеянии кулоновского поля быстрой заряженной частицы на атомных электронах. Анализируя спектр упомянутого излучения, можно получить непосредственную информацию об электронной структуре вещества. Это становится возможным, поскольку в наиболее интересной для различных приложений области энергий рентгеновских фотонов 1-10 кэВ ПТИ приобретает коллективный характер. Последний факт связан с тем, что процесс рассеяния когерентно "охватывает" атомные электроны, вследствие чего интенсивность ПТИ резко возрастает пропорционально квадрату количества охватываемых электронов. Показывается, что этот механизм оказывается достаточно чувствительным, что позволяет различать структуру атомных оболочек (по крайней мере, в атомах легких элекнов).

В легких элементах распределение электронов имеет хорошо выделенную оболочечную структуру. В качестве примера в настоящей работе рассматривается распределение электронов в атоме углерода, полученное на основании расчета методом Харти-Фока. Различие в расположении элекронных оболочек значительно, а именно основная доля электронов – четыре из шести – оказывается в среднем на периферии атома (по расчетам, со средним радиусом порядка 1,5 ат.ед.). Сходную электронную структуру имеют атомы других легких элементов.

В итоге, спектр ПТИ в указанном диапазоне частот имеет две области когерентного излучения. В низкочастотной области (до энергий порядка 5 кэВ) имеется наибольший пик, обусловленный когерентным излучением всех атомных электронов. Затем, при возрастании энергии фотонов, когерентность электронов оболочек последовательно "рассыпается". Сначала это происходит во внешней оболочке – в спектре ПТИ наблюдается плато, складывающееся из некогерентного (4-х электронов) и когерентного (2-х электронов) излучений, а затем, при энергии около 30 кэВ – для всех электронов, переходя полностью в некогерентное. Принимая во внимание ядерную терминологию при описании ГДР, можно назвать отмеченный эффект конфигурационным атомным расщеплением.

Выражаю благодарность моему научному руководителю профессору В.К.Гришину за предложенную им тему доклада и ценные обсуждения.

E-mail: denis.p.nikitin@gmail.com

Литература

1. В.К. Гришин, Д.П. Никитин Радиационная диагностика наноструктур на электронных пучках // Труды X Межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине" / под ред. профессора Б.С. Ишханова и профессора Л.С. Новикова / МГУ. - 2009. – с. 15-19

ДВОЙНОЕ РОЖДЕНИЕ Т-КВАРКОВ В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВ МЕНЯЮЩИХ АРОМАТ

**Пашкова Ю.В.

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

t-кварк – самая тяжелая из известных фермионов частица [1]. С помощью него можно изучить различные явления за рамками Стандартоной Модели (СМ), например, аномальное взаимодействие t-кварков с глюонами, эффект СРнарушения, нарушение R-четности в SUSY, нейтральные токи меняющие аромат (FCNC). Нейтральные токи с изменением аромата – изменение аромата кварков при излучении фотона, глюона и Z-бозона – представляют собой редкие, но чрезвычайно важные процессы для физики элементарных частиц.

tt-пара может быть получена в простом процессе с FCNC взаимодействием [2]. Соответствующие диаграммы Фейнмана, описывающие процессы двойного рождения tкварков, показаны на рис.1. В данной работе исследуется процесс $u(p_1)+u(p_2) \rightarrow t(p_3)+t(p_4)$, который возможен на коллайдерах Tevatron и LHC. Через p_1, p_2, p_3 и p_4 обозначены импульсы соответствующих частиц.



Рис. 1. Диаграммы Фейнмана основных процессов двойного рождения t-кварков.

Все вычисления производились с помощью программного пакета CompHEP [3]. Были построены две квадрированные диаграммы исследуемого процесса, и с помощью них рассчитаны дифференциальные и полные сечения. Для одной из таких диаграмм дифференциальное сечение выглядит следующим образом:

$$\frac{d\sigma(s,\cos\theta)}{d\cos\theta} = \frac{18GG^4KU^4}{9} \left\{ \frac{1}{16} \left(s^2 - 4m_t^2 \right) \cos^2\theta + \left(\frac{1}{2}m_t^2 + \frac{3}{8}s \right) \sqrt{s^2 - 4m_t^2} \cos\theta + \left(sm_t^2 - \frac{7}{16}s^2 - \frac{1}{2}m_t^4 \right) + \frac{4sm_t^4 - 2s^2m_t^2 - 2m_t^6}{2m_t^2 - s + \sqrt{s^2 - 4sm_t^2}\cos\theta} + \frac{m_t^8}{\left(4m_t^2 - 2s + 2\sqrt{s^2 - 4sm_t^2}\cos\theta \right)^2} \right\},$$

где $s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p_1 - p_3)^2$ - кинематические инварианты, m_t – масса t-кварка.

После интегрирования по переменной t получили полное сечение:

$$\sigma(s) = \frac{128GG^4 KU^4}{9} \frac{1}{16\pi} \left\{ \left(\frac{2m_t^4}{s} - m_t^2 - \frac{m_t^6}{s^2} \right) \ln \frac{m_t^2 - \frac{1}{2}s + \frac{1}{2}\sqrt{s^2 - 4sm_t^2}}{m_t^2 - \frac{1}{2}s - \frac{1}{2}\sqrt{s^2 - 4sm_t^2}} + \left(\frac{7}{12} - \frac{13m_t^2}{12s} \right) \sqrt{s^2 - 4sm_t^2} \right\}.$$

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции



Рис. 2. Распределение по поперечному импульсу t-кварков (Tevatron)



Для современных адронных коллайдеров Tevatron и LHC было проведено Монте-Карло моделирование таких процессов при энергиях $\sqrt{s} = 1,96$ ТэВ и 14 ТэВ соответственно. Масса t-кварка была установлена на 175 ГэВ. При этом были использованы функции партонных распределений STEQ611. Проведено сравнение результатов моделирования для двух коллайдеров, в частности, изучены распределения по псевдобыстроте t-кварков, поперечному импульсу и косинусу угла между вылетающими кварками.

На рис. 2 приведено распределение по поперечному импульсу для коллайдера Tevatron, на рис. 3 – для коллайдера LHC.

E-mail: Julia Vadimovna @mail.ru

Литература

- 1. Э. Э. Боос, Л. В. Дудко, С. Р. Слабоспицкий «Удивительный топ-кварк»
- 2. N. Kidonakis, A. Belyaev, «FCNC top quark production via anomalous tqV couplings beyond leding order», arXiv: hep-ph/0310299v2
- 3. E. Boos, V. Bunicev, M. Dubinin, L. Dudko, V. Ilyin, A. Kryukov, V. Edneral, V. Savrin, A. Semenov, A. Sherstnev, [CompHEP Collaboration],
- 4. «CompHEP 4.4: Automatic computation from Lagrangians to events», Nucl. Instrum. Meth. A 534, 250 (2004)
- 5. «CompHEP 4.5 Status Report», PoS (ACAT08) 008, 2009, arXiv: 0901. 4757 [hep-ph].

МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ЧИСЛА СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ В КЛЕТКЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ.

**Петрунькин Г.В.

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

На сегодняшний день построение математических моделей, описывающих косвенное воздействие радиации на клетки, является одной из наиболее актуальных проблем радиобиологии. Под косвенным воздействием обычно подразумевается целый набор различных механизмов клеточной инактивации, не связанных напрямую с ионизационным повреждением клетки пролетающей частицей. Среди всех этих механизмов наиболее весомый вклад вносит повреждение клетки свободными радикалами, образующимися в ре-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

зультате радиолиза [1]. Ряд проведенных исследований показал, что даже в отсутствии облучения молекула ДНК испытывает примерно 8000 повреждений в час за счет наличия в клетке некоторой равновесной концентрации свободных радикалов химического происхождения (в первую очередь, это радикалы H^{\bullet} , OH^{\bullet} , HO_2^{\bullet}) [2,3]. При этом репарационные механизмы позволяют клетке «справляться» с этими повреждениями. Под действием ионизирующего излучения возможно образование дополнительных свободных радикалов (например, под воздействием фотонов с энергией порядка 7 МэВ имеет место диссоциация молекул воды $H_2O \rightarrow H_2O^* \rightarrow H^{\bullet} + OH^{\bullet}$) [4].

В работах [5,6] предложена математическая модель, позволяющая описать эволюцию числа свободных радикалов в клетке под действием излучения. По своей природе эта модель имеет стохастический характер. Она позволяет описать образование свободных радикалов в ходе радиолиза, взаимодействие радикалов различного типа друг с другом, взаимодействие свободных радикалов с внутриклеточными структурами (именно это взаимодействие ответственно за проявление радиобиологического эффекта), внутриклеточные репарационные механизмы. Существенной особенностью модели является ее нелинейность. Число свободных радикалов каждого типа подчиняется дифференциальному уравнению вида

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda - \alpha N_i - \kappa N_i^2 - \sum_{j \neq i} \kappa_{ij} N_i N_j .$$

Для радикалов, образующихся под действием радиации ставится нулевое начальное условие

$$N_i(0) = 0$$

а для радикалов нерадиационного происхождения начальное условие имеет вид

$$N_i(0) = N_i^{pabh}$$

где N_i^{pagh} определяется из условия

$$(\lambda - \alpha N_i^{pabh} - \kappa (N_i^{pabh})^2 - \sum_{j \neq i} \kappa_{ij} N_i^{pabh} N_j^{pabh} = 0$$

Нами было проведено исследование поведения модели при различных значениях свободных параметров, с учётом возможности нахождения в клетке к моменту начала облучения определенного равновесного количества радикалов нерадиационного происхождения. Полученные результаты показывают, что при определенных условиях под воздействием ионизирующего излучения имеет место уменьшение общего числа свободных радикалов в клетке, что, в свою очередь, свидетельствует о возможном «положительном» эффекте облучения (рис. 1).



Рис. 1. Зависимость числа свободных радикалов от времени. N1 и N2 - радикалы, возникающие под действием облучения, N3 - радикалы нерадиационного происхождения, N1+N2+N3 - общее число свободных радикалов.

E-mail: grigorpetrunkin@mail.ru

Литература

- 1. Ю.Б. Кудряшов. Радиационная биофизика (ионизирующее излучение). М.: Физматлит. 2004.
- 2. Л.А. Булдаков. О рисках лучевого и нелучевого воздействия. // Энергия, экономика, техника, экология. 2003, №1, С. 23-26.
- 3. О. И. Василенко. Радиационная экология. М.: Медицина, 2004 216 с.
- 4. J. Barilla, M. Locajicek, P. Simr. Mathematical model of DSB formation by ionizing radiation, arXiv:0801.4880 [physics.bio-ph].
- О. И. Василенко. Теория мишеней с учётом прямых и косвенных эффектов действия радиации. // III Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии. "МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА – 2010". 21-25 июня 2010 г. Сборник материалов. Москва, 2010.
- 6. О. И. Василенко. Радиобиологическая теория мишеней с учётом косвенных эффектов действия радиации . // Труды XI межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине", Москва, МГУ, 22-23 ноября 2010 г. М.: МГУ 2010, С. 61-63.

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОН-ПРОТОННОГО И ПРОТОН-АНТИПРОТОННОГО РАССЕЯНИЙ ПРИ ПОЛНОЙ ЭНЕРГИИ 900 ГЭВ

Радченко Н.В.

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия

В докладе [1] мы обсудили возможность различия в распределениях множественности P_n (n – число заряженных частиц) в pp и $p\overline{p}$ взаимодействиях. Различие в распределениях связано с наличием дополнительного трехструнного неупругого процесса в случае $p\overline{p}$ рассеяния. Этот процесс дает вклад в область больших множественностей в хвосте распределения. Здесь велики погрешности измерений и различие в распределениях pp и $p\overline{p}$ взаимодействий смазывается. Вместо распределения P_n предлагается измерять величину $n \cdot P_n$, что увеличивает различие в распределениях в n раз. Кроме того, величина $n \cdot P_n$ измеряется инклюзивным методом, что уменьшает величину погрешности измерений посревнению с измерениями P_n .

Мы усредняем величину $n \cdot P_n$ по 9 бинам множественности, полученным коллаборацией UA5 для $p\overline{p}$ рассеяния: $2 \le n \le 10$, $12 \le n \le 20$, ..., $n \ge 82$ при энергии в СЦМ 900 ГэВ [2]. Для pp рассеяния мы усредняем величину $n \cdot P_n$ в тех же бинах, исходя из распределения P_n , полученного в [1]. Усредненная по *i*-му бину величина $\overline{n}^i = \sum n \cdot P_n$ свясечением бине соотношением зана с инклюзивным В ЭТОМ же $\overline{n}^{i} = 1/\sigma^{nsd} \int d^{3}p \left(d^{3}\sigma^{(i)incl}/d^{3}p \right)$, где $d^{3}\sigma^{(i)incl}/d^{3}p$ – инклюзивное сечение заряженной частицы в *i*-м бине. Поскольку мы считаем, что распределения множественности в *pp* и $p\overline{p}$ различны, будут также различны \overline{n}_{pp}^{i} и $\overline{n}_{p\overline{p}}^{i}$. Отношение этих величин дает отношение инклюзивных сечений в pp и $p\overline{p}$ взаимодействиях (можно показать, что $\sigma_{pp}^{nsd} = \sigma_{p\overline{p}}^{nsd}$)

$$\overline{n}_{p\overline{p}}^{i}/\overline{n}_{pp}^{i} = \int d^{3}p \frac{d^{3}\sigma_{p\overline{p}}^{(i)incl}}{d^{3}p} \left/ \int d^{3}p \frac{d^{3}\sigma_{pp}^{(i)incl}}{d^{3}p} \right.$$
(1)

Из интегрального уравнения (1) следует его решение (возможно единственное)

$$\frac{d^3\sigma_{p\bar{p}}^{(i)incl}}{d^3p} \left/ \frac{d^3\sigma_{pp}^{(i)incl}}{d^3p} = \bar{n}_{p\bar{p}}^i \left/ \bar{n}_{pp}^i \right.$$
⁽²⁾

Если распределения множественности в pp и $p\overline{p}$ взаимодействиях одинаковы, то соотношение (2) тривиально. Однако если различие присутствует, то наиболее ярко оно будет выражено в бинах с большой множественностью. На рис. 1 а показаны инклюзивные сечения по псевдобыстроте η , полученные UA5 для $p\overline{p}$ рассеяния в бине $62 \le n \le 70$, и соответствующие инклюзивные сечения для pp при той же энергии, рассчитанные с помощью соотношения (2) в рамках модели адронов с малым числом конституентов (LCNM). На рис. 1 в показан результат суммирования этих сечений по всем 9 бинам заряженной множественности, вместе с предсказанием для pp.

Из теоремы Абрамовского – Грибова – Канчели (АГК) следует, что инклюзивные сечения факторизуются на спектр по псевдобыстроте и функцию $f(p_{\perp})$, зависящую только от поперечного импульса. Кроме того, из теоремы АГК следует, что $f_{pp}(p_{\perp}) \equiv f_{p\overline{p}}(p_{\perp})$. Тогда отношение полных инклюзивных сечений будет равно отношению сечений по псевдобыстроте.

$$R = \left(\frac{1}{2\pi p_{\perp}}\right) \frac{d^2 \sigma_{p\bar{p}}}{d\eta dp_{\perp}} \left/ \left(\frac{1}{2\pi p_{\perp}}\right) \frac{d^2 \sigma_{pp}}{d\eta dp_{\perp}} = \frac{d\sigma_{p\bar{p}}}{d\eta} \left/ \frac{d\sigma_{pp}}{d\eta} \right.$$
(3)





Соотношение (3) справедливо в достаточно широкой области по поперечному импульсу, вплоть до $p_{\perp} \approx 2$ ГэВ/с, где справедлива теорема АГК. Из данных рис. 1 b следует, что $R \approx 1,12$ как для $|\eta| < 2,5$, так и для $|\eta| < 0,8$. На рис. 2 а и 2 b приведены отношения инк-

люзивных сечений $p\overline{p}$ и pp взаимодействий при энергии 900 ГэВ, полученные на БАК коллаборациями ATLAS [3] и ALICE [4], где $R \approx 1,2$.

nvrad@mail.ru

Литература

- 1. Радченко Н.В. Различия в распределениях множественности в протон-протонном и протон-антипротонном столкновениях // ISBN 978-5-317-02774-2. http://www.lomonosov-msu.ru/2009/
- Alner G.J. et al., Scaling of Pseudorapidity Distributions at c.m. Energies Up to 0.9-TeV // Z. Phys. 1986. C 33. P. 1-6.
- 3. Aad G. et al., Charged-particle multiplicities in pp interactions at 900 GeV measured with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2010. V. 688. P. 21-42.
- 4. Aamodt K. et al., Transverse momentum spectra of charged particles in proton-proton collisions at 900 GeV with ALICE at the LHC // Phys. Lett. B. 2010. V. 693. P. 53-68.

РЕДКИЕ ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ К, В, D МЕЗОНОВ В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ И ЕЕ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ РАСШИРЕНИЯХ

Ретинская Е.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Несмотря на триумф Стандатной Модели в физике частиц, существует ряд вопросов ответ на которые пока остается открытым. Становится очевидным, что Стандартная Модель нуждается в расширении. Одной из наиболее распространенных моделей расширения Стандартной Модели является Суперсимметричная Модель, или как один из ее вариантов-Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель.

Одной из целей недавно запущенного ускорителя LHC является поиск явлений, выходящих за рамки Стандартной Модели.

Данная работа посвящена изучению одного из важнейших процессов в современной физике высоких энергий — редких распадов мезонов за счет нейтральных токов, меняющих аромат (FCNC). Поиск таких распадов очень важен для фундаментальной теории современной физики частиц - Стандартной Модели. Именно в отклонениях от предсказанных Стандартной Моделью значениях вероятностей таких распадов можно надеяться на обнаружение следов новой физики, ведущей нас за пределы Стандартной модели к новым более общим теоретическим моделям.[4]

В качестве основных моделей, в рамках которых проводятся вычисления, выбраны Стандартная Модель(СМ) и ее суперсимметричное расширение - Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель (МССМ), которая отличается от СМ не только другим набором фундаментальных частиц, но и расширенным двухдублетным сектором скалярных бозонов Хиггса [1].

В работе проводятся вычисления кинематики [2], матричных элементов [3], ширин и относительных вероятностей для редких лептонных распадов каонов в два мюона в рамках СМ и МССМ. [5],[6]. Все вычисления выполняются в приближении малых масс внешних кварков. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными PDG (Particle Data Group, CERN).

Производится обобщение результатов на случаи В и D мезонов. В качестве уточнения полученных результатов также производится точный расчет амплитуд с учетом ненулевых векторных интегралов и при использовании функций Пассарино-Вельтмана при помощи программы Mathematica 6.0.

Ситуация с редкими лептонными распадами не позволяет пока надежно зафиксировать эффект нейтральных токов, меняющих аромат по экспериментальным данным и тем самым прецизионно протестировать СМ. Однако с запуском LHC появляется реальный шанс на нахождение новой физики как в рамках СМ, так и за ее пределами.

Литература

1. Ахметзянова Э., Долгополов М., Дубинин М. Бозоны Хиггса в двухдублетной модели с нарушением СР-инвариантности //ЯФ, Т.68, N.11, 2005, с.1913-1927

2. Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц // Москва, «Мир», 1975

А.И. 3. Сукачев Смешивание нейтральных мезонов В Минимальной модели суперсимметричной стандартной с нарушением СР-инвариантности, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Москва-2009

4. G.D'Ambrosio Recent developments in rare kaon decays // ArXiv:hep-ph/0305249v1,22 May 2003

5. T.Inami and C.S.Lim Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes $K_L \rightarrow mumu$, $K^+ \rightarrow pi$ nu nu and K0-antiK0 //Prog.Theor.Phys., 65(297)

6. M.B.Voloshin // Yad.Fiz.24 (1976), 810 Soviet J.Nucl.Phys.24(1976), 422

СОЗДАНИЕ ПРОТОТИПА КРЕМНИЕВОГО ВЕРШИННОГО ДЕТЕКТОРА ЭКСПЕРИМЕНТА CLAS12

Рогожин С.В.

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

Эксперимент CLAS12, проводимый в Национальной ускорительной лаборатории им. Т. Джефферсона (ТЈNAF, США) на ускорителе CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility – Ускорительная установка на непрерывном электронном пучке), является продолжением и развитием эксперимента CLAS. В ходе подготовки эксперимента CLAS12 существующий детекторный комплекс проходит глубокую модернизацию; ключевым элементом новой установки является кремниевый вершинный детектор (Silicon Vertex Tracker, SVT) [1]. Непрерывный электронный пучок ускорителя CEBAF ставит принципиально новую задачу создания кремниевой трековой системы, способной регистрировать события в реальном времени. Для выполнения этой задачи используется считывающая микросхема новой архитектуры «data-driven» FSSR2 [2].

С учётом требований эксперимента CLAS12 разработаны, изготовлены и испытаны кремниевые сенсоры. Проведены испытания микросхемы FSSR2 [3], а также компьютерное моделирование работы логики микросхемы, подтвердившее соответствие её быстродействия ожидаемым в эксперименте загрузкам. Создан прототип модуля – «лэдера» кремниевого детектора из четырёх последовательно соединённых сенсоров и микросхемы FSSR2. Испытания прототипа демонстрируют соотношение сигнал/шум лучше, чем 6:1, при суммарной длине стрипа 30 см, что соответствует максимальной длине лэдера SVT.

E-mail: rogozhin@silab.sinp.msu.ru

Литература

[1] CDR for the Science and Experimental Equipment for The 12 GeV Upgrade of CEBAF. Jefferson Lab, 2005.

http://www.jlab.org/div_dept/physics_division/GeV/doe_review/CDR_for_Science_Review.pdf [2] Hoff J., Manghisoni M., Mekkaoui A. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. № 4. P. 2470.

[3] Воронин А.Г., Карманов Д.Е., Меркин М.М., Рогожин С.В. //ПТЭ, №6, 2010, с. 34

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ С 4В-СТРУЯМИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

Сауханбек Е.Н.

Евразийский национальный университет имени Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан? Международный университет природы, общества и человека "Дубна", Дубна, Россия

Основная цель эксперимента ATLAS – обнаружить хигтсовский бозон и изучить его свойства. Участники коллаборации ATLAS будут работать в поисках открытия, которое смогло бы объяснить образование масс кварков и лептонов. Если предполагаемый вариант решения загадки масс с помощью механизма Хиггса неверен, то эксперимент ATLAS все же поможет найти путь к верному решению. Загадка существования идентичных семейств основных кирпичиков материи, которая не объясняется Стандартной моделью, послужила дополнительной причиной для сооружения этого детектора [1].

В настоящей работе рассмотрены следующие процессы:

$$pp \rightarrow X + 4b - jets + 4 - jets$$

$$pp \rightarrow X + 4b - jets + 2l + 2 - jets$$

В ходе работы была исследована зависимость сечения этих процессов от массы Хиггса, единственного свободного параметра Стандартной модели в данной задаче. Исследование было проведено с помощью Монте-Карло генератора Pythia и программным пакетом Root [2,3]. Получены и оценены их сечения, выделены характерные свойства для этих процессов.

E-mail: kescoenergy@mail.ru

Литература

1. The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3(2008) S08003.

2. http://home.thep.lu.se/~torbjorn

3. http://root.cern.ch

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ОРЕКА

Трошина В.Л.

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

Эксперимент OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tracking Apparatus)[1] нацелен на обнаружение эффекта осцилляций нейтрино в канале $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$. С помощью ускорителя SPS(Super Proton Synchrotron), расположенного в CERN, создается пучок мюонных нейтрино, направленный в сторону детектора, находящегося в 732 км в подземной лаборатории Gran Sasso. Мишенный блок представляет собой совокупность эмульсионных блоков -56 тонких слоев свинца и 57 эмульсии (1 мм свинца и 0,4 мм ядерной эмульсии). Размер блока составляет 127×102×75.4 мм³ [2]. Запуски CNGS (CERN Neutrinos to Gran Sasso) пучка нейтрино были успешно произведены в 2008, 2009 и 2010 годах. На данный момент имеется только один кандидат на взаимодействие v_{τ} [3]. Сейчас идет сканирование и обработка эмульсионных блоков в различных лабораториях - участниках коллаборации.

В данной работе анализируются электромагнитные каскады от первичных γ – квантов, которые возникают при взаимодействиях нейтрино.

Проводятся оценки энергии ү-квантов в электромагнитных каскадах в эмульсионном блоке и точности определения направления оси каскада, а также в работе

вычисляются характерные погрешности определения массы π^0 -мезона низкой энергии с учетом измерительных ошибок, вносимых детектором[4].

Моделирование каскадов, инициированных первичными γ -квантами и π 0мезонами, проводилось с помощью пакета программ Geant4 [5]. Первичные частицы направляются перпендикулярно слоям свинца и эмульсии в центр первого слоя свинца. В результате моделирования создается база данных, содержащая основные параметры частиц, такие как энергия, компоненты импульса и координаты в начале и конце эмульсионного слоя. При моделировании не учитывались эффекты вуали, фон от космических мюонов, и другие погрешности, вносимые детектором.

Восстановление первичной энергии фотонов, инициировавших ливень, проводится для трех различных первичных энергий— 1, 2 и 5 ГэВ, и двух порогах регистрации электронов— 6.4 МэВ и 300 МэВ. Энергия первичного γ - кванта определяется по суммарному количеству треков электронов, инициированных каскадом в слоях эмульсии. Стандартные отклонения измеренных энергий в среднем для случая порога регистрации 6.4 МэВ— 18 %; в случае порога 300 МэВ— 87 %. Таким же алгоритмом и в таких же приближениях построены каскадные кривые для электронов в каскаде с порогом регистрации 30 МэВ.

Ошибки определения начальной точки оси каскада оцениваются несколькими способами: находится начало электромагнитного каскада по первой электрон-позитронной паре, по трем точкам: центру масс всего каскада и по центрам масс «головы» и «хвоста» каскада, и по N центрам масс каскада в каждом эмульсионном блоке. Сравнение результатов показывает, что ошибки минимальны при нахождении начальной точки оси каскада по первой e⁻e⁺ паре, определение вершины взаимодействия первичного γ кванта в эксперименте OPERA проводятся также по первой e⁻e⁺ паре[2].

В работе моделируются события от первичного π^0 -мезона энергий 1 и 5. Предполагается, что флуктуации параметров γ -квантов, полученных при распаде первичной частицы, подчиняются нормальному распределению. Из всех событий выбираются только те события, в которых направление вылета гамма-квантов попадает

в конус видимости детектора $tg\left(\frac{\sqrt{p_x^2+p_y^2}}{p_2}\right) < 0.6$, и которые вылетают в

положительном направлении оси Oz. Среднее значение и стандартные отклонения определенной таким образом массы π^0 -мезона при энергиях 1(5) ГэВ согласуются с табличным значением для массы π^0 -мезона и соответственно равны 129±110 (130±35) МэВ.

E-mail: valerik9090@gmail.com

Литература

- 1. <u>http://operaweb.lngs.infn.it/?lang=en</u> (Официальный сайт проекта OPERA)
- 2. N. Agafonova et all. The detection of neutrino interactions in the emulsion/lead target of the OPERA experiment // JINST 4 P06020. 2009. C.21.
- 3. Anokhina A., Alexandrov A., Altinoc O. Observation of a first tau candidate event in the OPERA experiment in the CNGS beam // Phys. Lett. B 691. 2010. C.138.
- 4. Juget F. Electromagnetic shower reconstruction with emultion film in the OPERA experiment // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. C.160.
- Agostinelli S. et all. Geant4-a simulation toolkit (The Geant4 Collaboration) // NIMA. V. 506. P. 250. 2003. C.87.

ДЕФОРМИРОВАННЫЕ ЯДРА

Трощиев С.Ю.

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический Факультет, Москва, Россия

Атомное ядро – сложная квантовая система взаимодействующих нуклонов. Свойства ядерного взаимодействия не до конца изучены, и не существует полностью корректного описания атомных ядер, способного объяснить все особенности их поведения. Обычно используют два подхода к описанию атомных ядер: коллективный и одночастичный.

Коллективные модели описывают ядро как единый объект и устанавливают взаимосвязь между различными параметрами такого объекта: объем, масса, заряд, энергия связи. Одной из первых таких моделей стала капельная модель [1], введенная Н. Бором. Одночастичные модели, напротив, рассматривают поведение отдельных частиц в ядре. Первой успешной одночастичной моделью является одночастичная модель оболочек, практически одновременно предложенная Гепперт-Майер [2] и Йенсеном [3]. Со временем физики осознали ограниченность каждой из моделей и привыкли рассматривать ядро не как каплю или набор нуклонов на оболочках, а как квантовую систему, некоторые свойства которой описываются этими моделями.

Описание экспериментов под действием гамма-квантов явилось одним из важнейших этапов объединения коллективной модели и модели независимых частиц. В области энергии над нуклонным порогом на всех ядрах наблюдается широкий максимум в сечении фотопоглощения, называемый дипольным гигантским резонансом (ДГР). Первые попытки интерпретации ДГР были основаны на коллективной модели ядра и описывали ДГР как когерентные дипольные колебания всех протонов относительно всех нейтронов. Эта модель развита в работах [4,5,6]. Модель успешно описывала положение максимума резонанса, однако природа его ширины оставалась не ясной. Промежуточная структура ДГР была объяснена в динамической коллективной модели [7,8] как результат связи коллективного дипольного колебания протонов относительно нейтронов с поверхностными колебаниями ядра.

Попытка описания ДГР в модели независимых частиц была предпринята Вилкинсоном [9]. Он рассматривал ДГР как совокупность одночастичных дипольных переходов между соседними оболочками. Энергия максимума ДГР определялась разностью энергий между соседними оболочками. Ширина резонанса определялась разностью одночастичных состояний внутри отдельных оболочек. Однако рассчитанные положения максимумов ДГР оказывались приблизительно в два раза ниже по энергии, чем экспериментально измеренные. В работе Эллиота и Флауэрса [10] было показано, что в результате остаточного взаимодействия между одночастичными состояниями формируется когерентное состояние, вбирающее в себя практически всю интенсивность одночастичных переходов. Энергия этого когерентного состояния совпадает с экспериментально измеренным положением максимума ДГР. Такая коллективизация колебаний приводит к тому, что в формировании ДГР большую роль играют эффекты симметрии атомного ядра и ее нарушения, в частности, деформации.

Первым серьезным указанием на деформацию некоторых ядер явилась работа Таунса [11], в которой был дан обзор имевшихся в то время экспериментальных данных об электрических квадрупольных моментах ядер Q. Проблема заключалась в том, что значение Q для некоторых ядер (например, ¹⁷⁶Lu) в 10 и более раз превышает значение, которое можно было бы ожидать на основе волновых функций для сферического потенциала модели оболочек. Это расхождение обусловлено деформацией ядра.

Рейнуотер на качественном уровне показал, что, благодаря оболочечной структуре, некоторым ядрам с немагическими числами нуклонов энергетически выгодно принимать несферическую форму [12]. Позднее Нильссоном были проведены расчеты энергий одночастичных состояний в аксиально-симметричном потенциале в зависимости от параметра деформации [13].

Анализ экспериментальных данных подтверждает, что в магических ядрах деформация минимальна, а в промежутках между магическими числами наблюдаются максимумы деформации. В средних и тяжелых магических ядрах ДГР проявляется в виде одного узкого максимума с шириной 4-5 МэВ. Влияние деформации атомного ядра на сечение фотопоглощения можно проследить по зависимости ширины ДГР от квадрупольного параметра деформации β_2 для средних и тяжелых ядер, приведенной на рис. 2. Ширина ДГР минимальна при малых значениях параметра $\beta_2 < 0,1$ и возрастает при его увеличении.



Рис. 2. Зависимость ширины ДГР от квадрупольного параметра деформации ядра β₂.

В коллективной модели нарушение сферической симметрии ядра проявляется в расщеплении ДГР на две компоненты E_a и E_b , соответствующие колебаниям протонов относительно нейтронов внутри ядерного эллипсоида вдоль оси симметрии b и перпендикулярной ей оси a. Дипольные колебания вдоль большей оси характеризуются меньшими частотами, чем колебания вдоль меньшей оси. Коллективные модели предсказывают, что отношение интегрального сечения под компонентой, E_a , к интегральному сечению под компонентой E_b должно равняться 2. Малые деформации приводят к увеличению ширины ДГР. При больших деформациях ($\beta_2 > 0,15-0,2$) ДГР явно расщепляется на два максимума.

Проведенный анализ имеющихся в литературе данных о ДГР в области средних и тяжелых ядер указывает на то, что деформация атомных ядер является основным фактором, определяющим взаимодействие атомных ядер в области массовых чисел А>100 с фотонами с энергиями от нуклонного порога до 20-30 МэВ.

E-mail: sergey.troschiev@googlemail.com

Литература

- 1. Bohr N. // Nature 137, p. 344 (1939).
- 2. Mayer M. G. // Phys. Rev. 75, p. 1969 (1949).
- 3. Haxel O., Jensen J.H.D., Suess H.E. // Phys. Rev. 75, p. 1766 (1949).
- 4. Steinwedel H., Jensen J.H.D. // Z. Naturforsch., v. 50, p. 413 (1950).
- 5. Goldhaber M., Teller E. // Phys Rev 74, 1046 (1984).
- 6. Danos M. // Ann d. Phys. 10, p. 265 (1952).
- 7. Danos M., Greiner W. // Phys. Rev. B 134, p. 284 (1964).
- 8. Huber M.G., Danos M., Weber H.J., Greiner W. // Phys. Rev. 155, p. 1073 (1968).
- 9. Wilkinson D.H. // Physica, v. 22, p. 1039, p. 1043, p. 1058 (1956).
- 10. Elliot J.P., Flowers B.H. // Proc. Roy. Soc. V. A242, p. 57, 1957.
- 11. Townes C.H., Foley H., Low W. // Phys. Rev. 76, p. 1415 (1949).
- 12. Rainwater J. // Phys. Rev. 79, p. 432 (1950).
- 13. Ni1sson S.G. // Dan Mat. Fys. Medd. 29, p. 16 (1955).

РЕКОНСТРУКЦИЯ РАСПАДА В± → J/Ψ K± В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Турчихин С.М.

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

Заряженные мезоны B^{\pm} , появляющиеся в событиях с рождением пар *b*-кварков на Большом Адронном Коллайдере (БАК), могут быть восстановлены путём реконструкции эксклюзивного распада $B^{\pm} \rightarrow J/\psi K^{\pm}$, коэффициент ветвления которого 0,1 %. Мезон J/ψ восстанавливается в мюонной моде распада $J/\psi \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$ (коэффициент ветвления 6 %).

Изучение данной моды распада представляет интерес по следующим причинам. Канал $B^{\pm} \rightarrow J/\psi(\mu^{+}\mu^{-}) K^{\pm}$ используется в качестве опорного для ряда высокоточных измерений в В-физике, таких как измерение коэффициента ветвления для редкого распада $B_s \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$. Также этот распад может быть использован для калибровки алгоритмов идентификации аромата *b*-кварков, применяемых в исследованиях СР-нарушения. Кроме того, в связи с достаточно высоким сечением и относительной простотой реконструкции, он может наблюдаться на раннем этапе работы БАК и позволит достичь более полного понимания функционирование детекторов [1].

Исследование проводилось на экспериментальных данных, полученных детектором ATLAS [2] на БАК в 2010 году. Он имеет в своём составе многокомпонентный внутренний детектор, позволяющий эффективно восстанавливать треки заряженных частиц, а также мюонные детекторы, с помощью которых можно идентифицировать и проводить точные измерения мюонов в событиях протонных соударений.

Реконструкция распада проводилась следующим образом. Первоначальный отбор событий осуществлялся триггерами, выделяющими те из них, где имелись мюоны, удовлетворяющие определённым кинематическим ограничениям (конкретный их набор менялся с ростом светимости БАК). Затем в событиях выделялись пары мюонов, подгонялись к общей вторичной вершине, в результате чего формировался кандидат J/ψ . После этого проводилась процедура пересчёта координат первичной вершины (т. е. точки протонного соударения) без учёта этих мюонов, т. к. они предположительно родились во вторичной. Рассматривались треки заряженных частиц в событии и подгонялись к той же вторичной вершине, формируя кандидаты B^{\pm} . После этого также производился перерасчёт координат первичной вершины без учёта этого трека. На каждом этапе накладывались определённые критерии на кинематику частиц и качество подгонки. Для полученных таким образом кандидатов B^{\pm} строилось распределение инвариантной массы, которое аппроксимировалось суммой двух функций: гауссова распределения (для сигнала — собственно пика B^{\pm}) и линейной (для фона, имеющего различную природу).

В рамках общей работы группы В-физики коллаборации ATLAS по реконструкции рассматриваемого распада автором решался ряд более узких задач. Одной из них было изучение величины α — угла между направлением от первичной к вторичной вершине кандидата B^{\pm} и его импульсом. При идеальной реконструкции для истинного B^{\pm} это значение должно быть близко к 0. Из общих соображений можно было предположить, что введение ограничение на максимальное значение величины α позволило бы избавиться от определённых источников фона. Однако было показано, что введение такого отбора в конечном счёте может только уменьшить эффективность реконструкции.

Другой важной проблемой, возникающей в ходе реконструкции является наличие более чем одной восстановленной первичной вершины в одном событии. Как правило, это говорит о наличии в нём более чем одного протонного соударения. В контексте распада $B^{\pm} \rightarrow J/\psi(\mu^{+}\mu^{-}) K^{\pm}$ особенно важно учитывать это в случае, когда 3 частицы, по которым восстанавливается кандидат B^{\pm} , ассоциированы с разными первичными вер-

шинами, т. к. координаты первичной вершины используются при отборе кандидатов. Этот вопрос был также был подробно изучен.

По результатам реконструкции распада группой В-физики коллаборации ATLAS был опубликован внутренний отчёт [3]. На статистике 3,4 пб⁻¹ после применения всех отборов наблюдалось 283 ± 22 сигнальных события при фоне 131 ± 13 событий (в диапазоне инвариантной массы $\pm 3\sigma$). Полученное значение массы B^{\pm} 5283,2 ± 2,5 МэВ в пределах статистических ошибок согласуется с мировым средним 5279,17 ± 0,29 МэВ.

E-mail: Semen.Turchikhin@cern.ch

Литература

- 1. ATLAS Collaboration, Expected Performance of the ATLAS Experiment. Detector, Trigger and Physics. CERN-OPEN-2008-020, Geneva, 2008
- 2. ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003
- 3. ATLAS Collaboration, Observation of the B^{\pm} meson in the decay $B^{\pm} \rightarrow J/\psi(\mu^{+}\mu^{-}) K^{\pm}$ in ATLAS, ATLAS Note ATLAS-CONF-2010-098 (2010)

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОЩНОСТИ ДОЗЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНОЙ АКТИВНОСТИ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОАКТИВНОГО 60СО

Федотова Д.А.

Филиал Ульяновского государственного университета,. Димитровград, Россия

Источники гамма-излучения на основе высокоактивного ⁶⁰Со широко применяются в медицине, промышленности и сельском хозяйстве. Независимо от области применения источников ионизирующих излучений (ИИИ) выход излучения, т.е. мощность дозы излучения, создаваемая источником в заданной точке, а так же эквивалентная этой мощности активность источника, являются основными характеристиками протяженных источников. При их изготовлении крайне важна точность и правильность измерений потоков излучений этих источников и их активностей.

В настоящее время существует большое количество методов измерения потоков ионизирующих излучений. В данной работе представлен комплекс методов измерений, позволяющих передать размерность единиц мощности дозы и эквивалентной активности от государственного первичного эталона к промышленным источникам третьего разряда. Основные методы определения мощности дозы и эквивалентной активности (метод прямых измерений и метод компаратора) высокоактивных источников ионизирующего излучения представлены в работе [1].

Эквивалентную активность источника на расстоянии 1 м от его рабочей поверхности для γ -излучения рассчитывают по измеренному значению мощности кермы в воздухе с применением гамма-постоянной мощности K_{γ} . Под эквивалентной активностью понимается активность точечного источника без учета самопоглащения в источнике на расстоянии 1 м от торцовой поверхности источника до геометрического центра детектора.

Метод прямых измерений заключается в непосредственной регистрации потока излучения от источника. Численное значение измеренной мощности кермы в воздухе на расстоянии 1 м от рабочей торцевой поверхности контролируемого источника в Гр/с, рассчитывают по формуле:

$$\dot{X} = X_R \cdot \frac{R^2}{R_0^2} e^{-\mu(R-R_0)},$$
(1)

где X_R – измеренное значение мощности кермы в воздухе на расстоянии R, Гр/с; μ – линейный коэффициент ослабления излучения в воздухе, м⁻¹; R – расстояние от рабочей поверхности источника до геометрического центра ионизационной камеры при измерении мощ-

ности кермы в воздухе, м; $R_0 = 1$ м – расстояние, к которому приводят значение мощности кермы в воздухе.

Эквивалентную активность источника на расстоянии 1 м от его рабочей поверхности для γ -излучения рассчитывают по измеренному значению мощности кермы в воздухе с применением гамма-постоянной мощности K_{γ} . Под эквивалентной активностью понимается активность точечного источника без учета самопоглащения в источнике на расстоянии 1 м от торцовой поверхности источника до геометрического центра детектора.

Большое внимание в работе уделено определению вклада рассеянного излучения в показания прибора при измерении мощности дозы источника прямым методом в защитной камере. В наиболее общем виде поле рассеянного излучения определяется энергией, угловым распределением излучения и геометрией источника, формой, составом и толщиной рассеивателя, взаимным расположением источника, рассеивателя и точки детектирования, а также граничащей с рассеивателем средой, в которой находятся источник излучения и детектор.

Для проведения прямых измерений на установке оценивают вклад рассеянного излучения k_{pac} в защитной камере. Определение коэффициента k_{pac} производят с использованием поглощающего стального цилиндра. Экранирующий цилиндр располагают между источником и ионизационной камерой. Таким образом, вкладом прямого излучения можно пренебречь и считать, что показание детектора формируется только рассеянным излучением. Тогда формула (1) преобразуется к виду:

$$\dot{X} = X_{R_i} \cdot \frac{R_i^2}{R_0^2} e^{-\mu(R-R_0)} \left(1 - k_{pac}\right).$$
⁽²⁾

Коэффициент k_{рас} рассчитывают по формуле:

$$k_{pac} = \frac{X^{\prime\prime}}{X} \cdot 100\%, \qquad (3)$$

где X^{u} – измеренное значение мощности кермы в воздухе с цилиндром от источника, Гр/с; X – измеренное значение мощности кермы в воздухе без цилиндра от того же источника, Гр/с.

Строго говоря, сам экранирующий цилиндр является рассеивающим центром, поэтому учет вклада рассеянного излучения в показание прибора представляет собой сложную задачу.

В работе так же приводятся выражения для расчета активности радионуклида для источников цилиндрической формы в условиях коллимации потока излучения. Решение данной задачи представляет собой обратную задачу определения поля излучения источника по его активности.[2].

E-mail: <u>romeldd@mail.ru</u>

Литература

- 1. Демченко Н.Ф. и др., Измерительная техника. 11, 64 (2010).
- 2. Минвалиев Р.Н., Федотова Д.А., сборник аннотации работ 7-й курчатовской молодежной научной школы, Москва, РНЦ «Курчатовский институт», (2009).

РЕКОНСТРУКЦИЯ РАСПАДА W \rightarrow LN НА ДЕТЕКТОРЕ ATLAS

Черемушкина Е.В.

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

Масса и сечение распада W-бозона являются важными величинами для расчета параметров Стандартной Модели (СМ). Одним из пунктов физической программы эксперимента ATLAS (CERN, LHC) является изучение свойств W-бозонов. Большая энергия пучка и высокая светимость позволят получать большое число W-бозонов в протонпротонных столкновениях. Набранная статистика позволит измерить их свойства в ранее неисследованных кинематических областях, что обеспечит новый взгляд на свойства протона, расчеты пертурбативной КХД, и, в конечном счете, позволит уточнить массу W-бозона[3].

Сечение распада W-бозона можно измерить путем регистрации и реконструкции его лептонных распадов. В данной работе реконструкция распада W проводится по двум каналам: с образованием мюонов и электронов ($W \rightarrow lv$, где $l = \mu, e$).

Для реконструкции этих распадов необходимо выделить интересующие нас сигнальные события из большого числа фоновых. Выделение сигнальных событий происходит путем наложения определенных ограничений на характеристики распада (таких как импульсы частиц, потерянная поперечная энергия и др.).

Поиск данных ограничений происходит на данных Монте-Карло генерации.

Наложение ограничений на характеристики распадов для мюонов и электронов происходит по-разному из-за различий в поведении этих частиц при прохождении их сквозь детектор. Так, для электронов важно учитывать тормозное излучение, тогда как для мюонов им можно пренебречь.

Для электронов отбор происходит по следующим этапам: триггерный, этап преселекции, «жесткий» ("tight") и этап выборки [1]. В итоге для электронного канала ($W \rightarrow ev$):

- $E_t^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$ (потерянная поперечная энергия)
- m_t >40 GeV (поперечная масса).

Эти ограничения позволяют отобрать из 2.4×10⁶ кандидатов, прошедших через триггеры, 46 событий.

Мюоны лучше восстанавливаются калориметром из-за отсутствия значительных потерь на тормозное излучение. Вследствие этого, жесткий этап опускается. И для мюонного канала($W \rightarrow \mu v$):

- $p_t > 20 \text{ GeV}$ (поперечный импульс)
- $E_t^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$
- $m_t > 40 \text{ GeV}$

Эти ограничения позволяют отобрать из 2×10⁶ кандидатов, прошедших через триггеры, 72 события.

По результатам этой работы были определены сечения для $W \rightarrow \mu v \sigma = 10.3$ nb, и для $W \rightarrow ev \sigma = 8.5$ nb [1,2].

E-mail: cheremushkina@sinp.msu.ru

Литература

- 1. ATLAS Collaboration (ATLAS NOTE), ATLAS-CONF-2010-051
- 2. ATLAS Collaboration (M. Aharrouche *et al.*). Total inclusive W and Z boson crosssection measurements and cross-section ratios in the electron and muon decay channels at $\sqrt{s} = 7$ TeV
- 3. ATLAS Twiki page: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/SMWZSignatures

РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЛЯТОРА ДЛЯ СИСТЕМ НЕNPA И LENPA ПРОЕКТА ITER НА ОСНОВЕ ZNO КЕРАМИКИ

Черненко К.А.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Проект строительства термоядерного реактора требует решения большого числа инженерных и физических задач. Частью системы диагностики состояния реактора является тандем анализаторов атомов перезарядки HENPA и LENPA [1]. Он представляет собой два сцинтилляционных спектрометра тяжелых заряженных частиц, использующих для разделения частиц по заряду и скоростям электрическое и магнитное поля. Основная особенность этих приборов - работа при мощном фоновом потоке нейтронов и электронов, продолжительное время работы и невозможность их технического обслуживания. Эти условия определяют спектр требований, предъявляемых к сцинтиллятору, используемому в детекторах: высокий световыход, малое время спада сцинтилляции, малое уменьшение сцинтилляционной эффективности при возбуждении альфа-частицами, отсутствие гигроскопичности, низкая стоимость, возможность изготовления сцинтиллятора в виде пластины толщиной менее 20 мкм (что обеспечивает подавление сигналов от электронного фона). Сцинтилляторы, получаемые «классическим» способом в виде монокристаллов, не удовлетворяют последнему требованию. Альтернативой применению монокристаллического сцинтиллятора является использование сцинтилляционной оптической керамики.

Оптическая керамика, получаемая путем одноосного горячего прессования высокодисперсного порошка, представляет собой поликристаллический материал, обладающий лучшими механическими и термическими свойствами по сравнению с монокристаллами.

В данной работе исследовались свойства оптических ZnO керамик, разрабатываемых нами совместно с НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С. И. Вавилова». Были проведены исследования спектрально-люминесцентных свойств керамик в режиме непрерывного рентгеновского возбуждения, и кинетических характеристик при возбуждении короткими (~1 нс) рентгеновскими импульсами. Получены энергетические спектры альфа и гамма источников, измеренные с использованием ZnO керамик.

В исследованных керамических сцинтилляторах на основе оксида цинка регистрировались две полосы излучения: коротковолновая вблизи края поглощения кристалла и длинноволновая (зеленая) полоса.

Коротковолновая полоса с максимумом при 3.21 эВ имеет постоянную спада сцинтилляции 0.7 нс, обусловленную экситонным излучением [2]. Экситонная люминесценция обладает низкой интенсивностью, поэтому керамики с преобладающей коротковолновой полосой, можно использовать только для регистрации высокоэнергетичной части спектра частиц.

Природа люминесценции зеленой полосы излучения ZnO, несмотря на огромное число исследований, до сих пор остается предметом обсуждений. В ZnO керамиках зеленая люминесценция обладает большой шириной на полувысоте (~500 мэВ) и состоит из двух неразрешенных полос: основной с максимумом при 2.37 эВ и меньшей по интенсивности при 2.22 эВ. Авторы [3] связывают подобные полосы в порошкообразном ZnO люминофоре с излучением на вакансиях цинка и на ионах лития. Кинетика люминесценции этих образцов достаточно медленная, форма спада интенсивности гиперболическая, среднее время высвечивания составляет порядка 1.1 мкс.

Для уменьшения времени свечения были изготовлены керамики с добавкой лития. В спектре люминесценции керамик с Li⁺ относительная интенсивность компоненты с максимумом при 2.22 эВ выше, а форма вспышки описывается двумя экспонентами, быстрой и медленной, с постоянными спада 30 нс и 1.3 мкс. В результате, среднее время люминесценции этих образцов меньше, чем в образцах без добавок.

Также с помощью исследуемых ZnO керамик были измерены спектры радиоактивных изотопов. Разрешение моноэнергетических пиков составляет 40-60%, в зависимости от образца, и определяется внутренней неоднородностью самих образцов. Отношение коэффициентов сцинтилляционной эффективности для альфа-частиц и гамма-квантов составляет не менее 0.5.

Таким образом, керамики на основе оксида цинка удовлетворяют требованиям поставленной задачи. Проводятся работы по совершенствованию сцинтиллятора: уменьшению времени высвечивания и улучшению энергетического разрешения, что позволит упростить тракт обработки сигнала и увеличить надежность работы прибора.

E-mail: nuclearphys@yandex.ru

Литература

- 1. Afanasiev V.I. Neutral Particle Analysis on ITER-FEAT //30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, 7-11 July 2003 ECA Vol. 27A, O-4.4D
- 2. Meyer B. K., Alves H., Hofmann D. M., et al. // phys. stat. sol. (b) 2004. V. 241. P. 231.
- 3. Moe Berseth T. Identification of oxygen and zinc vacancy optical signals in ZnO // Appl. Phys. Letters. 2006. V. 89. P. 262112.

РАЗРАБОТКА ЗАДАЧИ «ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ МЕТОДОМ РАДИОХРОМНОЙ ПЛЁНОЧНОЙ ДОЗИМЕТРИИ» ДЛЯ СПЕЦИАЛЬНОГО ПРАКТИКУМА»

Шевель М.А.

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

Лучевая терапия является одним из эффективных методов лечения онкологических заболеваний и применяется обычно в 60-70% случаев как одна из составных частей комплексного лечения.

Процедура облучения злокачественных новообразований производится в три этапа: предлучевая подготовка пациента (топометрия), дозно-анатомическое планирование лечения, облучение.

Важнейшей и неотъемлемой частью верификации и настройки любой установки для проведения лучевой терапии является клиническая дозиметрия [1].

Одной из важнейших задач клинической дозиметрии является построение изодозных кривых и глубинного дозного распределения. Для этого обычно используются такие общепринятые дозиметры, как ионизационная камера, полупроводниковые дозиметры, термолюминесцентные датчики и рентгенографические плёнки. У каждого из этих видов дозиметров есть свои достоинства и недостатки.

Радиохромные плёнки – это дозиметры с высоким пространственным разрешением и в отличие от галоидосеребряных плёнок их чувствительность не слишком сильно зависит от энергии излучения. Так же они являются нечувствительными к видимому свету, что позволяет использовать и обрабатывать радиохромные плёнки в светлой комнате. Радиохромные плёнки не требуют проявки или дополнительной обработки, изображение на них появляется вследствие полимеризации и окрашивания бесцветной молекулы мономера под действием ионизирующего излучения, а интенсивность цвета зависит от числа актов ионизации [2].

Основной задачей данной работы является подготовка подробного и доступного описания одной из методик клинической дозиметрии для специального физического практикума кафедры физики ускорителей высоких энергий. Так же необходимо провести отладку и калибровку используемого в ней оборудования – планшетного сканера Microtek ScanMaker i900.

Задачей специального практикума является эксперимент с радиохромными плёнками типов GafChromic EBT и GafChromic MD-55-2 с использованием планшетного сканера UMAX Astra 6450.

Описание задачи специального практикума «Исследование взаимодействия электронов и фотонов с веществом методом радиохромной плёночной дозиметрии» для студентов должно включать следующие разделы:

1.Введение;

2. Экспериментальная установка;

3. Порядок выполнения лабораторной работы;

4.Взаимодействие электронов с веществом;

5.Взаимодействие фотонов с веществом;

6.Характеристики и применение радиохромных плёнок;

7.Контрольные вопросы и задачи.

В ходе выполнения лабораторной работы студент должен выполнить следующие упражнения:

1.Калибровка сканера;

2.Калибровка плёнок типа GafChromic EBT;

3. Расчёт поглощённой дозы и построение графика зависимости поглощённой дозы от координаты для плёнок, облучённых под небольшим углом к оси пучка;

4. Расчёт поглощённой дозы и построение графика зависимости поглощённой дозы от координаты для плёнок, облученных перпендикулярно оси пучка, расположенных на некотором расстоянии друг от друга;

5.Изучение плёнок, обучённых пучком электронов, после прохождения им объекта с границей раздела двух сред.

Данная задача предназначена для освоения студентами на практике одного из методов клинической дозиметрии и закрепления знаний, полученных на спец. курсе кафедры «Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом».

E-mail: <u>shevel1988@gmail.com</u>

Литература

1. Khoroshkov V.S., Goldin L.L. Medical proton accelerator facility. Intern J radiat Oncol Biol Phys, 1988, 15(4).

2. Radiochromic film dosimetry. Medical physics, Vol. 25, Issue 11, November 1998.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ¹¹B(¹⁶O, ¹⁶O)¹¹B ПРИ ЭНЕРГИИ 28 МЭВ

Эшбеков Н.У., Ильясова А.Ж.

Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана, Казахстан

Прогресс в изучении микромира связан с развитием новой ускорительной техники. Создание машин, ускоряющих тяжелые ионы, под которыми понимают положительно заряженные ионизованные атомы элементов тяжелее гелия, позволило использовать сами атомные ядра в качестве бомбардирующих снарядов для получения информации о структуре атомных ядер и механизмах взаимодействия ядер с ядрами.

Эксперимент выполнен на циклотроне ДС-60 для ускорения тяжелых ионов от Li до Xe с энергией от 0,35 до 1,77 МэВ/нуклон в здании междисциплинарного научноисследовательского комплекса (Астана, Казахстан).

Ускорялся кислород и рассеивался на боре при 1,75 МэВ/нуклон. Были обработаны спектры упругого рассеяния в Maestro-32 для системы 16O+11B в диапозоне углов от 10^{0} до 70^{0} (ЛС)

Получены дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов кислорода на ядре ¹¹В.

E-mail:Iasin-11@mail.ru

Литература

1. А. Лейн и Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях. // М. Издательство иностранной литературы. - 1960

2. Е.Е. Родионова. Квантовое и квазиклассическое описания упругого рассеяния ионов ¹⁶О на ядре¹²С. //Автореферат, Санкт-Петербург, 2008.

3. М. К. Бактыбаев, Н. Буртебаев, и др. Исследование упругого рассеяния ионов кислорода на ядрах ¹²C, ¹⁶О при энергиях вблизи кулоновского барьера. //Тезисы док-

ладов 7-й международной конференции "Ядерная и радиационная физика", Алматы, Казахстан, 2009

4. О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. Справочник по ядерной физике. // Киев, Наукова думка. - 1975.

5. C.M. Perey and F.G. Perey. Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 1976

6. N. Burtebayev, V.P. Burminskiy, V.D. Berger, V. Jazairov-Kakhramanov, D.M. Zazulin, R.A. Zarifov. Multipurpose experimental unit based on heavy ion accelerator for research in radiation solid-state and nuclear physics. // Abstracts of 1. Eurasia conference on nuclear science and its application, 23-27 October. - 2000. - Izmir, Turkey.

БИОФИЗИКА

Председатель подсекции проф. Твердислов Всеволод Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ КЛЕТОЧНЫХ МЕМБРАН С ПОМОЩЬЮ ГРАМИЦИДИНА КАК СЕНСОРА МЕТОДОМ ЛОКАЛЬНОЙ ФИКСАЦИИ ПОТЕНЦИАЛА

Адельянов А.М.

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

Живые клетки окружены бислойной липидной мембраной (БЛМ). Между внутренней и внешней стороной мембраны есть разность потенциалов – трансмембранный потенциал (ТП). БЛМ практически непроницаема для ионов. Для поддержания баланса электролитов в нее встроены белковые структуры – каналы. Каналы представляют собой отверстия в мембране, которые селективно пропускают различные ионы. Транспорт ионов через мембрану создает электрический ток. Каналы могут служить сенсорами клеточных мембран. А именно, по проводимости канала и по профилю тока судят о механических, электрических и термодинамических свойствах мембраны. Обычно для этого используют грамицидин. Это хорошо изученный пентадекапептидный антибиотик, способный пропускать моновалентные катионы.[1, 2]

Для измерения ТП и тока через каналы используют метод фиксации потенциала, далее пэтч кламп. К клеточной мембране в разных конфигурациях подводят два электрода: измерительный микроэлектрод и электрод сравнения. Есть несколько конфигураций измерений пэтч кламп, наиболее распространенные из которых "whole-cell" и "insideout". В "whole-cell" конфигурации измерительный микроэлектрод подводят вплотную к мембране клетки. Либо механически с помощью отрицательного давления, либо с помощью электрического импульса удаляют изолированный участок мембраны. Т. о., пипеточный микроэлектрод оказывается соединенным с клеткой ("встроенным в нее"), а электрод сравнения остается снаружи. В такой конфигурации измеряется суммарный ток всех каналов через мембрану. В конфигурации "inside-out" (внутренняя часть наружу) изолированный участок мембраны на микроэлектроде отводится и отрывается от поверхности клетки. В данной конфигурации записывают токи, протекающие через отдельные каналы. [3]

Проводимость одиночного грамицидинового канала порядка 40 пСм в 1М растворе хлорида калия. Т.о., при разности потенциалов на мембране в 100 мВ, через канал проходит $3 \cdot 10^7$ ионов K⁺ в секунду. В этой работе планируется изучить влияние низкочастотного электромагнитного поля (НЧЭМП) на свойства БЛМ. Показано, что влияние НЧЭМП на живые системы имеет место. Известен факт гистерезиса механического напряжения от разности потенциалов на мембране для VDAC каналов (данные не опубликованы). Планируется повторить подобные эксперименты на грамицидиновых каналах. [4, 5]

E-mail:gorod_tumanov@yahoo.com

Литература

- 1. Р. Геннис. Биомембраны: Молекулярная структура и функции. Пер. с англ. М.: Мир, 1997
- 2. Huey W. Huang. Deformation free energy of bilayer membrane and its effect on gramicidin channel lifetime. Biophys J., v. 50, dec. 1986, p. 1061-1070.

- 3. Axon Ins. Inc. The axon guide for electrophysiology and biophysics laboratory techniques. Edition of Rivka Sherman-Gold, 1993.
- 4. E. Bamberg, P. Lauger. Channel formation kinetics of gramicidin A in lipid bilayer membrane. J. Membrane Biol., v. 11, 1972, p 174-194
- 5. Р.Р. Асланян, С.В. Тульский, А.В. Григорян, Е.С. Бабусенко. Взаимодействие живой системы с электромагнитным полем. ВМУ, серия 16, биология, №4 2009, с. 20-23

ОСОБЕННОСТИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ РАСТЕНИЙ ПРИ МНОГОКОМПОНЕНТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

**Алексеев А.А.

МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

Одним из наиболее быстроразвивающихся и перспективных флуоресцентных методов исследования фотосинтеза являются метод, в котором для возбуждения фотосинтетических пигментов используется излучение, имеющее многокомпонентный характер. Для возбуждения флуоресценции используются импульсы, имеющие различную длительность и интенсивность, а также свет постоянной интенсивности. Измерительный свет представляет собой высокочастотные импульсы малой интенсивности. Пример использования данного метода и его технические характеристики приведён в работе [1].

Кроме того, получаемые результаты эксперимента могут сильно зависеть от способа записи сигнала флуоресценции и характеристик используемых для этого приборов. Вопрос о том, какие именно компоненты флуоресценции в условиях многокомпонентного возбуждения регистрирует флоуорометр в ходе эксперимента, является в настоящее время открытым.

Для исследования этой проблемы мы использовали методы численного эксперимента. Математическая модель, используемая в настоящей работе, подробно рассмотрена ранее в работе [2], в которой также приведены определения параметров используемой модели (констант скоростей реакций, характеристик источников света и других). Мы исследовали зависимость интенсивности флуоресценции ФС II в определённые моменты времени после окончания сильных насыщающих импульсов при изменении параметров, описывающих фотосинтетическую систему.

При этом мы варьировали следующие величины: времена задержки после окончания насыщающего импульса большой интенсивности, константы скоростей переноса энергии из ΦC II в ΦC I, интенсивность насыщающего света, поглощённого ΦC II, а также константы скоростей сопряжения переноса электронов между ΦC II и ΦC I и в ΦC II. Отметим, что для ускорения численного эксперимента мы увеличили примерно на два порядка интенсивность насыщающего света, и, соответственно, уменьшили время регистрации кинетических изменений.

Полученные зависимости флуоресценции от времени, вычисленные в моменты времени после окончания сильных возбуждающих импульсов существенно сложнее, чем зависимости, полученные для моментов времени в середине возбуждающих импульсов. Этот результат говорит о том, что в данных условиях изменения задержанной люминесценции существенно сложнее, чем изменения быстрой флуоресценции. Возможно, это связано с возникновением обратных реакций переноса электронов, возникающих в длительные промежутки времени.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

Несмотря на обилие экспериментальных данных, нет развитой математической теории для их объяснения. В настоящее время выходит мало работ с применением РАМ-флуорометрии, направленных на выяснение состояния фотосинтетического аппарата при используемых условиях возбуждения флуоресценции. В этой работе мы пытаемся в какой-то степени заполнить этот пробел.

Полученные в работе особенности кинетических кривых показывают связь между данными измерений на РАМ-флуорометрах и внутренним состоянием фотосинтетического аппарата.

E-mail: alekseev@physics.msu.ru

Литература

1. Schreiber, U. Schliva and W. Bilger. Continuous recording of photochemical and non-photochemical chlorophyll fluorescence quenching with a new type of modulation fluorometer // Photosynth. Res. 1986, N 10. p. 51–62.

2. Кузнецова С. А. Диссертация на соискание учёной степени кандидат физ.-мат. наук // М.: Издательство МГУ. 2000.

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ КАЛЬЦИЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОБЕЛИНА

Алиева Р.Р.

Сибирский федеральный университет, Институт фундаментальной биологии и биотехнологий, Красноярск, Россия

В настоящее время известен биолюминесцентный способ определения концентрации кальция [1]. В данном способе используются фотопротеин обелин, выделенный из гидроидного полипа *Obelia longissima*.. Способ основан на том, что в присутствии ионов кальция запускается биолюминесцентная реакция, и интенсивность биолюминесценции зависит от концентрации кальция. По калибровочной зависимости интенсивности биолюминесценции от концентрации кальция определяют концентрацию кальция в тестируемом растворе. Однако этот метод имеет ряд недостатков: невозможность количественного определения кальция в системах *in vivo* и необходимость проведения химической реакции для каждого измерения.

В данной работе найден новый способ определения концентрации кальция в различных средах, основанный на фотолюминесценции разряженного фотопротеина обелина (продукт биолюминесцентной реакции принято называть разряженным фотопротеином).

Были исследованы спектральные характеристики спектров фотолюминесценции (спектр испускания и возбуждения) фотопротеина обелина при различных концентрациях Ca²⁺. Установлено, что спектры фотолюминесценции зависят от концентрации ионов кальция в системе ([Ca²⁺] = $0 \div 5 \cdot 10^{-3}$ M). Увеличение концентрации кальция сдвигает максимумы спектров испускания в длинноволновую область (на 13 нм), а спектры возбуждения в коротковолновую (на 4 нм). Таким образом, варьируя содержание ионов кальция в ферментативной системе можно изменять спектральные характеристики фотолюминесценции разряженного обелина.

Были построены зависимости интенсивности спектров возбуждения и испускания от концентрации кальция в двойных логарифмических координатах. Эти зависимости имеют линейные участки в интервале концентраций 2,2•10⁻⁷ – 1,4•10⁻⁶ М, как и в случае биолюминесценции, изученной ранее [1]. Таким образом, интенсивность фотолюми-

несценции разряженного обелина наравне с интенсивностью биолюминесценции может быть использована для количественного определения ионов кальция.

Новый способ определения концентрации кальция отличается от биолюминесцентного тем, что фотолюминесценцию инициируют источником света после завершения биолюминесцентной реакции и измеряют интенсивность фотолюминесценции при заданной длине волны возбуждения и регистрации. Данный способ может позволить проводить непрерывные измерения концентрации кальция в системах *in vivo*.

Достоинствами фотолюминесцентного метода по сравнению с биолюминесцентным является: простота регистрации, так как измерения не связаны с проведением дополнительных биохимических процессов; более высокая чувствительность; а главное возможность проводить повторные измерения. Перспективным направлением является совмещение фотолюминесцентного и биолюминесцентного методов для количественного определения концентрации кальция.

E-mail: *alieva rosa@mail.ru*

Литература

1. B.A. Illarionov et al. J. Methods in enzymology, 305, 223-249 (2000).

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ДЕНАТУРАЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЦТАБ

Журавлева В.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

В работе по анализу поляризованной триптофановой флуоресценции белка (длина волны возбуждения флуоресценции 295 нм) определены параметры вращательной диффузии молекул сывороточного альбумина человека при денатурации под действием цетилтриметиламмонийбромида (ЦТАБ) при различных значениях pH. Единственный аминокислотный остаток триптофана Trp-214 в сывороточном альбумине человека, состоящем из трех доменов, расположен в домене II.

Денатурация сопровождается утратой белком функциональных свойств, что обуславливает интерес к изучению механизмов белковой денатурации. В биохимических и медицинских исследованиях денатурацию белков часто вызывают действием ионных детергентов, к таким детергентам относится катионный детергент ЦТАБ.

В ходе исследований получены спектры поляризованной триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека (5 мкМ) в растворах с различными концентрациями ЦТАБ (0,5 – 7,0 мМ) при различных значениях pH (3,5 – 8,0). Для анализа вращательной диффузии молекул альбумина человека в итоговые растворы добавлены различные концентрации сахарозы (0–200 мМ). Степень поляризации *P* триптофановой флуоресценции белка рассчитывалась по значениям интенсивности в максимуме спектра испускания флуоресценции белка. Меняя вязкость растворов добавлением различных концентраций сахарозы по формуле Левшина – Перрена, определены время вращательной релаксации, коэффициент вращательной диффузии и эффективный радиус Эйнштейна молекул сывороточного альбумина человека в растворах с различными концентрациями ЦТАБ при различных значениях pH.

Обнаружено увеличение степени поляризации триптофановой флуоресценции альбумина человека, уменьшение коэффициента вращательной диффузии молекул альбумина, увеличение времени вращательной релаксации молекул альбумина и увеличение эффективного радиуса Эйнштейна молекул альбумина в растворах с ЦТАБ, что объясняется денатурацией белка под действием детергента, причем величина указанных изменений параметров вращательной диффузии молекул альбумина в растворах с ЦТАБ определяется значением pH.

В растворах происходит диссоциация молекул ЦТАБ на цетилтриметиламмоний-катионы и анионы брома. При значениях pH, больших изоэлектрической точки белка pI 4,7, молекулы альбумина в целом отрицательно заряжены, и цетилтриметиламмоний-катионы интенсивно связываются с белком, что приводит к существенной денатурации белка и к сильному изменению параметров вращательной диффузии альбумина. При pH, меньших pI, цетилтриметиламмоний-катионы слабо взаимодействуют с положительно заряженными молекулами альбумина, что приводит к слабой денатурации белка при этих pH и к слабому изменению параметров вращательной диффузии альбумина.

По зависимостям параметров вращательной диффузии (время вращательной релаксации, коэффициент вращательной диффузии, эффективный радиус Эйнштейна) молекул сывороточного альбумина человека от концентрации ЦТАБ обнаружено, что денатурация альбумина под действием ЦТАБ при всех исследованных значениях pH (3,5 – 8,0) носит одностадийный характер – белковые глобулы разрыхляются под действием ЦТАБ до концентрации 4 мМ ЦТАБ, дальнейшее увеличение концентрации ЦТАБ ничего не меняет в системе.

E-mail: vlasovairina1979@mail.ru

РОЛЬ D-ASP В БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ И ОНТОГЕНЕЗЕ

**Ивлиева А.А.

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

Продолжено обоснование гипотезы, согласно которой филогенетический закон Геккеля («каждый биологический вид повторяет свою эволюционную историю в ходе онтологического развития») может быть распространен на два сопоставимые с точки зрения биофизики процесса — на процесс возникновения дискретных предшественников живых клеток в древнем Океане и на начальные этапы эмбриогенеза [1]. Развивается положение: стартовые процессы, связанные с формированием двух фундаментальных асимметрий (клеточной – ионной и молекулярной – хиральной), сходны и являются сопряженными бифуркациями, дающими начало Жизни на древней Земле и индивидуальной жизни многоклеточного организма [2]. В отношении аминокислот классический принцип «хиральной чистоты биосферы» должен быть расширен на участие их Dизомеров в регуляции важнейших стадий онтогенеза, тогда как ранее в его рамках рассматривалось лишь включение L-изомеров в рибосомальный синтез белков. В процессе экспериментальной работы автором показано:

1) D-Asp повышает подвижность и выживаемость сперматозоидов быка после размораживания на 34 + 13% по сравнению с L-Asp, будучи в синергетическом взаимодействии с анионами -HCO3.

2) Фертильность икры и сперматозоидов рыбы вьюна повышается при добавлении в инкубационный раствор D-энантиомеров аспартата на 32,9 + 1,4% по сравнению с L-Asp и на 100,9 + 22,7% по сравнению с контролем, причем, дробление нормализуется по всем стадиям развития эмбрионов.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

3) Обнаружена разница в кинетике роста популляции микроводорослей Scenedesmus quadricauda Breb.: в присутствии D-Asp в инкубационной среде лаг-фаза в 3 раза продолжительнее по сравнению с контролем, однако, скорость роста популляции в фазе логарифмического роста превышает контрольную.

4) С помощью биосенсора "Эколюм-05" (генно-модифицированный штамм светящихся бактерий) установлено, что L-Asp при концентрациях 5, 25, 100 и 300 нмоль/мл нетоксичен, а D-Asp нетоксичен при концентрации 5 нмоль/мл, при всех остальных – токсичен, что при концентрациях, больших 5 нмоль/мл, обусловлено ингибирующим действием D-Asp на люциферазную систему.

Автор благодарит профессора В.А.Твердислова за предложенную тему исследования и помощь в выполнении работы.

E-mail: <u>IvlievaAnna@gmail.com</u>

Литература

- 1. Твердислов В.А., Яковенко Л.В. О происхождении предшественников живой клетки, возникновении ионной и хиральной асимметрий и о филогенетическом законе.В сб. «Проблемы биологической физики» // Под ред. В.А. Твердислова.М.: ЛЕНЛАНД, стр. 10-31, 2010.
- 2. Твердислов В.А., Ивлиева А.А., Яковенко Л.В. «Лекции по биофизике. Ионная и хиральная асимметрии как физические факторы бигенеза и онтогенеза» // Изд. Физический факультет имени М.В. Ломоносова, М. 2010, с. 84.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НОВЫХ АНТРАТИОФЕНДИОНОВ С РАЗЛИЧНЫМИ СТРУКТУРАМИ ДНК

**Ильинский Н.С.

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

Антрациклиновые антибиотики и их аналоги являются ведущим классом веществ, применяемых в противоопухолевой химиотерапии. Эффективность лечения может уменьшаться из-за повышенной специфической органотоксичности веществ и адаптации опухолевых клеток к агентам. Изменение химической структуры антрациклинов направлено на преодоление недостатков препаратов.

В НИИИНА им. Г.Ф. Гаузе РАМН синтезирован ряд антратиофендионов с различными заместителями боковой цепи. В РОНЦ им. Н.Н. Блохина было показано, что эти соединения цитотоксичны и ингибируют теломеразу в микромолярных концентрациях (на культуре опухолевых клеток, МТТ-тест; TRAP-assay). Данная работа направлена на определение физических характеристик взаимодействия новых антратиофендионов с ДНК как с потенциальной терапевтической мишенью. С использованием ряда физических методов изучено связывание соединений с ДНК различной последовательности и структуры.

В качестве мишеней для лигандов рассматривались различные структуры ДНК: двойная спираль – тимусная ДНК, дуплексы – ds-d(AT)₂₀ и ds-d(GC)₂₀; G-квадруплексная структура, образованная теломерной последовательностью d(TTAGGG)₄; а также однонитевая ДНК – олигонуклеотид теломерной последовательности с единичным замещением гуанина на аденин.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

При связывании лигандов с G-квадруплексной структурой наблюдалось значительное изменение в спектрах кругового дихроизма (КД) в области поглощения ДНК. Такое же изменение спектров КД происходит при плавлении теломерного G-квадруплекса. Это дает возможность предположить, что исследованные соединения приводят к разворачиванию структуры G-квадруплексов до неупорядоченного однонитевого состояния. Подобного изменения структуры двунитевой ДНК при связывании соединений не наблюдалось. Определено, что константа ассоциации лиганда (K_a = $2x10^7$ M⁻¹) на неструктурированном олигонуклеотиде (мутантной теломерной последовательности) в ~3-5 раз выше, чем на квадруплексной структуре, и в ~20 раз выше, чем на тимусной ДНК. Предполагается, что квадруплексная вторичная структура ДНК затрудняет доступ лигандов к сайтам связывания, понижая аффинность взаимодействия.

Также была выявлена слабая предпочтительность исследованных антратиофендионов к АТ-богатым участкам двойной спирали ДНК ($K_a c ds-d(AT)_{20}$ в 3 раза выше ($K_a = 3x10^6 M^{-1}$), чем на ds-d(GC)₂₀ и тимусной ДНК).

Таким образом, обнаружена избирательность изученных лигандов к неструктурированной гуанин-богатой нуклеотидной последовательности при связывании с ДНК. Этот результат может объяснить ингибирование теломеразы, не связанное со стабилизацией теломерного квадруплекса.

Можно предположить, что изученные вещества, конкурируя с различными белками, способны ингибировать ряд матричных процессов (в т.ч. работу теломеразы) и вызывать повреждение ДНК, запускающее процесс апоптоза.

E-mail: ilinsky_nick@mail.ru

СПЕКТРЫ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ЛИСТЬЕВ БОБОВ ПРИ ИНГИБИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ХЛОРОПЛАСТАХ

Калмацкая О.А., Левыкина И.П.

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

Спектр флуоресценции зеленого листа имеет два максимума в красной области спектра: около 680 и 730 нм. Предполагается, что длинноволновая полоса флуоресценции связана либо с перепоглощением флуоресценции хлорофилла фотосистемы 2, либо с перераспределением энергии возбуждения между фотосистемами при восстановлении молекул – переносчиков электрона [1] В данной работе исследованы спектры флуоресценции листьев бобов *Vicia faba L*. (сорт "Русские чёрные"), обработанных ингибитором электронного транспорта диуроном. В экспериментах использовали проростки, выращенные в лабораторных условиях. Раствор диурона концентрации 10^{-4} М вводили в лист через центральную жилку с помощью медицинского шприца, в контроле использовали дистиллированную воду. Лист помещали в держатель спектрофлуориметра Solar CM2203, предварительно освещали светом с длиной волны 430 нм, адаптировали к темноте в течение 5 минут, а затем снимали спектры флуоресценции при освещении светом той же длины волны.

В листьях контрольных растений наблюдалось общее уменьшение интенсивности флуоресценции с увеличением времени освещения (так называемая медленная индукция флуоресценции), при этом соотношение интенсивностей изменялось в пользу длинноволновой полосы (рис.1). В присутствии диурона, ингибирующего электронный транспорт непосредственно после первичных акцепторов фотосистемы 2, подобных изменений со временем освещения не наблюдалось (рис.2). Полученные данные указывают на связь длинноволновой полосы флуоресценции листа с работой цепи электронного транспорта между фотосистемами.

E-mail: kalmackaya@physics.msu.ru, levykina@physics.msu.ru


Литература

1.Асланиди К.Б., Шалапенок А.А., Карнаухов В.Н., Берестовская Н.Г., Шавкин В.И. Метод определения функционального состояния растений по спектрам флуоресценции хлорофилла (техника биомониторинга). Пущино: НЦБИ АН СССР, 1988.

ВЛИЯНИЕ ВАРИАЦИИ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ВОДЫ НА ПОДВИЖНОСТЬ СПЕРМАТОЗОИДОВ

Киркина А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Сразу с открытия дейтерия и получения тяжелой воды в 1933 г. началось изучение действия изотопа водорода - дейтерия, на биологические системы. К настоящему времени известно, что высокие концентрации дейтерия угнетают рост микроорганизмов, ингибируют рост растений, при концентрации более 30% приводят к смерти млекопитающих [1,2]. С начала XXI стали производить воду, содержащую во много раз меньше дейтерия, чем содержит природная вода. Её называют легкой водой. Появились работы с информацией о лечебных свойствах «облегченной» воды, содержащей 60 ppm и 90 ppm дейтерия (в природной воде содержание дейтерия около 150 ppm) [3].

Целью нашей работы было изучение влияние вариации изотопного состава воды на клеточном уровне. Объектом исследования были выбраны сперматозоиды человека. В опытах использовалась вода со следующим изотопным составом: D/H = 4 ppm, ${}^{18}O/{}^{16}O = 1335$ ppm (1 ppm = 10^{-6}), тяжелая вода (99%), химически чистые вещества, сперматозоиды человека, камера Маклера, спермаанализатор. Сперматозоиды разводили до концентрации 20 млн/мл в питательной среде TALP2, содержащей NaCl - 107,7 мM, KCl - 3,1 мM, Na₂HPO₄ - 0,36 мM, CaCl₂ -2 мM, лактатдегидрогеназу - 25,4 мM, пируватдегидрогеназу -1 мM, гидроксиэтил-азинэтансульфокислоту (HEPES) - 10 мM, NaHCO₃ - 15 мM, MgCl₂ - 1 мM.

В работе изучалась подвижность сперматозоидов. Спермаанализатор регистрирует движение клеток и расчитывает среднее значение произведения концентрации сперматозоидов на пройденное ими расстояние за определенный промежуток времени, которое будем называть подвижностью. Этот промежуток времени задается экспериментатором. В данной работе он составил 20 секунд.



Рисунок 1. График зависимости нормированной подвижности сперматозоидов от времени.

Опыты были поставлены в разных вариантах – контроль обычной В воде, контроль*(смесь легкой и тяжелой воды, приведенная к природному содержанию дейтерия), легкая вода, а также растворы, содержащие увеличенную долю 0,5%, 1%, 5% дейтерия. Значения для подвижности сперматозоидов нормировались на первоначальное значение в данном Анализировались капилляре. нормированные значения подвижности. Обработка результатов опытов проводилась с использованием критерия Фишекритерия знаков, pa, tраспределения Стьюдента.

Полученные значения подвижности для двух вариантов опытов (с легкой водой и контролем) представлены на рисунке 1.

В экспериментах по тепловому шоку подвижность клеток экспоненциально уменьшалась во времени, но достоверных различий для сред с разным изотопным составом не было замечено.

Литература

- 1. Лобышев В. И., Калиниченко Л. П. Изотопные эффекты D₂O в биологических системах, М.: Наука, 1978.-215 с.
- 2. Денько Е. И. Действие тяжелой воды (D₂O) на клетки животных, растений и микроорганизмов // Успехи соврем. биол., 1970, № 70, вып. 1, (4), с. 41-64.
- 3. Тимаков А. А. Свойства легкой воды. // 8-ая Всероссийская (международная) научная конференция Физико-химические процессы при селекиии атомов и молекул, ноябрь, 2003.

ВЛИЯНИЕ МОДИФИКАЦИЙ ПОРФИРИНА ТМРУР4 НА СТАБИЛИЗАЦИЮ СТРУКТУРЫ G-КВАДРУПЛЕКСОВ

Ковалёва О.А.

Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, МО

Соединения, проявляющие высокое сродство к G-квадруплексам, способны стабилизировать структуру и изменять функции ДНК. G-квадруплексы – это структурные единицы ДНК, поддерживающие стабильность теломер и участвующие в регуляции экспрессии генов. Ряд производных порфиринов подавляет рост опухолевых клеток, и являются потенциальными противоопухолевыми препаратами. Соединение-прототип 5,10,15,20-тетракис(4-N-метилпиридиний)порфирин (TMPyP4), известно как квадруплексный лиганд. Химические модификации этого соединения направлены на повышение избирательности к G-квадруплексам. В данной работе изучено сродство к ДНК новых, синтезированных в Ивановском государственном химико-технологическом унимодификаций TMPyP4: (1)5,10,15,20-тетракис(N-карбоксиметил-4верситет,

пиридиний)порфирина и (2) 5,10,15,20-тетракис(N-этоксикарбонилметил-4пиридиний)порфирина.

Взаимодействие с тимусной ДНК (дуплекс), G-квадруплексными структурами образованными теломерной последовательностью и последовательностью из промотора онкогена с-Мус. исследованы с использованием ряда оптических методов.

Определено, что константа связывания соединения (1) в 10 раз выше, чем соединения (2) с исследованными структурами ДНК. Установлено предпочтительное связывание новых производных порфирина с G-квадруплексными структурами по сравнению с двойной спиралью ДНК. Изучена стабильность теломерного G-квадруплекса в комплексе с новыми производными порфиринов в различных ионных условиях в присутствии 100мM NaCl и 100мM KCl. Соединение (1) стабилизирует теломерный G-квадруплекс на ~25°C, а (2) на ~ 15°C в то время как в присутствии только ионов Na⁺ структура ДНК стабилизируется ~5°C. Значительная разница в стабильности ДНК коррелирует со структурным переходом G-квадруплекса из антираллельной структуры в параллельную под действием соединений в присутствии ионов K⁺.

В данной работе установлено, что замена карбоксильной на сложноэфирную группу приводит к уменьшению сродства производных порфирина к ДНК. Обнаруженные свойства новых производных ТМРуР4 в комплексе с различными структурами ДНК позволяет получить новую информацию о физике процесса связывания, а также о механизме противоопухолевого действия этих соединений.

E-mail: oksanakov2005@yandex.ru

ИЗУЧЕНИЕ ИОННОГО ТРАНСПОРТА, ОСУЩЕСТВЛЯЕМОЕ NA,K,ATФАЗОЙ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ИСКУССТВЕННОЙ МЕМБРАНЕ НА ТВЕРДОЙ ПОДЛОЖКЕ

Конев С.Д.

Московский физико-технический институт (ГУ)), Россия, Долгопрудный

Na,K,ATФаза – мембранный белок, осуществляющий активный транспорт трех ионов натрия из клетки и двух ионов калия внутрь клетки за счет энергии гидролиза одной молекулы АТФ. Активный транспорт осуществляется в результате обмена ионов между растворами и центрами связывания через каналы доступа, а энергия АТФ используется на конформационный переход Е1/Е2, в результате которого происходит закрытие каналов с внутриклеточной стороны белка и их открытие с внеклеточной стороны. Для исследования электрогенного транспорта ионов натрия в каналах доступа Na,K,ATФазы нами был разработан метод импедансной спектроскопии (Sokolov et al. 2008, 161-180). С его помощью измерялись малые приращения емкости и проводимости бислойной липидной мембраны с адсорбированными на ней бляшками, содержащими Na,K,ATФазу, вызванные быстрым освобождением АТФ из Caged-ATФ под действием вспышки УФ света. Для дальнейшего исследования этого транспорта, в частноопределения константы связывания натрия во внутриклеточном канале сти. Na,K,АТФазы, необходимы измерения приращений емкости и проводимости, вызванных скачкообразным изменением концентрации ионов натрия. Целью данной работы было создание методики, позволяющей проводить такие измерения.

Для осуществления быстрой смены раствора использовался золотой электрод, покрытый слоем тиолов и монослоем липида, на котором адсорбировались мебранные бляшки, содержащие белок (Pintschovius et al. 1999, 814-826). Измерены зависимости приращений емкости и проводимости системы золото-тиол-липид-бляшки при изменении концентрации натрия в среде, не содержащей АТФ и ионы калия. Изменение емкости объясняется электрогенным транспортом ионов натрия во внутриклеточном канале

доступа Na,K,ATP-азы. Зависимость емкости от концентрации ионов натрия имела максимум при 5 мМ (см Рис. 1). Максимальное изменение емкости соответствует половинному заполнению мест связывания в белке, а соответствующая ей концентрация ионов натрия равна константе связывания этих ионов в центре связывания. Полученное нами значение согласуется с результатами, полученными ранее другими методами, в которых константа связывания составляла около 4 мМ (Apell et al. 1998, 235-245).



Рис. 1 Прирост проводимости (а) и ёмкости (б) при изменении концентрации натрия, относительно раствора, не содержащего натрий.

E-mail: stepankonev@gmail.com

Литература

- Apell, H. J., A. Schneeberger, and V. S. Sokolov. "Partial reactions of the Na,K-ATPase: kinetic analysis and transport properties." <u>ACTA PHYSIOLOGICA SCANDINAVICA</u> 643 (1998): 235-45.
- Pintschovius, J. and K. Fendler. "Charge translocation by the Na+/K+-ATPase investigated on solid supported membranes: Rapid solution exchange with a new technique." <u>BIOPHYSICAL JOURNAL</u> 76.2 (1999): 814-26.
- Sokolov, V. S., et al. "Electrogenic Transport of Sodium Ions in Cytoplasmic and Extracellular Ion Access Channels of Na+,K+-ATPase Probed by Admittance Measurement Technique." <u>Biochemistry (Moscow) Supplement Series A: Membrane and Cell Biology</u>, 2.2 (2008): 161-80.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГИПОМАГНИТНЫХ УСЛОВИЙ НА ЭМБРИОНАЛЬНОЕ РАЗВИТИЕ ЯПОНСКОГО ПЕРЕПЕЛА

Круглов О.С.

ГНЦ РФ - ИМБП РАН, Москва, Россия

В межпланетном полете и при работе на лунной базе на человека будет действовать фактор, с которым он не встречался при околоземных полетах - межпланетное магнитное поле, которое на несколько порядков ниже привычного геомагнитного. Имеются данные о неблагоприятном биологическом воздействии и не столь низких магнитных полей.

В качестве объекта для исследования был выбран японский перепел как возможный элемент системы биорегенеративного жизнеобеспечения. Магнитная система (кольца Гельмгольца) создавала поле в своем объеме магнитное поле, противоположное по направлению геомагнитному. Ослабление геомагнитного поля в центре системы составляло 80-100 раз. Яйца перепела в количестве 8 штук находились в кольцах Гельмгольца в специальном инкубаторе, в котором автоматически поддерживалась температура в пределах $+37,5 \pm 1,0$ ⁰C и относительная влажность в пределах 60 – 80%. Эксперимент в гипомагнитных условиях (ГМУ) проводился трижды, а контрольный – дважды.

Яйца инкубировали в ГМУ в течение 4 суток. Было установлено, что все эмбрионы оставались живыми и соответствовали 3-4 суткам развития. Однако у всех без исключения эмбрионов, находившихся в ГМУ, были обнаружены те или иные аномалии в развитии сердечно-сосудистой системы. Например, наличие двух сердец с развитой системой кровеносных сосудов от каждого сердца, отсутствие межпредсердной перегородки, нарушение сосудистого рисунка, наличие анемии нижней части туловища эмбриона и отсутствие сосудов 2-го порядка в нижней части желточного мешка. У одного из эмбрионов была отмечена патология хвостового отдела туловища – расщепление на два.

Таким образом, показано, что нахождение в гипомагнитном поле оказывает неблагоприятное воздействие на развитие эмбриона японского перепела. Гистологические исследования также показали неблагоприятные последствия воздействия ГМУ.

Следует подчеркнуть, что даже возможное существенное сокращение сроков полета благодаря разработке и внедрению принципиально новых энергодвигательных комплексов (ядерных и других) межпланетных кораблей не снимет проблемы воздействия гипомагнитных условий межпланетного пространства и на поверхности Луны и Марса.

Одним из возможных вариантов решения проблемы является установка на борту межпланетного корабля и лунной базы специальных магнитных систем, создающих аналог геомагнитного поля. Необходимы исследования их возможных режимов работы.

E-mail: kruglovos@mail.ru

ИЗУЧЕНИЕ АГРЕГАЦИИ СИГМА-СУБЪЕДИНИЦЫ РНК-ПОЛИМЕРАЗЫ С ПОМОЩЬЮ АСМ

Кузьмина Н.В.

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

Для инициации транскрипции в бактериальных клетках требуется связывание основного фермента РНК-полимеразы с сигмафактором. В клетках Escherichia coli таким обеспечивающим сигма-фактором. транскрипцию основных генов, является фактор σ^{70} [1]. За последние годы было накоплено много информации о структуре и функциях σ^{70} [2, 3], в том числе упоминалось об её способности образовывать агрегаты [4], однако мало внимания уделялось изучению физикохимических свойств этого белка, как и его исследованию с помощью прямых методов.

В данной работе впервые с помощью атомно-силовой микроскопии (ACM) была исследована агрегация фактора σ^{70} . ACM в настоящее время широко используется для прямого изучения белков и различных белковых структур [5, 6].



Рис. 1. АСМ-изображение фактора σ^{70} РНК-полимеразы *Escherichia coli*, нанесенного из буфера 50 мМ MgSO4, 20 мМ NaCl .

Полученные ACM-изображения демонстрируют, что при нейтральных значениях pH и низкой ионной силе (~1-2 mM NaCl) белок σ^{70} наблюдается как в мономерной форме, так и в виде агрегатов, имеющих форму палочек длиной от нескольких десятков до нескольких сотен нанометров, причем доля последних возрастает при добавлении солей MgSO₄ (рис. 1). Диаметр образующихся агрегатов составляет 5,4±0,2 нм. Образование подобных агрегатов происходит как на положке из слюды, так и поверхности высокоориентированного пиролитического графита.

С помощью подсчета объема адсорбированного белка, наблюдаемого на ACMизображениях, в данной работе была проведена оценка количественной доли образовавшихся агрегатов в общем количестве белка для экспериментов с разным ионным окружением. При этом массовая доля белковых агрегатов варьировала от 0 до 8%.

Анализ морфологии наблюдаемых палочкообразных агрегатов позволяет предположить, что они имеют амилоидную структуру. Похожие агрегаты неоднократно наблюдались, в том числе с помощью ACM [5, 6], для белков эукариотических клеток и являются причиной амилоидогенеза. Поэтому дальнейшее изучение подобных структур является важной и востребованной задачей.

Работа поддержана советом по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (МК-5121.2010.2).

E-mail: kuzmina-natasha@inbox.ru

Литература

- 1. H. Maeda et al., Nucleic Acids Res. 28, 3497 (2000)
- 2. R.R. Burgess and L. Anthony, Curr. Opin. Microbiol. 4, 126 (2001)
- 3. A. Malhotra et al., Cell 87, 127 (1996)
- 4. A.L. Ferguson et al., FEBS Lett. 481, 281 (2000)
- 5. L.L. del Mercato et al., Biomacromolecules 9, 796 (2008)
- 6. A.K. Chamberlain et al., Biophys J. 79, 3282 (2000)

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО НАНОМАРКЕРА БЕНГАЛЬСКОГО РОЗОВОГО С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА

Кулешова А.А., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

В работе представлены результаты исследований флуоресцентно-спектральных характеристик и процессов молекулярной ассоциации флуоресцентного наномаркера семейства флуоресцеина – бенгальского розового – в растворах транспортного белка плазмы крови человека – сывороточного альбумина.

Бенгальский розовый представляет собой тетрайодо-тетрахлоро-производную флуоресцеина. В медицинской клинической практике широко используется радиоактивная производная бенгальского розового, в которой стабильные атомы йода замещены радиоактивными. Радиоактивная производная бенгальского розового используется в основном для изучения поглотительно-выделительной функции печени в связи с высоким сродством этого наномаркера к клеткам печени, радиоактивная производная бенгальского розового поглощается исключительно паренхиматозными клетками печени. После внутривенного введения радиоактивная производная бенгальского розового связывается с белками плазмы крови, в основном, с сывороточным альбумином человека.

Сывороточный альбумин человека – глобулярный белок плазмы крови, структурная подвижность его молекулы обеспечивает его взаимодействие с различными как органическими, так и неорганическими лигандами. Данное уникальное свойство молекулы сывороточного альбумина человека – связывание различных лигандов – определяет основную функцию этого белка – транспорт различных веществ (физиологических метаболитов, лекарственных препаратов) в кровотоке.

В связи с одинаковыми химическими свойствами исходного немеченого бенгальского розового с его радиоактивной производной представляет интерес исследовать взаимодействие немеченого бенгальского розового с сывороточным альбумином человека при различных значениях pH по анализу флуоресцентно-спектральных характеристик и процессов молекулярной ассоциации бенгальского розового в растворах данного белка.

В работе исследованы спектры флуоресценции бенгальского розового как в растворах без белка, так и в растворах сывороточного альбумина человека, при различных значениях pH. Обнаружены зависимости интенсивности флуоресценции, положения максимума спектра флуоресценции и квантового выхода флуоресценции наномаркера от pH в растворах сывороточного альбумина человека, определяемые зависимостью эффективности связывания бенгальского розового с альбумином от pH.

По анализу спектров поглощения растворов бенгальского розового, как содержащих белок, так и нет, определены зависимости степени молекулярной ассоциации молекул бенгальского розового и зависимости угла между ассоциированными молекулами бенгальского розового в растворах сывороточного альбумина человека от pH.

По спектрам флуоресценции бенгальского розового в растворах с различными концентрациями сывороточного альбумина человека по теории Штерна – Фольмера определены константы связывания бенгальского розового с альбумином человека при различных значениях pH. Обнаружены области значений pH, при которых происходит наиболее эффективное связывание бенгальского розового с альбумином человека, что объясняется взаимным соотношением электрических зарядов белка и наномаркера.

Зависимости флуоресцентно-спектральных характеристик и процессов молекулярной ассоциации бенгальского розового в растворах сывороточного альбумина от pH, отражающие эффективность связывания наномаркера с белком, определяются значениями pK ионизируемых групп наномаркера, в свою очередь, определяемых электроотрицательностью атомов в его структурной формуле.

E-mail: vlasovairina1979@mail.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРУППЫ НЕЙРОНОВ И АСТРОЦИТОВ В УСЛОВИЯХ ИШЕМИЧЕСКОГО ИНСУЛЬТА

Макаров С.С.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Целью данной работы является построение физиологической модели небольшого фрагмента ткани головного мозга, и изучение эффектов, происходящих в данной системе в условиях ишемического инсульта.

В рамках модели ткань головного мозга представлена в виде совокупности нейронов, астроцитов и окружающего их межклеточного пространства. Переменными модели (и в то же время индикаторами состояния клеток) являются концентрации различных химических веществ (калий, натрий, хлор, кальций и глутамат), объем нейронов и астроцитов, а также степень поляризации мембраны нейронов.

Модель построена по принципу интеграции существующих моделей каждого из процессов, влияющих на состояние системы в целом. Для подробного описания ионных токов через клеточную мембрану мы опираемся на работу [1]. Моделируя синаптическую связь между нейронами, мы используем модель [3]. В качестве основания для моделирования кальциевой волны в астроцитах использована работа [2].

Главной чертой модели является новый подход к моделированию структуры клеточной ткани. Элементы системы объединены в граф, модифицируя который, можно моделировать разную топологию связей клеток в ткани. Узлами графа являются нейроны, астроциты, а также межклеточное пространство, которое (для учета пространственной диффузии) представлено в виде совокупности некоторого числа узлов и соединяющих их ребер.

Каждое ребро графа соответствует одному из процессов переноса в системе. Ребра графа, соединяющие нейроны, проводят синаптические сигналы. Ребрам между астроцитами соответствуют процессы диффузии кальция и вторичного переносчика кальциевых волн (инозитол 1,4,5-трифосфата) через щелевые контакты на мембране астроцита. На ребрах, соединяющих элементы межклеточного пространства, решаются уравнения диффузии. Наконец, на ребрах, соединяющие нейроны и астроциты с межклеточным пространством, решаются уравнения переноса веществ через ионные каналы, расположенные на мембране клеток.

Решая получившуюся систему дифференциальных уравнений на графе, можно получить картину пространственного развития зоны поражения при инсульте, и в то же время не строить громоздких двумерных разностных схем. В работе моделируется группа из трех нейронов и трех астроцитов. Тем не менее, модель может быть легко расширена.

С помощью модели был получен экспериментально наблюдаемый осцилляционный режим в кольце нейронов, проанализировано влияние топологии связи астроцитов на развитие кальциевой волны, а также продемонстрировано, как применение препаратов, поддерживающих работу ингибирующих синапсов, может ограничить распространение зоны поражения при ишемическом инсульте.

E-mail: makarychs@gmail.com

Литература

- 1. Dronne M.A., Boissel J.P., Grenier E. A mathematical model of ion movements in grey matter during a stroke. Journal of Theoretical Biology 240, 599-615 (2006)
- Hoefer T., Venance L., Glaume C. Control and plasticity of intercellular calcium waves inastrocytes: a modeling approach. Journal of Neuroscience 22, 4850-4859 (2002)
- 3. Kopell N., Ermentrout G. B., Whittington M. A., Traub R. D. Gamma rhythms and beta rhythms have different synchronization properties. PNAS 97, 1867–1872 (2000)

ВЛИЯНИЕ ПОЛИЛИЗИНОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В ЛИПИДНЫХ МЕМБРАНАХ

Марукович Н.И., МакМюррей М. Д

Московский физико-технический институт (ГУ), Москва, Россия

Основной электростатический вклад во взаимодействие пептидов с клеточными мембранами исследован нами по влиянию синтетических полипептидов с разной молекулярной массой (здесь полилизинов), на распределение электрического поля в липидных мембранах. Полный скачок электрического потенциала между гидрофобной фазой мембран и окружающим их водным раствором (граничный потенциал) состоит из диффузной и дипольной компонент: поверхностного и дипольного потенциалов, соответственно (рис.1). Об адсорбции полилизинов можно судить по изменению электрофоретической подвижности липосом (зета-потенциала), и тем самым определять поверхност-



ный потенциал и заряд мембран и полимерного слоя. Метод компенсации внутримембранного поля (КВП) дает возможность на плоских липидных мембранах (БЛМ) регистрировать вызванные макромолекулами изменения полного граничного потенциала. Сопоставление данных двух методов позволяет оценить влияние полипептидов на дипольную компоненту граничного потенциала, изменение которой свидетельствует о возможных структурных изменениях в мембране и упаковки липидов в бислое[1].

Измерения зета и граничного потенциалов проведены на липосомах и плоских БЛМ, сформированных из кардиолипина (CL) и фосфатидилсерина (PS), в присутствии полилизинов, различной молекулярной массы и составе мембран и водного раствора. Показано, что адсорбция положительно заряженных полипептидов происходит только

на отрицательно заряженных мембранах в узкой области концентраций (в расчете на одно звено) и приводит к изменению знака заряда поверхности при ее насыщении. Высокое сродство к липидам характерно для заряженных макромолекул и приводит к тому, что они сорбируется практически необратимо, последовательно заполняя имеющуюся поверхность мембран [2]. Именно поэтому положение точки нулевого заряда зависит только от размера этой поверхности (рис.2).

Адсорбция полилизинов приводит к заметно меньшему изменению граничного потенциала по сравнению с поверхностным. На рис.3 для сравнения приведены данные, полученные при адсорбции пентализина на липосомах и плоских БЛМ, сформированных из CL. Различие между граничным и поверхностным потенциалом указывает на уменьшение вклада дипольной компоненты. Об обратимости связывания полилизинов с поверхностью плоских липидных мембран судили по кинетике адсорбции и десорбции на плоских липидных мембранах, измеренной методом КВП при непрерывной перфузии ячейки. В контрольных опытах показано, что молекулы лизина находится в равновесии с поверхностью мембраны и десорбируются при уменьшении их концентрации в ячейке. В случае полилизинов даже наименьшего из изученных нами (пентализина), такого равновесия не наблюдается. Изменение граничного потенциала при его введении в ячейку имеет две компоненты разного знака (рис.4). Первоначальный скачок граничного потенциала указывает на быстрое появление положительного заряда на поверхности мембраны, за которым следует изменение потенциала в противоположном направлении. Как следует из контрольных опытов с перфузией ячейки, вторая фаза не связана с десорбцией пентализина и может быть отнесена к уменьшению дипольной компоненты потенциала в результате струк-

турных изменений в мембране.

Основной электростатический вклад во взаимодействие пентализина с поверхностью мембран экспериментально доказан электрокинетическими измерениями в суспензии липосом, заряд которых варьировался содержанием PS в смеси с лецитином (PC), либо изменением pH (рис.5). Уменьшение исходного заряда липосом в этих опытах приводит практически к одинаковой зависимости дзета потенциала от концентрации пентализина. Заметим,



что такое сравнение в случае мембран из CL невозможно, т.к. для таких мембран зависимости эффекта от pH должно наблюдаться вблизи pH около 1, тогда как для PS этот диапазон в соответствии с литературными и нашими данными характеризуется pK=3.0 [1].

Более существенное различие CL и PS обнаруживается при адсорбции лизина. Изменение граничного потенциала плоских БЛМ становится заметным при концентрациях почти на порядок выше, чем в суспензии липосом из того же липида. На рис.6 приведены теоретические кривые, построенные в рамках модели Гуи-Чепмена при условии равновесного распределения молекул лизина между раствором и поверхностью мембраны ($K=10^{-3}$ M⁻¹), а также при дополнительном предположении, что каждая адсорбированная молекула лизина приводит к уменьшению дипольного потенциала, например, уменьшая дипольный момент полярных головок липида либо количества ассоциированных с ними молекул липида. Эта достаточно грубая модель качественно описывает адсорбцию лизина при низкой концентрации фонового электролита и согласуется с нашими наблюдениями по адсорбции пентализина и полилизинов с большой молекулярной массой.

E-mail: <u>nmarukovich@gmail.com</u> mjmsk01@yahoo.com

Литература

1.*Ermakov Yu. A., Sokolov V.S.* Boundary potentials of bilayer lipid membranes: method and interpretations // Planar Lipid Bilayers and Applications/ Eds Tien H.T., Ottova A.N.Y.:Elsevier, 2003.P.109-141

2. О.А. Финогенова, Д.В. Филинский, Ю.А. Ермаков Электростатические эффекты при адсорбции и десорбции полилизинов на поверхности липидных мембран разного состава// Биол. мембраны. 2008. Т. 25. № 3. С. 217-226.

МАЛООБЪЁМНЫЙ АВТОМАТИЧЕСКИЙ СТРАТОСТАТ ДЛЯ ЗАБОРА ПРОБ ВОЗДУХА

Миронов Н.И.

Конструкторское Бюро Информационных Систем НТУУ «КПИ», Киев

Читаем нередко об исследованиях, при которых необходимо получить пробы воздуха с высот более 15000 метров. Например, программа CASS•E Европейского Космического Агентства по поиску стратосферных форм жизни (<u>http://www.cass-e.com</u>).

Стратостат с полиэтиленовой оболочкой с расчетной высотой полёта 25-35 км, применяемый ими, не является оптимальным решением ввиду высокой стоимости, а также ограничений, накладываемых габаритами.

После анализа доступных технологий мы пришли к выводу о целесообразности создании стратостата на основе латексных оболочек и многоразового контейнера, ве-

Общий вид:



Вариант компоновки контейнера:



сом 1500 – 3500 грамм. Удачный опыт Google по применению бытовых смартфонов для управления системами стратостата позволяют рассматривать такие средства как комплектующие, что снижает стоимость.

Программа полёта предполагает: после запуска аппаратуры, наполнения оболочки и монтажа аппарата, происходит выпуск в свободный полёт. Аппарат набирает высоту, ёмкости для проб воздуха вентилируются посредством вентилятора-нагнетателя. На заданных высотах ёмкости герметизируются и остаются в таком состоянии до передачи заказчику.

Оболочка, при достижении критической высоты, разрывается, аппарат падает; под действием набегающего потока вытяжной парашют движется вверх по такелажному колышку, извлекая основной парашют, который и обеспечивает мягкую посадку. Координаты контейнера передаёт основная система навигации (например, смартфон с модулем GPS); в случае её отказа – резервная (к примеру, мобильный телефон с функцией навигации «по базовым станциям»).

Наличие на борту радиозонда позволит работать совместно с аэрологической обсерваторией, получая по ходу полёта сопутствующие данные атмосферы. Наличие на борту фото/видео аппаратура даст возможность получить дополнительный научный материал, а также эффектные снимки, которые можно использовать для рекламы научной программы, популяризации и т. д. Размещение на борту дополнительного оборудования, например с целью контроля состояния озонового слоя, может быть следующей главой развития такой технологии.

Система	Вариант 1	Вариант 2	Вариант 3	Вариант 4
Система сбора и				
хранения проб	1500	1400	1000	900
воздуха				
Навигационная	110		110	_
система	110	-	110	-
Резервная навига-	100	100	100	100
ционная система	100	100	100	100
Радиозонд	350	-	350	-
Фото/видео	150	-	150	-
Спас. система	200	200	200	200
Конструкция	1000	500	500	300
Всего	3410	2200	2410	1500

Варианты весовой компоновки (грамм):

Теоретически достижимые высоты:

Тип обология	Вес контейнера			
Тип осолочки	3410	2200	1500	
500	19000	22000	23000	
1600	35000	37000	38000	
3000	40000	41000	42000	

avialife@ukr.net

Литература

- 1. Полозов Н. П., Сорокин М. А. «Воздухоплавание», М., Воениздат НКО СССР, 1940 г., www.amyat.narod.ru;
- 2. Хахалин В.С. «Современные радиозонды», Массовая радиобиблиотека 1959 г., http://www.diagram.com.ua;
- 3. Лосик С.А., Козлов И.А., «Оборудование дирижаблей», М., Оборонгиз, 1939 г., www.filesonic.com;
- 4. Фридзон М.Б. «О возможности повышения высоты радиозондирования
- 5. атмосферы на аэрологической сети Росгидромета», www.zondr.ru.

АНАЛИЗ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ГЕНОМОВ МЕТОДОМ DFA

*Назаров Л.И.

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

Любую хромосому можно представить графически, с помощью блуждания последовательности ДНК на двумерной плоскости[1]. Недавно, подобные блуждания для ряда

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции

хромосом бактерий и архей были исследованы с помощью детрендного анализа флуктуаций (Detrended Fluctuation Analysis, DFA), где были обнаружены некоторые типы кластеризации геномов[2]. Мы детально проанализировали природу этой кластеризации и показали, что интегральный параметр - скейлинговая экспонента, характеризующий корреляционные свойства последовательностей ДНК, принимает различные значения на больших и малых масштабах для рассматриваемых последоватеьнстей. Мы обнаружили, что статистика длин ген-векторов и статистика использования кодонов[3] на двумерном ДНК блуждании коррелирует со значениями скейлинговой экспоненты. Детальный анализ кластеризации показал, что это разделение на больших масштабах существенно зависит от позиций генов на стрендах, связанной с их направлением транскрипции, и экстремофильность рассматриваемых геномов явлется основным свойством данной кластеризации.

- 1) S.A.Larionov, A.Loskutov, and E.V.Ryadchenko, "Genome as a two-dimensional walk", Dokl. Phys. 50, 634–638, (2005)
- Juan A.L. Garcia, Frederic Bartumeus, David Roche, Jesús Giraldo, H. Eugene Stanley, Emilio O. Casamayor, "Ecophysiological significance of scale-dependent patterns in prokaryotic genomes unveiled by a combination of statistic and genometric analyses". Genomics, 91, 538–543, (2008)
- Maria S. Poptsova, Sergei A. Larionov, Eugeny V. Ryadchenko, Sergei D. Rybalko, Ilya A.

Zakharov, Alexander Loskutov. "Hidden Chromosome Symmetry: In Silico Transformation Reveals Symmetry in 2D DNA Walk Trajectories of 671 Chromosomes" PLoS ONE 4(7): e6396. (2009)

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АДСОРБЦИИ КИСЛОРОДА В МОЛЕКУЛЕ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА МЕТОДОМ СПИНОВОГО ЗОНДА

Немова Е.Ф.

Институт Лазерной Физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Под влиянием ТГц излучения в молекуле бычьего сывороточного альбумина (БСА) происходят конформационные перестройки [3,5]. Природа этих перестроек пока не изучена, но результаты, полученные при исследовании современными физикохимическими методами, позволяют предположить, что существенную роль в этих изменениях играет пространственное положение функциональных групп аминокислот, входящих в состав БСА. В проведенном ранее экспериментальном исследовании [2,6], было показало увеличение амплитуды триплетной линии в спектре ЭПР облученного образца БСА по сравнению с необлученным и высказано предположение о влиянии адсорбции кислорода некоторыми аминокислотными остатками на ширину этой линии. Даная работа посвящена моделированию процессов адсорбции кислорода и экспериментальной проверки влияния насыщенности раствора БСА кислородом на ширину линии в спектре ЭПР.

Расчеты проводили при помощи программы CS Chem 3D Pro, версия 5.0 (Cambridge Soft Corporation, U.S.A.) с применением полуэмпирических методов MNDO, AM1 и PM3, дополненных методом молекулярной механики MM2. Как было показано в работе [4], для ответа на вопрос о возможности химического превращения бывает достаточно оценить, является ли энергетически выгодным простое сближение реагентов на расстояние, в 2-3 раза превышающее длину ожидаемой химической связи. Если такое сближение реагентов оказывается энергетически невыгодным, то протекание хи-

мической реакции маловероятно. Моделировали адсорбционное взаимодействие функциональных групп аминокислот, входящих в состав БСА, с молекулярным кислородом и углекислым газом. Для этого рассматривали гипотетический адсорбционный комплекс, образующийся при такой адсорбции, и искали геометрическое положение компонентов, соответствующее минимуму энергии. Из расчетных данных было получено, что наибольший выигрыш по энергии получается при адсорбции кислорода на пирролиновых структурах – выигрыш энергии 5,7 ккал/моль. Такие фрагменты содержатся в аминокислотных остатках пролина. Одна молекула БСА содержит 28 таких остатков. Эта аминокислота содержит пирролиновое кольцо, соединенное с соседними аминокислотными остатками аминокислотным радикалом и группой СН. Пролин резко изгибает пептидную цепь, создавая переход из α-спирали в β-складку. Таким образом, исходя из результатов моделирования, можно предположить, что адсорбция кислорода наиболее вероятна на остатках пролина, а это, в свою очередь может повлиять на изменениях конформации, вызываемых ТГц облучением БСА

Исходя из экспериментальных данных и результатов моделирования, следующим шагом исследования стала зависимость ширины линии сигнала ЭПР от степени насыщенности O_2 раствора, в котором находился облученный или необлученный (контроль) БСА. Раствор был насыщен кислородом при температуре 23° С. Затем кислород удаляли, продувая раствор БСА аргоном в течение 2 – 30 мин. Степень насыщенности кислорода в растворе контролировали колориметрически: по появлению красного окрашивания при окислении индигокармина [1]. Полученная зависимость приведена на рис.1.



Рис. 1. Зависимость ширины линии в спектре ЭПР (Гаусс) от степени насыщенности раствора кислородом.

Вид этих концентрационных зависимостей позволяет предположить, что триплетный сигнал в спектре ЭПР, обусловлен нитроксильным радикалом [2] образование которого происходит на реакционных центрах БСА с участием кислорода, присутствующего в растворе. Таким образом, под действием этого излучения происходят конформационные изменения, облегчающие взаимодействие с кислородом, возможно снимающие стерическое затруднение и высвобождающие парамагнитные центры БСА.

E-mail: endy@ngs.ru

Литература

- 1. Крешков А.П. Курс аналитической химии. М., Химия, 1973.
- Немова Е.Ф. Федоров В.И. Вестник НГУ. Серия Физика. 2010. Т.5, вып. 4. С. 16-101.
- 3. Черкасова О.П., Федоров В.И., Немова Е.Ф., Погодин А.С. Оптика и спектроскопия, 2009. Т.107, №4. С. 565-568.
- 4. Dultsev F.N., Dultseva G.G. Applied Magnetic Resonance. 2007, v. 33, p. 731-737.
- Govorun V.M., Tretiakov V.E., Tulyakov N.N., Fleurov V.B., Demin A.I., Volkov A.Yu., Batanov V.A, Kapitanov A.B. Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1991. v. 12, p. 1469-1474.

 Nemova E.F., Cherkasova O.P., Fedorov V.I. EPR study of the effect of terahertz radiation on the albumin conformation dynamics. Proc. SPIE. 2010, v. 7993, p. 799325-1 – 799325-5

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУР ВОДЫ МЕТОДАМИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Рубцова Е.В.

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

Данная работа посвящена исследованию различных структур связанной воды. Согласно существующей в настоящее время теории, жидкая вода представляет собой непрерыв-



ную тетраэдрическую сетку направленных водородных связей. Отдельно взятая же молекула воды имеет валентный угол в 104,5°,

Рис.1 «Твист-ванна» с расставленными водородами

что достаточно близко к тетраэдрическому. В силу особенностей строения молекулы воды и наличия водородных связей возможно образование устойчивых структур – димеров,

«твист-ванн» (рис.1) и более сложных кластеров.

Существуют множество математических моделей, описывающих взаимодействие между молекулами воды с различной степенью точности. В работе использовались два различных потенциала:

• потенциал Полтева-Маленкова

$$U_{ij} = -\frac{A_{ij}}{r_{ij}^{n}} + \frac{B_{ij}}{r_{ij}^{12}} + k \frac{q_{i}q_{j}}{r_{ij}}$$

• потенциал TIP3P

$$U_{ij} = k \frac{q_i q_j}{r_{ij}} + \delta \cdot 4\varepsilon \left(\frac{\sigma}{r_{ij}}\right)^6 \left(\left(\frac{\sigma}{r_{ij}}\right)^6 - 1\right)$$

Первый потенциал представляет собой модифицированный потенциал Леннарда-Джонса, учитывающий также электростатическое взаимодействие. Этот потенциал записан для жесткой модели молекулы воды с фиксированным углом НОН, равным тетраэдрическому углу arccos(-1/3)≈109,5°, и фиксированной длиной связи ОН, равной 0,98Å. Предполагается, что атом кислорода несет заряд -0.68е, а каждый атом водорода – заряд +0.34е. Второй также записан для модели жесткой воды с фиксированным углом НОН равным 104,5 ° и длиной связи ОН равной 0,96Å. Ясно, что вид потенциала TIP3P существенно проще, чем потенциала Полтева-Маленкова, однако он тоже достаточно неплохо описывает молекулу воды в определенном диапазоне точности.

На основе этих потенциалов были построены и рассчитаны многие структуры, малые кластеры и их фрактальные аналоги. Общим недостатком этого подхода является тот факт, что учитывается положение только атомов кислорода. Для исследования устойчивости данных структур необходимо рассчитать энергию системы с учетом водородных атомов. Это позволит оценить возможность их существования, устойчивость к тепловому движению и т.д. Методы молекулярной динамики позволяют проследить за движением отдельных молекул при образовании устойчивых состояний связанной воды.

E-mail: katia.ru@bk.ru

Литература

- 1. В.И. Лобышев, А.Б. Соловей, Н.А. Бульенков. Компьютерный модульный дизайн параметрических структур воды. Биофизика, том 48, вып.6 (2003)
- 2. А.О. Марченко, Компьютерное моделирование параметрических структур воды, дипломная работа (2006)

ВОЗДЕЙСТВИЕ ДЕЙТЕРИРОВАННОЙ ВОДЫ НА ОДНОКЛЕТОЧНЫЕ ЗЕЛЕНЫЕ ВОДОРОСЛИ

Семенов К.Т.

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

Проблема исследования стрессовых воздействий на живые системы в наши дни особенно актуальна. Ухудшение экологической обстановки, урбанизация и другие факторы окружающей среды – все это наносит вред человеку, флоре и фауне. Так, накоплено значительное количество данных, свидетельствующих об ингибирующем влиянии дейтерированой воды на биологические системы. Однако, механизмы биологических эффектов воздействия этого фактора во многом остаются невыясненными.

Данная работа посвящена исследованию влияния тяжелой воды на низкоорганизованные биологические объекты – водоросли, в области концентраций, незначительно превышающей ее природное содержание.

Установлено, что D_2O в концентрация 0,5% активирует рост клеток по сравнению с контролем (число клеток, ингибировавшихся с 0,5% D_2O больше на 107,2%, чем в контроле). Однако, не отмечено существенного ингибирования роста водорослей 10% концентрацией D_2O . Это говорит о том, что, скорее всего либо данный тип водорослей резистентен к таким концентрациям D_2O , либо концентрация D_2O , необходимая для ингибирования роста *D. tertiolecta*, была недостаточной. Данные результаты находят свое подтверждение и в других работах, в частности в работе [2], где исследовалось активирование и ингибирование Na, K-ATФазы различными концентрациями D_2O . Это подтверждает представления о том, что малые концентрации D_2O действительно способны активировать биологические процессы, причем абсолютно разной природы. Кроме того, разумно полагать, что тяжелая вода сходным образом действует на различных иерархических уровнях, как на молекулярном, так и на клеточном.



а) Инкубирование с 0,5% D_2O б) Контроль

Рис.1 Микрофотография культуры D. Tertiolecta

E-mail: vr1988@yandex.ru

Литература

Литература

1. Никитин Д.И., Оранская М.Н., Лобышев В.И Специфичность отклика бактерий на вариации изотопного состава воды // Биофизика, 2003, т. 48, №4, стр. 678-688.

2. Лобышев В. И., Твердислов В. А., Фогель Ю., Яковенко Л. В. «Активирование Na,К-АТФазы малыми концентрациями D₂O, ингибирование – большими»// Биофизика, 1978, т.23, №2, стр. 390-391.

НЕИНВАЗИВНЫЕ БИОМАРКЕРЫ ЖИЗНЕСПОСОБНОСТИ ЭМБРИОНОВ

Трошина М.Н.

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

В последние 20 лет во всем мире быстрыми темпами развиваются вспомогательные репродуктивные технологии. В связи с этим множество работ посвящено неинвазивным методам определения жизнеспособности эмбриона [1]. Несмотря на неоспоримую эффективность методов вспомогательных репродуктивных технологий, при применении стандартных процедур у пациентов могут возникнуть осложнения. Одним из таких осложнений является синдром гиперстимуляции яичников (СГЯ) [2]. Патогенез СГЯ окончательно не выяснен. Типичными системными эффектами СГЯ являются увеличение проницаемости капилляров и пролиферация эндотелиальных клеток.

Одной из задач работы является экспериментальное подтверждение предположения, что при СГЯ характерно изменение трансмембранного потенциала клеток по отношению к контролю. В последнее время множество работ посвящено кумулюсным клеткам как биомаркерам жизнеспособности эмбриона [3] Объектом нашего исследования являются клетки кумулюса и гранулезы человека, в экспериментах используется метод пэтч-кламп (метод локальной фиксации потенциала).

Вторая задача исследования состоит в нахождении корреляции уровня экспрессии рибосомных генов клетками кумулюса с характером патологии с помощью метода количественной полимеразной цепной реакции в реальном времени. Предварительные результаты показали, что при синдроме поликистозных яичников (синдроме Штейна-Левенталя), сочетанном с СГЯ, происходит значительное (в 20 раз) накопление продукта пре-рРНК-транскрипта 5.8 S рРНК, при общем снижении остальных (18S,28S) прерРНК-транскриптов. Из этих данных можно заключить, что при данном виде патологии нарушается сборка рибосом.

Стандартные процедуры методов вспомогательных репродуктивных технологий предполагают наличие когорты эмбрионов. В таком случае требуется выбрать наиболее жизнеспособные эмбрионы. Сейчас выбор эмбрионов осуществляется на основании субъективных морфологических параметров, что может говорить только о синхронности дробления эмбрионов, а не об их жизнеспособности. Как альтернатива разрабатывается количественная методика определения потенциала жизнеспособности эмбрионов человека пятого дня развития на основе анализа продуктов их метаболизма. Метаболиты исследуются при помощи ЯМР спектрометрии высокого разрешения.

E-mail:troshina_maria@mail.ru

Литература

1.Brison DR, Hollywood K, Arnesen R, Goodacre R., <u>Reprod Biomed Online</u>. Sep;15(3):296-302. (2007)

2. Nastri C O, Ferriani R A, Rocha I A, Martins W P., J Assist Reprod Genet. 27(2-3): 121–128. (2010)

3. Assou S, Haouzi D, De Vos J, Hamamah S. Mol Hum Reprod. Aug;16(8):531-8. (2010)

РЕГУЛЯТОРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ЭНАНТИОМЕРОВ АМИНОКИСЛОТ В ТЕСТОВЫХ БАКТЕРИАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Тушканов А.В.,Ивлиева А.А.

МГУ М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В современной токсикологии активно используют новый класс аналитических систем – биологические сенсоры, которыми являются интактные клетки бактерий, обладающие способностью к биолюминесценции. Характерным отличием биолюминесценции от хемолюминесценции является участие в биолюминесцентном процессе специфического фермента люциферазы, высокий энергетический выход реакции, в определенных условиях достигающий 10% и выше. Для хемолюминесцентной реакции отношение излучаемой энергии к поглощенной на много порядков ниже. Наиболее интенсивно исследуются механизмы трансформации химической энергии в световую у люминесцентных бактерий. К настоящему времени получен достоверный материал о строении, составе и функционировании люминесцентной системы, а также по ее генетической организации.

Преимуществами тест-системы на основе бактериальной биолюминесценции являются: высокая чувствительность биосенсора к различным воздействиям, простота и быстродействие (время анализа образца 5-30 минут и более), точность и воспроизводимость (ошибка эксперимента 10%), тестирование в микрообъёмах (от 0,1 до 1мл), а также корреляция с ответной реакцией, регистрируемой в других общепринятых тестсистемах.

В данном направлении нами уже была выполнена работа на кафедре биофизики физического факультета, из результатов которой мы исходим. С помощью биосенсора "Эколюм-05", разработанного в лаборатории биологически активных веществ кафедры микробиологии Биологического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, установлено, что L-Аспартат при концентрациях 5, 25, 100 и 300 нмоль/мл нетоксичен, а D-Аспартат проявляет себя нетоксично при концентрации 5 нмоль/мл, при всех остальных - токсичен. Эффект токсичности D-Asp при концентрациях, больших 5 нмоль/мл, обусловлен ингибирующим действием D-Asp на люциферазную систему.

В настоящей работе планируется проверить полученные ранее результаты, учитывая факторы, которые могли бы повлиять на результат, а также исследовать токсические эффекты воздействия других L- и D-энантиомеров аминокислот (в частности, Ceрина) на тестовые биологические системы.

E-mail: s.tushkanov@gmail.com

Литература

- 1. Ислиева А.А. «Влияние L- и D-изомеров аспартата на развитие клеточных систем», дипломная работа, кафедра Биофизики физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова.
- Ревазова Ю. А., Калинина Н. В., Данилов В. С., Зарубина А. П., Соловьева Л. И. Методические рекомендации. "Определение токсичности химических соединений, полимеров, материалов и изделий с помощью люминесцентного бактериального теста". // Зарегистрированы в Департаменте Государственного санитарно-эпидемиологического надзора РФ (№№ 11-1/131-09) от 08 июня 2000г. Гос. сан.-эпид. нормирование РФ. Минздрав. России., М., с. 18, 2000.

ГЕОФИЗИКА

Председатель подсекции проф. Максимочкин Валерий Иванович

МЮОННАЯ ДИАГНОСТИКА АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ С ПОМОЩЬЮ МЮОННОГО ГОДОСКОПА

**Ампилогов Н.В., Дмитриева А.Н., Михайленко А.С., Терегулов А.И., Толкачева Н.В.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Научнообразовательный центр НЕВОД, Москва, Россия

Мюонная диагностика является одним из новых и перспективных направлений мониторинга активных процессов в атмосфере Земли. Метод мюонной диагностики основан на регистрации и анализе в режиме реального времени пространственно-временных вариаций проникающей компоненты вторичных космических лучей – мюонов, приходящих со всех направлений небесной полусферы. Их поток генерируется в верхних слоях атмосферы в результате взаимодействия первичных космических лучей с ядрами атомов воздуха и является чувствительным к её термодинамическим параметрам. Одновременная регистрация потока мюонов с различных направлений (годоскопический режим) позволяет изучать состояние атмосферы, в частности, выявлять возмущенные области, определять направления и скорости их перемещения, оценивать время появления в заданной точке. Особенностью нового подхода является получение такой информации одновременно над большой территорией (тысячи кв. км), что существенно расширяет возможности своевременного обнаружения различных аномальных атмосферных явлений.

Для реализации метода мюонной диагностики необходимы широкоапертурные координатно-трековые детекторы большой площади – мюонные годоскопы, способные в режиме реального времени регистрировать и определять параметры трека каждого мюона, пересекающего установку. Первыми такими детекторами являются годоскопы, созданные в НИЯУ МИФИ – ТЕМП (1995 г.) [3] площадью 9 м² и угловым разрешением ~ 2° и УРАГАН (2005 г.) [2] общей площадью ~ 45 м² и угловым разрешением ~ 1°. Годоскопический режим обеспечивает непрерывную регистрацию полного потока мюонов из верхней полусферы. Экспериментальная информация представляет собой последовательность матриц углового распределения мюонов, зарегистрированных годоскопом в течение 1 минуты экспозиции. С помощью годоскопов ТЕМП и УРАГАН были продемонстрированы возможности мюонной диагностики по раннему обнаружению и изучению активных процессов в атмосфере Земли [1, 4].

В данной работе приводятся результаты исследования изменений локальной анизотропии потока мюонов во время нестационарных атмосферных процессов (гроз).

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД при поддержке Министерства образования и науки, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта ведущей научной школы НШ-5712.2010.2.

E-mail: <u>NVAmpilogov@mephi.ru</u>

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

Литература

- 1. Барбашина Н.С., Борог В.В., Дмитриева А.Н. и др. Мюонная диагностика атмосферы и магнитосферы Земли. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 7. С. 1069–1071.
- 2. Барбашина Н.С., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г. и др. Широкоапертурный мюонный годоскоп большой площади УРАГАН. // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26–32.
- Борог В.В., Буринский А.Ю., Дронов В.В. Мюонный годоскоп для исследования солнечно-земных связей в области энергий больше 10 ГэВ. // Изв. РАН. Сер. физ. 1995. Т. 59. № 4. С. 191–194.
- 4. Борог В.В., Гвоздев А.В., Дронов В.В. Изучение волновых процессов, возбуждаемых в атмосфере Земли конвективно-грозовыми явлениями, с помощью мюонного годоскопа. // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 35. № 1. С. 24–33.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАСЧЕТОВ НА ГРАФИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОРАХ ПРИ ТОМОГРАФИИ ИОНОСФЕРЫ

Базыленко Л.В.

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время существующие навигационные спутниковые системы GPS/ГЛОНАСС и достаточно широкая сеть приемников их сигналов на Земле позволяют достаточно оперативно решать задачу о пространственной и временной зависимости поля электронной концентрации в ионосфере. Также ввиду вещания спутников данных навигационных систем на двух рабочих частотах и возможности измерения наземными станциями задержки импульсов и изменения фаз несущих частот радиосигналов, определяется поле вертикального полного электронного содержания (TEC) в областях, через которые проходят данные радиосигналы, и проводится радиотомография неоднородностей ионосферы.

В общем случае при получении наземными приемниками радиосигналов со спутников, плоскости орбит которых не совпадают, появляется информация о двумерных сечениях среды в плоскостях, наклоненных под разными углами к горизонту. На основе этих данных ввиду достаточного их объема появляется возможность восстановить трехмерную структуру исследуемой области. Однако в данной задаче присутствует существенная неполнота данных: лучи спутник-приемник проходят не через все точки пространства, а в областях с малым числом приемников образуются области отсутствия данных, что вызывает неединственность решения [1].

Данная задача достаточно успешно решается как прямыми, так и итерационными методами: ART, DART, MART, SIRT и другими [2, 3] в режиме реального времени, однако на точность решения очень сильно влияет выбор начального приближения. При этом итерационные методы с размерами входной матрицы m * n требуют производительности $O(n^2)$ Флопс. Показано, что процессорной мощности в 25 ГФлопс для томографии ионо-сферы с использованием итерационных алгоритмов в реальном времени достаточно. При этом данная производительность процессора достигается в операциях с одинарной точностью.

Одним из наиболее успешных методов, обеспечивающих наилучшее начальное приближение, является метод сингулярного разложения (СВД). При размерах входной матрицы m * n данный алгоритм требует O(n^3) Флопс для его реализации — при СВД-процедуре Якоби $4m * n^2 - \frac{4n^3}{3}$ Флопс, при вращениях Хаусхолдера — $2m * n^2 - \frac{2n^2}{3}$ Флопс [4, 5]. Реальные размеры матриц с данными, полученными по лучам спутник-приемники, составляют $10^7 * 10^6$, что требует производительности системы в

10¹⁵ Флопс для томографии ионосферы в реальном времени. Однако из-за области отсутствия данных, упомянутой выше, производительность системы может составлять на 2 порядка меньше. При расчетах на CPU данную задачу необходимо решать в квазиреальном времени.

Для качественного решения задачи о построении 3D-зависимости поля электронной концентрации в ионосфере по набору 2D-срезов из-за наличия шумов необходимо использовать в вычислениях операции с двойной точностью. Показано, что система с тремя графическими процессорами от Radeon HD 6900 для решения данной задачи обеспечивает производительность в 1300 ГФлопс при использовании параллельного вычисления (в однопотоковом режиме максимальная производительность достигает 550 ГФлопс). Таким образом, такую систему можно рассматривать как инструмент для томографии ионосферы в масштабах реального времени.

E-mail: levshamsu@mail.ru

Литература

- 1. В.Е.Куницын, Е.С.Андреева, М.А.Кожарин, И.А.Нестеров. Радиотомография ионосферы с применением высокоорбитальных навигационных систем. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика.Астрономия. 2005. №1.
- 2. Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. Ionospheric Tomography. Springer-Verlag. 2003.
- 3. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы. М.: Наука, 2006.
- 4. G. W. Howell, J. W. Demmel, C. T. Fulton, S. Hammarling, and K. Marmol, Cache efficient bidiagonalization using BLAS 2.5 operators, Technical Report, Hewlett Packard Corporation, 2003.
- 5. Z.Drmac, K.Veselic. New fact and accurate Jacobi SVD algorithm: I. Department of Mathematics, University of Zagreb, Croatia, 2005.

ЗАВИСИМОСТЬ ВЫСОТЫ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАЧНОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

Бокова Э.Р.

Астраханский государственный университет, Астрахань, Россия

В работе на основе изоэнтропной модели атмосферы получено уравнение, для расчета высоты нижней кромки облаков по значениям влажности и температуры воздуха у земли. Изучение облачности относится к числу важнейших метеорологических задач [1-2], а мониторинг ее высоты особенно актуален для оценки метеоусловий в окрестности аэропортов.

Условие гидростатического равновесия позволяет установить зависимость температуры и плотности воздуха от высоты *z* над землей в адиабатной атмосфере. Так как диффузионные процессы являются медленными, можно предположить, что отношение масс влаги и сухого воздуха в единице объема остаются одинаковыми по всей высоте атмосферы. В этом случае зависимость абсолютной влажности воздуха от высоты будет подчиняться такому же закону, что и плотность адиабатической атмосферы:

$$\rho_g(z) = \rho_g(0) \left(1 - \frac{z}{H} \right)^{1/(\gamma - 1)}, \tag{1}$$

где $\rho_g(0)$ – абсолютная влажность воздуха у земли; γ – показатель адиабаты для атмосферного газа; H – адиабатическая высота атмосферы ($0 \le z \le H$), равная

$$H = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1}\right) \frac{RT_0}{g\mu} \,. \tag{2}$$

Здесь g – ускорение свободного падения; µ – молярная масса воздуха, *R* – газовая постоянная. Плотность насыщенного водяного пара зависит от температуры воздуха. Приближенно эта зависимость выражается [3] как

$$\rho_m = \frac{\mu_g \kappa}{RT} \exp\left(-\frac{\mu_g r}{RT}\right),\tag{3}$$

где к – постоянная, имеющая размерность давления; μ_g – молярная масса воды; r – удельная теплота парообразования. Зависимость температуры от высоты в адиабатной модели атмосферы имеет вид $T(z) = T_0(1 - z/H)$, где T_0 – абсолютная температура воздуха у поверхности земли.

Подставив зависимость температуры воздуха от высоты в формулу (3), получим зависимость плотности насыщающих паров от высоты. Отсюда получаем зависимость от высоты относительной влажности воздуха:

$$(z) = \frac{\rho_g(z)}{\rho_m(z)} = {}_0 \left(1 - \frac{z}{H}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \exp\left(\frac{Az}{H-z}\right), \tag{4}$$

где $_{0} = \rho_{g}(0) / \rho_{m}(0)$ – относительная влажность у земли, $A = \mu_{g} r / (RT_{0})$ – безразмерный параметр, зависящий от температуры воздуха у земли.

Начиная с высоты *z*, выполняется необходимое условие ($\varphi = 1$) конденсации водяных паров, содержащихся в атмосфере. Именно она определяет нижнюю границу облаков и может быть найдена из уравнения

$$\frac{Az}{H-z} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \ln\left(1 - \frac{z}{H}\right) + \ln_0 = 0, \qquad (5)$$

где φ_0 – относительная влажность у земли; $A = \mu_g r / (RT_0)$ – безразмерный параметр, зависящий от температуры воздуха у земли, где r – удельная теплота парообразования воды, а μ_g – молярная масса воды. При температуре $T_0 = 288$ К у поверхности земли получаем значение A = 29.1.

Если относительная влажность воздуха у поверхности земли не очень мала ($^{A>>-\ln~0}$), то высота нижней границы облачности равна

$$z_b = \frac{-H \cdot \ln_0}{A - \ln_0 - \gamma/(\gamma - 1)}.$$
(6)

Здесь параметры A и H зависят от температуры T_0 у поверхности земли. Поэтому соотношение (6) выражает приближенно зависимость высоты нижней границы облаков от относительной влажности φ_0 и температуры T_0 воздуха у поверхности земли.



Рис. Зависимость высоты облачности от влажности у земли: сплошная линия – при $t = 0^{\circ}$ С; штриховая – при $t = 20^{\circ}$ С; пунктирная – при $t = 40^{\circ}$ С.

Выше на рисунке приведена рассчитанная на основе численного решения уравнения (5) зависимость высоты нижней границы облачности от относительной влажности воздуха у земли при следующих значениях температуры: 0°C; 20°C; 40°C. Видно, что увеличение температуры воздуха ведет к увеличению высоты облачности, но в еще большей степени она зависит от относительной влажности.

Использованная в работе модель изоэнтропной атмосферы не является принципиальным ограничением для применения данного подхода к другим более реалистическим моделям.

В заключение автор выражает благодарность А.У. Джалмухамбетову и М.А. Фисенко, предложившим задачу.

E-mail: e-bokova@mail.ru

Литература

- 1. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. СПб.: Гидрометеоиздат, 2000.
- 2. Хромов С.П., Петросянц М.А. Метеорология и климатология. М., 1994.
- 3. Кубо Р. Термодинамика. М.: Мир, 1970.

УЧЁТ ОТКЛОНЕНИЙ ОПОРНОЙ ЧАСТОТЫ GNSS-ПРИЁМНИКОВ В ИОНОСФЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Васильев А.Е.

Государственное учреждение "Институт прикладной геофизики имени академика Е.К.Фёдорова", Москва, Россия

В настоящее время широко распространены глобальные навигационные спутниковые системы (Global Navigation Satellite Systems, «GNSS» – GPS, ГЛОНАСС и другие развивающиеся системы). Эти системы используются во многих приложениях, включая ионосферные исследования [1]. Для ионосферных исследований традиционно используются фазовые или групповые задержки навигационных радиосигналов и иногда – измерения допплеровских сдвигов частот спутников.

Однако при подготовке входных данных для ионосферных расчётов следует помнить и о некоторых особенностях работы приёмной аппаратуры. Поскольку в серийных геодезических приёмниках используются кварцевые генераторы частот и отсчётов времени, их собственная точность невелика. Эта особенность влияет на измерения фазовых и групповых задержек радиосигналов спутников, а также на измерения допплеровского смещения несущих частот спутников, поскольку генератор для всех указанных измерений в геодезическом приёмнике обычно общий. Поэтому, если не использовать вычисляемую поправку к генератору (часам) приёмника [2], то алгоритмы предварительной обработки данных следует применять к значениям вычисляемого наклонного электронного содержания ионосферы, а не к первичным данным. Кроме того, при использовании допплеровских измерений в ионосферных расчётах, следует применять к ним такую поправку. Приёмники некоторых производителей применяют поправку к указанным измерениям с помощью своего внутреннего алгоритма.

В экспериментальной части работы показаны примеры хода часов приёмников Javad, включая их неравномерный ход и влияние, оказываемое на дальномерные измерения на примерах сигналов спутников GPS и ГЛОНАСС, а также на измерения допплеровских сдвигов частот на примере геостационарных спутников SBAS.

E-mail: <u>alex_vass@mail.ru</u>

Литература.

- 1. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Томография ионосферы, Москва, Наука, 1991
- 2. JAVAD GNSS, Inc., GREIS (General Reference External Interface Specification): http://javad.com/jgnss/support/manuals.html

ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Громушкин Д.М., Щеголев О.Б.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия

В Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ», на базе Научно-образовательного центра НЕВОД совместно с Институтом ядерных исследований РАН создана установка для регистрации тепловых нейтронов вблизи поверхности земли. Основной задачей этой установки является регистрация тепловых нейтронов с целью изучения влияния на их поток: давления, температуры и влажности, а также других геофизических факторов (лунных приливных волн, выхода радона из грунта и естественной радиоактивности).

Идея использования детекторов тепловых нейтронов для изучения вариаций их потока возникла в ходе создания установки для регистрации широких атмосферных ливней [1]. В процессе долгосрочного тестирования детекторов были получены предварительные данные о суточной волне и так называемой приливной волне М2, с максимумами, соответствующими моментам верхней и нижней кульминации луны, полученные простейшим, но наглядным методом – методом наложения эпох. Также была оценена примесь нейтронов, образуемых в результате распада радона [2].

Для регистрации тепловых нейтронов в данной работе используется неорганический сцинтиллятор, представляющий собой гранулированный сплав кристаллов на основе порошка ZnS(Ag) с примесью LiF, обогащенного изотопом лития-6 (светосостав CЛ6-5) [3, 4]. Заметим, что ZnS(Ag) является наиболее эффективным сцинтиллятором для регистрации тяжелых частиц с рекордным α/e – соотношением. В результате захвата одного нейтрона высвечивается 160000 фотонов, что позволяет создавать детекторы большой площади (~ м²). Такие счетчики имеют ряд преимуществ перед обычно используемыми газовыми приборами: достаточно большую эффективность и существенно лучшее быстродействие. Кроме того, они имеют очень низкую чувствительность к одиночным заряженным частицам и в этом их несомненное преимущество перед сцинтилляторами типа литиевого стекла или пластика с добавками бора (лития). По этому параметру они не уступают газовым и могут с успехом использоваться для регистрации слабых потоков тепловых нейтронов в счетном режиме.

Конструкция нейтронного счетчика представляет собой пирамиду, в основании которой расположен сцинтиллятор. Внутренняя поверхность пирамиды (диффузор) покрыта специальной белой краской с высоким коэффициентом диффузного отражения (95%). Эффективная площадь сцинтиллятора такого детектора составляет ~ 0.75 м² (рис.1).



Рис 1. Схематическое изображение и фотография собранного детектора, где 1 - ФЭУ-200; 2 - сцинтиллятор ZnS(Ag)+⁶Li; 3 - светозащитный корпус; 4 - светоотражающее покрытие.

Установка состоит из четырех детекторов расположенных на различных высотах от -4 до 10.5 м относительно уровня грунта: 1 – в подвале здания, 2 - на уровне второго этажа (в галерее не закрытой бетонными перекрытиями), 3 и 4 - на втором и третьем этажах задания. Для контроля фоновых условий эксперимента каждые 5 минут собирается мониторная информация о темпе счета нейтронов, температуре окружающей среды, абсолютной влажности и давлении. Каждые 24 часа сохраняются амплитудные спектры. Пример полученного спектра показан на рис. 2 (слева), из которого видно, что тепловые нейтроны хорошо отделяются от заряженных частиц и шумов ФЭУ.



Рис. 2. Слева амплитудный спектр зарегистрированных нейтронов и заряженных частиц. Справа распределение темпа счета тепловых нейтронов от четырех детекторов в течение длительного периода времени(суточные точки, полученные из 5-минутных точек методом скользящего среднего).

Установка работает в непрерывном режиме уже более 5 месяцев. На рис. 2 (справа) показано изменение тепа счета тепловых нейтронов в течение 80 дней. Из рисунка видно, что ход темпа счета хорошо согласуется между разными детекторами, а также то, что детектор расположенный в галерее считает почти в 4 раза больше тепловых нейтронов, чем детектор расположенный в подвале на уровне -4 м

В докладе представлены полученные амплитудные спектры и результаты долговременных измерений содержания тепловых нейтронов вблизи поверхности Земли. Приводится расчет барометрических коэффициентов для каждого из детекторов и оценка доли содержания радоновых нейтронов. Показаны результаты обработки данных о вариациях тепловых нейтронов с использованием метода вейвлет-анализа. Продемонстрирована возможность использования таких детекторов для контроля за радиационной обстановкой.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД при поддержке Министерства образования и науки, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта ведущей научной школы НШ-5712.2010.2, а также грантов РФФИ 09-02-12380_офи_м, 09-02-92426_КЭ_а и 08-02-01208.

E-mail: DMGromushkin@mephi.ru

Литература:

1. Алексеенко В.В., Гаврилюк Ю.М., Громушкин Д.М., и др.. Связь вариаций потока тепловых нейтронов из земной коры с лунными периодами и сейсмической активностью. Физика Земли, № 8, Август 2009, с. 91-100.

2.Громушкин Д.М., Петрухин А.А., Стенькин Ю.В. и др. Регистрация потока тепловых нейтронов вблизи поверхности Земли. //Изв. РАН. Серия физич., т. 73, № 3, 2009, с. 425-427.

3.Стенькин Ю.В., Джаппуев Д.Д., Вальдес-Галисия Х.Ф. // ЯФ. 2007. Т. 70. №6. С. 1123.

4.Стенькин Ю.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 4. С. 558.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Закиров А.А.

Владимирский государственный университет, Владимир, Россия

Атмосферные приливы возникают вследствие изменения атмосферного давления. Исследовалось два типа приливов: солнечные приливы, обусловленные как неоднородным нагревом солнечным излучением, так и гравитационным взаимодействием с Землей; лунные приливы, обусловленные гравитационным взаимодействием Луны с земной атмосферой. По результатам мониторинга электрического поля приземного слоя атмосферы по разнесенным в пространстве станциям созданы каталоги спектров электрического поля вблизи частот (периодов) солнечных и лунных приливов. С помощью оптимального приемника [1] выделены и оценены амплитуды гармонических компонент вариаций электрического поля пограничного слоя атмосферы на частотах, соответствующих солнечным и лунным приливам

По результатам спектрального анализа наблюдается хорошее совпадение модельных оценок амплитуд электрического поля на частотах солнечных приливов по разнесенным в пространстве станциям (S1,S2,S3,S4,K1,P1) с экспериментальными: теоретическая оценка по разработанной модели составляет $Ez \cong (10 - 15)$ В/м, экспериментальная оценка в пределах $Ez \cong (5 - 20)$ В/м, отношение сигнал/шум составило (2-5). Высокая разрешающая способность по частоте, достигнутая благодаря размерам временных рядов экспериментальных данных, позволила осуществить оценку амплитуды и отношения сигнал/шум на частотах лунных приливов. Спектральный анализ вертикальной составляющей напряженности электрического поля приземного слоя атмосферы на частотах лунных приливов (2N2, M2,M1,O1,L2) по разнесенным в пространстве станциям дал оценку амплитуды на частотах приливов в пределах $Ez \cong (0,5 - 6)$ В/м, отношение сигнал/шум составило (0,4 - 2,7). На рис. 1, 2 приведены примеры спектров лунных и солнечных приливов.













Прилив S1, Станция Байкал, п.Монды 2007-2008 гг А, В/м F=1,157407E-05



Рис. 2.

E-mail: grunsk@vpti.vladimir.ru

Из результатов спектральной оценки амплитуды электрического поля на частотах лунных приливов можно также сделать вывод о необходимости длительных непрерывных наблюдений электрического поля приземного слоя атмосферы для получения более достоверной оценки степени воздействия лунных приливов.

Литература

1. Грунская Л.В. Лунные приливы в электрическом поле пограничного слоя атмосферы / Л.В.Грунская, В.Н Морозов, В.А. Ефимов, А.А. Закиров // Известия вузов. Физика 2010, т.53, №1, с.22-27.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПОВ ГОРНЫХ ПОРОД ПО ПЕТРОФИЗИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Леляев П.А.

Объединенный институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН, Москва, Россия

Построение петрологических моделей земной коры и верхней мантии является чрезвычайно важной и очень сложной задачей. Она связана с прогнозом, основанным, как правило, на вероятностных знаниях о вещественном составе и состоянии глубоких недр Земли. Вещественный состав различных горизонтов кристаллической коры прогнозируется, исходя из данных о физических свойствах различных петрографических комплексов горных пород, недоступных для непосредственного изучения [2]. Геофизическими методами удаётся получить лишь физические свойства горных пород, залегающих на различных (до 30 км) глубинах, в частности, скорости распространения упругих волн в слое (Vp) и их плотность (s). Задача работы заключалась в прогнозировании соотношения разновидностей пород в отдельных слоях, находящихся на различных глубинах. Была использована также база петрофизических данных для пород, наиболее часто встречающихся в исследуемом регионе (в качестве примера был использован Воронежский кристаллический массив). Эта база была получена путём бурения скважин (до 1000 м) и лабораторного исследования взятых оттуда кернов пород. В различных геологических регионах условия формирования слоёв были различными, поэтому их свойства также отличаются друг от друга [1]. Таким образом, при исследовании необходимо использовать базу петрофизических данных, составленных по образцам, взятым именно из исследуемого региона. Вывод о том, что на глубине от 1 до 30 км залегают те же типы пород, что и на поверхности кристаллического массива, был сделан на основании исследований, проведённых в разных геологических структурах Земли и состоящий в бурении глубоких скважин и лабораторном исследовании образцов [3]. Однако такие работы очень трудоёмки и имеют высокую стоимость, поэтому использовать их для решения задачи определения типов пород на разных глубинных уровнях неэффективно.

Поскольку породы, даже отобранные из глубинных скважин, могут претерпевать изменения как физических свойств, так и химического состава, из исходной базы данных было необходимо удалить те образцы, которые наименее точно характеризуют неизменённую породу. Это было сделано стандартными статистическими методами – поскольку распределение каждого из параметров для каждого типа породы близко к нормальному, в рассмотрение брались только величины, попадающие в интервал среднее значение $\pm 3\sigma$. Затем, поскольку известны значения физических свойств различных слоёв массива, задача свелась к определению функции принадлежности образца, обладающего определённым набором характеристик, к одному из исследуемых типов пород. Стандартные статистические методы здесь оказались практически неприменимы: основной их недостаток в том, что они используют концепцию усреднения по всей выборке, приводящей к операциям над фиктивными величинами. Кластерный анализ также не дал значимых результатов, отделив только группы пород, различающиеся по одной или обеим рассматриваемым характеристикам, но в эти группы попали все типы пород. Алгоритмы Data Mining, реализованные в уже существующем программном обеспечении – глубокий анализ данных, получивший в настоящее время широкое распространение, также не смогли сформировать нужную функцию. При разбиении на обучающее и тестовое множества алгоритмы линейной регрессии, нейронных сетей, самообучающейся карты Кохонена и построения дерева решений не давали на тестовом множестве уровня достоверности результата выше 50%. Таким образом, возникла необходимость в выборе функции, а также в написании и реализации алгоритма вручную. Искомая функция должна была удовлетворять требованиям: в точках, соответствующих имеющимся образцам, она должна была равняться единице; в достаточно далёких от множества точках она должна равняться нулю; скорость её убывания должна отрицательно коррелировать с дисперсией соответствующего множества. Таким требования-

ям удовлетворяет функция $f(x, y, i) = e^{-\sigma_i^2}$, где $\mu(x, y, i)$ - расстояние от данной точки до ближайшей точки i-го множества (в евклидовой метрике и двумерном пространстве параметров), σ_i - дисперсия i-го множества. Тип породы в каждой точке (x, y) определялся по выражению $\{i: i \rightarrow \max f(x, y, i)\}$. Такой подход дал результаты (рис. 1), хорошо согласующиеся с данными, полученными другими методами и с имеющейся геологической информацией о регионе.



Рис. 1 Результат работы программы, реализующей алгоритм классификации

E-mail: norby76@yandex.ru

Литература

1. Афанасьев Н.С. К вопросу петрофизической классификации кристаллических горных пород (на примере ВКМ). Вестник ВГУ. – 2001. – №12.

2. Афанасьев Н.С., Кривцов И.И. Петрофизика, эволюция и металлогения земной коры и верхов мантии Воронежского кристаллического массива (ВКМ). Вестник ВГУ. – 2002. – №1.

3. Глубинное строение территории СССР. Под ред. В.В. Белоусова, Н.И. Павленковой, Г.И. Квятковской. М.: НАУКА, 1991

ФОРМИРОВАНИЕ НАВЕДЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ ПРИ ТЕРМОНАМАГНИЧЕННОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД

Мбеле Ж.Р.

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

Известно, что процесс намагничивания ферримагнитных минералов горных пород и стабильность остаточной намагниченности в значительной степени определяются величиной и характером магнитной анизотропии ферримагнетика.[1]

Существуют магнитокристаллическая анизотропия, которая отражает симметрию кристалла, а также наведенная магнитная анизотропия, которая может быть вызвана индуцирующими факторами, например, деформацией или термообработкой. [2]

При охлаждении изверженных горных пород и образовании естественной намагниченности термоостаточной природы в ферримагнитных зернах возможно формирование наведенной магнитной анизотропии, так как они длительное время находятся в геомагнитном поле при повышенных температурах. [2,3]

Работа посвящена изучению формирования наведенной анизотропии при термонамагничивании горных пород. Исследование образования наведенной анизотропии проводилось путем сравнения кривых нормального намагничивания (I_r(H)) по различным направлениям.

Исследование проводилось на базальтах Красного моря N61-1 и N65-2, которые согласно гистерезисным характеристикам (I_{rs}/I_s=0.05-0.19, H_{cr}/H_c=2.08-2.41) имеют в основном однодоменные и пседооднодоменные магнитные зерна.

На рис.1 представлена кривая нормального намагничивания по оси OZ - $I_{rz}(H)$ образца базальта N61-1 (кривая1) из абсолютного нулевого состояния (AHC) и из состояния TRM созданного по направлению оси OX (кривая 2). Видно, что кривые нормального намагничивания практически совпадают. Разница между этими кривыми, вероятно, связана с методической погрешностью измерений, обусловленной неточностью ориентации образца. При увеличении значения образованной TRM_x от 136A/м до 395A/м кривые $I_{rz}(H)$ (кривые 2 и 3, рис.1) также мало отличаются. Из результатов этих экспериментов следует, что при формировании TRM, наведенная анизотропия в базальтах не образуется. Тот же результат был получен на образце базальта 65-2.

Результаты аналогичных экспериментов, проведенных на образцах траппов, содержащих многодоменные ферримагнитные зерна ($I_{rs}/I_s=0.13-0.16$, $H_{cr}/H_c=2.02-2.13$), представлены на рис. 2.

В образце 313-1а зависимости $I_{rx}(H)$ (кривая 3) и $I_{rz}(H)$ (кривая 1) снятые из АНС состояния явно отличаются, что свидельствует о наличии какой-то анизотропии в исходном состоянии, когда TRM=0. После образования $TRM_x=80A/M$ в поле H=2,1 mT, $I_{rz}(H)$ (кривая 2) идет ниже, чем кривая нормального намагничивания из АНС состояния (кривая 1).

 $I_{rz}(H)$ (кривая 4) из состояния с нормальной остаточной намагниченностью I_{rx} =80А/м идет еще ниже чем $I_{rz}(H)$ из АНС-состояния (кривая 1) и $I_{rz}(H)$ (кривая 2) из TRM_x- состояния.

Аналогичная закономерность наблюдалась на образце траппа УК-1: $I_{ry}(H)$ из состояния TRM_x=276A/м (кривая 1, рис.3), как и для образца траппа 313-1а, идет ниже чем $I_{ry}(H)$ из AHC (кривая 2), а $I_{ry}(H)$ (кривая 3) идет ниже, чем из состояния TRM_x (кривая 1).

Таким образом, образование термоостаточной намагниченности приводит к затруднению процесса нормального намагничивания в направление перпендикулярном TRM по сравнению с АНС. Эффект усиливается после образовании I_{rx} при изотермическом создании намагниченности. Так же установлено, что величина TRM, а также скорость последующего нормального намагничивания практически не зависит от времени охлаждения образца в пределах от 15' до 120'.

Результаты экспериментов, проведенных на траппах с многодоменной структурой ферромагнитных зерен, вероятно, можно интерпретировать так, что при образовании TRM в ферримагнитных минералах горных пород формируется небольшой величины наведенная одноосная магнитная анизотропия.

H, mT

60

E-mail: jr.mbele@physics.msu.ru

Литература

1. В.И. Трухин. Введение в магнетизм горных пород. М.: издательство МГУ, 1973г.

2. С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Издательство «мир» 1987г.

3. Г.П. Кудрявцева, В.К. Гаранин, В.А. Жиляева, В.И. Трухин. Магнетизм и минералогия природных ферримагнетиков. Издательство Московского университета 1982г.









Рис 3. График нормального намагничивания из АНС, Irx и TRMx состояния (трапп УК-1)

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЯВЛЕНИЕ САМООБРАЩЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

**Минина Ю.А.

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

Геомагнитное поле (ГМП) играет огромную роль в жизни нашей планеты. ГМП защищает Землю от мощного потока солнечной радиации, поэтому он него зависят экология и эволюция Земли.

В середине 20 века в результате палеомагнитных исследований были обнаружены горные породы, намагниченные против направления современного ГМП. Это привело ученых к выводу, что существовали периоды, когда ГМП меняло свой знак, то есть происходили его

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

инверсии. Позже японским ученым Нагата при лабораторном исследовании была получена естественная намагниченность, направленная против приложенного поля. Это явление получило название – явление самообращения намагниченности. Таким образом, на данный момент существуют две версии возникновения обратной намагниченности горных пород – возможность инверсий или явления самообращения.

В природе при образовании изверженных пород, они приобретают термонамагниченность в магнитном поле Земли. В течение длительного времени происходит охлаждение этой породы и изменение её химического состава. Как при этом меняется первоначально полученная намагниченность, неизвестно. [1, 2]

Данная работа посвящена исследованию влияния процесса окисления на самообращенную намагниченность.

В 2010 г. проводились эксперименты по исследованию влияния окисления титаномагнетита океанских базальтов на явление самообращения термоостаточной намагниченности (TRM) [3] Обнаружено, что с ростом времени отжига величина обращенной остаточной намагниченности, измеренной при комнатной температуре, уменьшается (рис 1). При этом при температуре отжига наблюдался рост остаточной намагниченности (рис 2). Это свидетельствует о том, что уменьшение по абсолютной величине самообращенной термоостаточной намагниченности связано не с разрушением намагниченности под действием термических флуктуаций, а с изменением спонтанной намагниченности (Is) подрешеток обусловленным химическими изменениями в ферримагнитных зернах, приводящими к уменьшению эффекта самообращения. Точка компенсации после отжига при температуре 280±5°C в течении 810 часов оказалось в районе комнатной температуры. Этот процесс, очевидно, может наблюдаться и в естественных условиях. При этом характерное время протекания такого процесса конечно будет расти с уменьшением температуры в соответствии с уравнением $\tau = \tau_{\infty} * \exp^{E_a/kT}$

E-mail: julia.minina@gmail.com

Литература

- 1. Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М. «Мир» 1986, 527 с.
- 2. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Изд.Л.ЛГУ., 1978, 592 с
- Трухин В.И., Максимочкин В.И., Минина Ю.А. Однофазное окисление титаномагнетита и самообращение термоостаточной намагниченности Ломоносовские чтения, Сб. тезисов докладов, 2010. с. 172-175
- 4. Гапеев А.К., Грибов К. Однофазное окисление титаномагнетитов системы магнетитульвошпинель. II. Кинетика однофазного окисления титаномагнетитов. Сб. Исследования в области палеомагнетизма и магнетизма горных пород. М.: Наука. 1989.с 88-99.



Рис. 1. Зависимость намагниченности РТRМ (Т=[320-300], Н=0,1мТл) от времени выдержки при Т=280С-290С в отсутствие поля



Рис 2. Изменение остаточной намагниченности РТRМ в зависимости от времени выдержки 1-образование РТRM([320-300]С, H=0,1 мТл) Выдержка - 0 часов

2-изменение остаточной намагниченности PRTM после выдержки 180 часов при T=280C-290C в отсутствие поля

3- то же самое, после выдержки 430 часов при T=280C-290C в отсутствие поля

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЕЙСМИЧЕСКОГО БАРЬЕРА

**Нафасов А.Э.

Московский Государственный Строительный Университет, Москва, Россия

Действие горизонтального сейсмического барьера заключается в уменьшении магнитуды сейсмических волн и их разрушающей энергии в защищаемой зоне. Концепция горизонтальных сейсмических барьеров основана на теореме П. Чадвика [5], которая утверждает, что волны Рэлея не могут распространяться, если поверхность полупространства защемлена. Нагружая поверхность Земли горизонтальным барьером, мы можем создать условия, близкие к условиям теоремы Чадвика.

Эффективность и экономичность барьера напрямую зависят от оптимального подбора его параметров. Горизонтальный барьер размером 25x1x1 метров был смоделирован и проверен на взаимодействие с сейсмическими волнами с помощью метода конечных элементов в программе Abaqus 6.9. В смоделированной с помощью этой программы прямоугольной пластине 400x200x1 метров на грани шириной 1 метр в центре была приложена периодическая нагрузка, от воздействия которой возникли гармонические волны, подобные сейсмическим. В модельной задаче на расстоянии 50 метров от при-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

ложенной периодической нагрузки установили горизонтальный барьер. Задача решалась с помощью явной разностной схемы второго порядка точности.

В соответствии с Пи-теоремой [3, 4, 6], утверждающей, что физический закон не зависит от единиц измерения, поле перемещений **u** в точке \mathbf{x}_0 , находящейся за барьером, может быть описано следующими безразмерными величинами:

$$\mathbf{u}\left(\frac{\mathbf{x}_{0}}{\lambda_{1}};\mathbf{v}_{1},\mathbf{v}_{2};\frac{E_{1}}{E_{2}};\frac{\rho_{1}}{\rho_{2}};\frac{L}{\lambda_{1}};\frac{H}{\lambda_{1}};\frac{D}{\lambda_{1}}\frac{\omega\lambda_{1}}{\sqrt{E_{1}/\rho_{1}}}\right)$$

где индекс 1 относится к материалу барьера, а индекс 2 относится к материалу внешней среды полупространства.

Были проведены исследования, в которых варьировались эти безразмерные параметры.

Влияние изменения коэффициента Пуассона v, модуля упругости Е и плотности р барьера на уменьшение магнитуды волн в защищаемой зоне описаны в предыдущих публикациях [1, 2]. Эти расчеты показали, что увеличение плотности барьера в наибольшей степени (по сравнению с другими параметрами) повышает его эффективность.

Дальнейшее исследование заключалось в варьирование длины L, глубины заложения D и толщины H барьера.

- 1) L₁ от 5 до 25 приняв $v_{1,2} = 0.25$, E₁ = 0.1, E₂ = 1, $\rho_1 = 10$, $\rho_2 = 1$.
- 2) D₁- от 0 до 3 приняв $v_{1,2} = 0.25, E_2 = 1, E_1 = 0.1, \rho_2 = 1, \rho_1 = 10.$
- 3) H₁- от 1 до 3 приняв $v_{1,2} = 0.25$, E₁ = 0.1, E₂ = 1, $\rho_2 = 1$, $\rho_1 = 10$.

Также были проведены исследования с реальными значениями параметров барьера и среды при варьируемой круговой частоте волны. Материалом среды принят песчаный грунт с физико-механическими характеристиками: E_1 =40 МПа; v_1 =0.35; $\rho_1 = 1800 \,\mathrm{kr/m}^3$; а в качестве материла барьера принят однородный композит с физико-механическими характеристиками : E_2 =20 МПа; v_2 =0.35; $\rho_2 = 4000 \,\mathrm{kr/m}^3$. Круговая частота волны принималась 8.35 Гц, 16.7 Гц, 33.4 Гц. Барьер принят с размерами L=10 м и D=2 м.

Результаты расчета были представлены в виде соответствующих графиков, на основе которых можно сделать следующие утверждения.

1) При увеличении длины или толщины барьера магнитуда волн, прошедших барьер, значительно уменьшается, но при этом зависимость магнитуды от этих параметров барьера нелинейная. По мере увеличения длины или толщины до определенного значения (в рассматриваемом случае длина – 25 метров, толщина – 1 метр), эффект от дальнейшего увеличения этих параметров будет весьма незначительным. Стоит также отметить, что длина волны в данном случае равна примерно 25 метрам, отсюда можно сделать вывод, что длины барьера и волны должны быть равны.

2) При увеличении глубины барьера от 0 до 3 метров, магнитуда волн не уменьшается, и из графиков следует, что наиболее эффективное расположение барьера для отражения сейсмических волн – непосредственно на поверхности грунта.

3) Эффективность барьера при принятых реальных значениях параметров подтвердилась. Увеличение круговой частоты волны приводит к уменьшению длины волны. На полученных графиках видно, что при частотах 16.7 Гц и 33.4 Гц с длинами волн 10 и 5 метров магнитуда сейсмических волн снижается более чем в 3.5 раза, тогда как при частоте 8.35 Гц с длиной волны 20 метров - в 1.8 раз. Несмотря на то, что снижение магнитуды при частоте 8.35 Гц не большое, соответствующее ему снижение энергии более выражено и составляет $1.8^2 = 3.24$.

Проделанный анализ показывает, что барьер с длиной 20 метров будет эффективен при частоте 8.35 Гц, а барьер длиной 10 метров - при частоте 16.7 Гц. По такому же

принципу при частоте 33.4 Гц длину барьера можно уменьшить до 5 метров, а при 4.17 Гц – необходимо увеличить до 40 метров.

На следующем этапе планируется провести расчеты для плоской и пространственной моделей и композитного горизонтального барьера, состоящего из разных материалов и имеющего различные геометрические параметры.

E-mail: <u>Aybek21@mail.ru</u>

Литература

1. Кузнецов С.В., Нафасов А.Э. Горизонтальные Сейсмические барьеры для территориальной защиты от сейсмических волн // научно-технический журнал Вестник МГСУ 4/2010 т.1.

2. Нафасов А.Э. Исследование эффективности применения горизонтальных сейсмических барьеров // научные труды XXXVI международной научной молодежной конференции Гагаринские чтения, 2010.

3. Buckingham, E. 1914. On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. Phys. Rev. 4, 345-376.

4. Buckingham, E. 1915. The principle of similitude. Nature 96, 396-397.

5. Chadwick, P. & Jarvis, D.A. 1979. Surface waves in a prestressed elastic body, Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 366. 517 – 536.

6. Curtis, W.D., Logan, J.D., Parker, W.A. 1982. Dimensional analysis and the pi theorem. Lin. Alg. Appl. 47, 117-126.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ РОЕВОЙ АКТИВНОСТИ

Потанина М.Г.

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

Лабораторное и численное моделирование дает возможность прояснить как особенности развития сейсмической роевой активности и природу ее возникновения, так и характер физических механизмов, которые управляют динамикой сейсмичности.

В качестве натурных роев исследовались рои, произошедшие в Коринфском за-



Рис.1 Исследуемая акватория

ливе в 2001 г и 2003-2004 гг., по данным каталога CRL [2]. Выявлены характерные особенности развития роевой активности. На стадии активизации происходит уменьшение наклона графика повторяемости и увеличение фрактальной размерности множества гипоцентров. На стадии релаксации изменения параметров сейсмического режима противоположное– наклон графика повторяемости увеличивается, фрактальная размерность уменьшается.

Лабораторное моделирование заключалось в проведении эксперимента в 2010 году в ИФЗ РАН по

одноосномому нагружению образца из бетона, при квази-всестороннем сжатии, с внесением жидкости в малый резервуар на поверхности образца. Внесение воды возбуждает акустическую активность, сходную с сейсмическими роями, что подтверждает гипотезу флюидного возбуждения невулканических роев. Вариации параметров сейсмического режима оказываются сходными как при инициации роев ступенчатой механической нагрузкой, так и при инициации уменьшением прочности среды. Это указывает на то, что развитие роевой активности определяется внутренними процессами разрушения (лавинообразного возбуждения и релаксации), а различные внешние воздействия лишь инициируют начало разрушения [1]. Математическое моделирование динамики метастабильного "резервуара" разрушения подтверждает действенность этого вывода.

Полученные результаты открывают перспективу рассмотрения различных режимов сейсмичности как реализации в различных условиях одних и тех же физических процессов формирования и развития разрушения, что, в свою очередь, ставит вопрос об отыскании факторов и параметров, ответственных за реализацию в каждом конкретном случае соответствующего режима (в частности, возникновения роев или очагов сильных землетрясений).

E-mail: potanina@physics.msu.ru

Благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю доценту Смирнову Владимиру Борисовичу.

Литература

- Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Бернар П., Патонин А.В. Закономерности переходных режимов сейсмического процесса по данным лабораторного и натурного моделирования // Физика Земли. 2010. № 10. С. 26–36.
- S. Bourouis and F. H. Cornet Microseismic activity and fluid fault interactions: some results from the Corinth Rift Laboratory (CRL), Greece, Geophys. J. Int. (2009) 178, 561–580



Рис.2 Восстановление рельефа жесткого дна

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДНА МЕЛКОГО МОРЯ МЕТОДАМИ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Прудникова А.В.

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

Первоначально методы акустической томографии использовались для определения характеристик глубокого океана, в котором распространение звука определяется, прежде всего, профилем гидрологии. Однако те же методы оказались применимы и для восстановления характеристик мелкого моря, для которого становится существенным учет глубины волновода. [1, 2]

Данная работа посвящена разработке общей схемы томографического восстановления параметром дна мелкого моря. Исследуется цилиндрическая акватория диаметром 200 км, по периметру которой находятся вертикальные антенны с приемнопередающими акустическими устройствами. В акватории задается возмущение параметров дна мелкого моря. В самом общем случае это возмущение включает в себя рельеф и "пятна" на дне, в которых значение скорости звука или затухание отличны от фоновых.

Восстановление параметров выполняется в приближении горизонтальные лучи - вертикальные моды в адиабатическом случае. Для этого сначала из решения прямой за-

дачи рассеяния находят матрицу *А* возмущений в полосчатом базисе – наборе полос, расположенных под разными углами, содержащих единичное возмущение (для *H*, полос-хребтов высотой 5м). Решение прямой задачи сводится к нахождению времен распространения различных мод в волноводе с заданным рельефом и параметрами дна. Фазовые скорости мод определяются при решении системы [3]:

$$\begin{cases} \frac{d^2 \psi_l(r;z)}{dz^2} + [k^2(r;z) - \xi_l^2(r)] \psi_l(r;z) = 0\\ \psi_l(r;z)|_{z=0} = 0,\\ \left[\psi_l(r;z) + g(r,\xi_l) \frac{d \psi_l(r;z)}{dz} \right]_{z=H} = 0. \end{cases}$$

где ψ - моды сравнения, r - координата вдоль волновода, z - координата по глубине волновода, H - глубина в рассматриваемом сечении по г.

В качестве экспериментальных данных для решения обратной задачи рассчитывается столбец ΔP величин возмущения полей отдельных мод при распространении волны в исследуемой акватории. Восстанавливаемое возмущение находится из линейного матричного уравнения $AX = \Delta P$, где X – столбец коэффициентов разложения искомого возмущения по базисным полосам.

На рис. 2 показан пример восстановления рельефа жесткого дна. Высота поднятия и глубина впадины составляют 10 м. На рис. 2а) приведен заданный для восстановления рельеф, 2б) показывает результаты восстановления до сглаживания, 2в) - после.

На основе дисперсионных характеристик была показана возможность совместного восстановления рельефа и скорости звука в дне. Для этого необходимо учитывать возмущение полей не только для разных мод, но и для разных частот. Был определен диапазон характеристик, в котором применимо адиабатическое приближение, а также возможно решение линейного уравнения, то есть зависимость возмущения поля от возмущения соответствующего параметра дна близка к линейной.

E-mail: alisa_prudnikova@mail.ru

Литература

- 1. В.А. Буров, Т.В. Грачева, С.Н. Сергеев, А.С. Шуруп. Двумерная модель томографического восстановления океанических неоднородностей при волновом и лучевом описании акустического поля. // Акуст. Журн., 2008, том 54, № 2, с. 291-306.
- 2. A. Tolstoy. Volumetric (tomographic) three-dimensional geoacoustic inversion in shallow water. // J. Acoust. Soc. Am. 124 (5), November 2008
- 3. Б.Г. Кацнельсон, В.Г. Петников. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997, 191 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УСВОЕНИЯ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ПРОГНОЗЫ РЕГИОНАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ

Смирнова М.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Росиия

Начальные данные часто являются источником ошибок прогнозов с использованием региональных моделей динамики атмосферы. Одним из способов «исправить» начальные данные является трехмерный вариационный анализ. В рамках модели WRF такой механизм реализован с помощью системы WRFDA (3D-Var). В рамках данной работы была осуществлена проверка возможностей данной системы.
В качестве исходных начальных полей использовались данные реанализа NCEP, имеющего пространственное разрешение 0.5°. В качестве данных наблюдений использовались данные синоптических измерений на метеорологических станциях и аэрологических измерений. Для анализа использовались две области прогноза. Первая охватывает Московский регион, имеет пространственное разрешение 2 км. Вторая покрывает Мурманскую область и имеет разрешение 5 км.

Были рассчитаны две серии прогнозов на 48 часов каждый через сутки. Первая серия прогнозов – от исходных начальных полей на основе реанализа, вторая – от полей измененных с помощью системы 3DVAR. По результатом были рассчитаны средние разности между станционными данными и прогнозами на 24 часа, а также абсолютная и среднеквадратическая ошибки для скорости ветра, температуры, абсолютной влажности и давления. Помимо этого были проанализированы возникающие отличия между самими прогнозами.

На основании этих данных можно сказать, что разность в прогнозах заметна при больших расхождениях начальных данных и измерений на станциях. При таких условиях использование системы 3DVAR в некоторой степени улучшает прогноз и не ухудшает в остальных. Соответственно наличие подобных случаев оправдывает использование данной системы.

E-mail: marja1702@gmail.com

ПРОЦЕССЫ ЗАХВАТА КРУПНЫХ ДОННЫХ ЧАСТИЦ ВИХРЯМИ В ПОТОКАХ ПРОРЫВА ПЛОТИНЫ

Семенюк В.Н.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

На основе экспериментального исследования придонного слоя головной части потоков, возникающих при прорыве плотины, показано, что толщина вязкого слоя превышает диаметр донной частицы d_p , растет с увеличением d_p и уменьшается при увеличении скорости потока ($d_p < 1.2$ см). Донные частицы захватываются вихрями спутниками, возникающими под основными вихрями, периодически формирующимися в вязком слое при замедлении течения в направлении движения. Если $d_p > 0.045$ см, диаметр вихря спутника меньше d_p . Вихри спутники сближаются и сливаются в один вихрь, способный вместить донную частицу, если скорость потока достигает критического значения скорости U_{dip} . Захват частицы происходит при более высокой скорости течения $U_{cr} > U_{dip}$, которая обеспечивает вращение частицы без проскальзывания.

vl.semenyuk@gmail.com

Литература

- 1. О.Н. Мельникова. Вихри в волне, бегущей по сухому грунту // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 2. С. 266. *Mel'nikova O.N.* Vortices in a Wave Travelling over Dry Ground. // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, 2008, Vol. 44, No. 2, pp. 250–254. © Pleiades Publishing, Ltd., 2007.
- 2. О.Н. Мельникова. Захват гравия головной волной, возникающей при прорыве плотины в сухом русле. // Изв. АН. Сер. Физическая. 2008. № 12. С. 1793. *Mel'nikova O.N.* Capture of Gravel by the Head of a Dam-Break Wave in a Dry Bed.// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2008, Vol. 72, No. 12, pp. 1697–1700. © Allerton Press, Inc., 2008

О ВЛИЯНИИ ФЛУКТУАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ И ЭНТРОПИИ НА ИНДИКАТРИСУ РАССЕЯНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

**Юшков Е.В.

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

В 1953 г. В.И.Татарским была получена формула, широко используемая в настоящее время и описывающая рассеяние звука в турбулентной атмосфере [1]. Экспериментальные измерения индикатрисы рассеяния звуковых волн в турбулентной атмосфере в 1959 г. М.А.Калистратовой [2], в целом подтвердили формулу Татарского. В данной работе эта формула проанализирована еще раз и показано, что если основой для разделения акустических и турбулентных флуктуаций является адиабатичность первых и несжимаемость вторых, то эти посылки приводят к появлению добавочных членов, хотя возможно и небольших в инерционном интервале турбулентности (в котором проводилась экспериментальная проверка). Появление добавочных членов связано с учетом флуктуаций давления, которые связаны с турбуфлуктуациями скоростей формулой, аналогичной лентными предложенной А.М.Обуховым в 1949 г.[3].

E-mail: yushkov.msu@mail.ru, yushkov@phys.msu.ru

Литература

- 1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1965
- 2. Калистратова М.А. // ДАН, 1959, 125, N.1, С.69.
- 3. Обухов А.М. //ДАН, 1949, 66, N.1, С.17.

^{**} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции

МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

Председатель подсекции проф. Ягола Анатолий Григорьевич

ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ В КВАНТОВОМ ВОЛНОВОДЕ С ЭФФЕКТОМ РАШБА

*Ало И.А.

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

Физика наномасштабов – предмет научного интереса уже довольно давно. Тем не менее, строгое математическое описание соответствующих вопросов зачастую не сделано. В настоящей работе рассматривается спиновый волновод с проявляющимся в ограниченной области пространства эффектом спин-орбитального взаимодействия Рашба. Доказано существование волновых операторов и (нестационарного) оператора рассеяния. Показана связь со стационарным подходом.

Экспонента оператора эволюции рассматриваемой квантовой системы, умноженного на t (параметр), совпадает с матрицей Грина соответствующей параболической системы дифференциальных уравнений. Для «включенного» эффекта Рашба матрица Грина строится как решение интегрального уравнения. С использованием метода последовательных приближений для нее получается оценка сверху, позволяющая доказать ядерность разности экспонент от операторов эволюции (свободного и с эффектом Рашба). На основе теоремы Като и принципа инвариантности волновых операторов делается заключение о существовании волновых операторов и оператора рассеяния.

E-mail: ado@matematika.phys.msu.ru, hammer2000 @mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЯ КОНТРАСТНОЙ СТРУКТУРЫ ТИПА СТУПЕНЬКА В ЗАДАЧЕ РЕАКЦИЯ-АДВЕКЦИЯ-ДИФФУЗИЯ

Антипов Е.А., Ягремцев А.В.

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

Постановка задачи. Рассматривается краевая задача с условиями Дирихле:

$$\begin{split} \varepsilon \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t} \right) &= A \left(u, x \right) \frac{\partial u}{\partial x} + B \left(u, x \right), \quad (x, t) \in D = \left\{ x \in (0; 1); t \in (0; +\infty) \right\} \\ u \left(0, t, \varepsilon \right) &= u^0, \quad u \left(1, t, \varepsilon \right) = u^1, \quad u \left(x, 0, \varepsilon \right) = u_{_{init}} \left(x, \varepsilon \right), \\ A \left(u, x \right), \quad B \left(u, x \right) \\ - \text{достаточно гладкие функции.} \end{split}$$

где чдυ

Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции

Условие А1. Пусть вырожденное уравнение $\overline{A}(\overline{u}, x)\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + B(\overline{u}, x) = 0$ имеет два решения: $\overline{u}(x) = \varphi_l(x), \quad \overline{u}(x) = \varphi_r(x), \text{ такие что } \varphi_l(0) = u^0, \quad \varphi_r(1) = u^1.$ Условие А2. Пусть выполняются неравенства $A(\varphi_l, x) > 0, \quad A(\varphi_r, x) < 0, \quad x \in [0, 1].$ Будем строить решение задачи (1) в виде контрастной структуры типа ступеньки (КСТС), то есть такое, которое по разные стороны от некоторой точки $x = \hat{x}$ близко к

решениям $\varphi_l(x)$ и $\varphi_r(x)$ вырожденного уравнения, а в окрестности точки $x = \hat{x}$ происходит быстрый переход решения $u(x,t,\varepsilon)$ задачи (1) от $\varphi_l(x)$ к $\varphi_r(x)$. Точка $x = \hat{x}(t)$ заранее не известна и находится в ходе построения асимптотики.

> *E-mail:* <u>a.evgen.a@yandex.ru</u> <u>gremlin1980@yandex.ru</u>

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Боголюбов Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Работа посвящена решению спектральной задачи теории волноводов - расчету постоянных распространения прямоугольного волновода со вставками на основе метода конечных элементов. Волновод предполагается регулярным, то есть однородным вдоль оси. Стенки волновода идеально проводящие. Диэлектрик вставок неоднородный в поперечном сечении и однородный вдоль оси волновода. Необходимо найти постоянные распространения волновода, то есть решить задачу на собственные значения. С помощью техники метода конечных элементов задача сводится к обобщенной алгебраической задаче на собственные значения. Для определения постоянных распространения высших мод волновода необходимо применять метод обратных итераций со сдвигом, для чего нужно производить факторизацию матрицы жесткости. Но свойства матриц алгебраической системы сильно осложняют эту задачу, так как многие стандартные методы либо не работают, либо «портят» матрицы, так как они перестают быть разреженными. Одним из способов выхода из этого положения является применение для факторизации матриц стратегии Банча-Кауфман. В работе построены дисперсионные кривые, представляющие зависимость постоянной распространения от частоты, для различных вставок. Дисперсионные кривые – это основные характеристики любой волноведущей системы: радиоволновода, оптического волновода (световода), акустического волновода. С их помощью можно установить, сколько мод распространяется в волноводе на заданной частоте, и определить режим работы волновода: одномодовый, маломодовый или многомодовый. Ответ на этот вопрос важен в практическом отношении. Самый выгодный режим одномодовый, так как при этом моды «не мешают» друг другу, то есть, нет межмодовой дисперсии. Однако одномодовый режим трудно осуществить практически. Поэтому очень важно за счет выбора соответствующего заполнения волновода максимально «разнести» частоту отсечки основной моды и частоту отсечки следующей за ней моды, решив обратную задачу, и установив максимальный частотный диапазон одномодового режима.

E-mail: russell67@yandex.ru

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ. ТЕМНЫЕ СОЛИТОНЫ

Болотина Н.В.

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

В работе изучается поведение пространственных темных солитонов размерности (1+1) в керровской и некерровской средах с одинаковым входным пучком.

В 1973г. было обнаружено, что волоконные световоды могут поддерживать распространение типа временных солитонов в случае "нормальной" дисперсии групповой скорости. Такие солитоны проявляются как провалы интенсивности по отношению к ее постоянному (ненулевому) фону и называются темными солитонами. Пространственные темные солитоны также могут формироваться в оптических волноводах и в сплошной среде, если показатель преломления уменьшается при возрастании интенсивности (самодефокусировочная нелинейность). Темные солитоны разделяют на черные и серые в зависимости от того, достигает ли провал амплитуды нулевого значения.

В рамках кубического нелинейного уравнения Шредингера для среды с керровской нелинейностью был использован метод обратной задачи рассеяния для анализа генерации темных пространственных солитонов. В ходе работы были построены темные и серые пространственные солитоны в среде с керровской нелинейностью для входного пучка вида $u(0,x) = u_0 th(ax)$,где отношение u_0 / a -произвольно. Именно от этого значения зависит число темных солитонов, генерирующихся в среде.

В случае среды с некерровской нелинейностью обобщенное нелинейное уравнение Шредингера сводилось к уравнению Кортевега де Фриза в приближении малой амплитуды. В ходе работы были построены профили темных солитонов в среде с некерровской нелинейностью вида $F = \frac{1}{2} [\frac{1}{(1+12I)^2} - 1]$ и входного пучка вида $u(0,x) = u_0 th(ax)$. Было показано, что темные солитоны в среде с насыщающейся нелинейностью обладают

показано, что темные солитоны в среде с насыщающеися нелинеиностью ооладают сдвигом фазы и интенсивность их может быть отлично от нуля. Критерием устойчивости темного солитона является производная по скорости перенормированного импульса, который зависит только от поперечной части оператора градиента амплитуды. Если эта производная положительна, то темный солитон устойчив и сохраняет свою форму и фазу при распространении в среде. В противном случае неустойчивый темный солитон постепенно преобразуется устойчивый серый солитон, скорость которого больше, чем у первоначального черного солитона.

E-mail:natusikbol@gmail.com

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ МАЛОПЛОТНЫХ МЕТАЛЛОВ С РЕНТГЕНОВСКОГО ТОМОГРАФА SKYSCAN 1074 (НА ПРИМЕРЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СЛОЕВ ИЗ НАНОЧАСТИЦ ВІ)

**Борисенко Л.А., Маликова А.С., Орехов А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Малоплотные твердые вещества в виде аэрогелей или металлических слоев из наночастиц могут иметь удельную плотность, на порядки отличающуюся от плотности сплошного материала. Характерные величины плотностей рассматриваемых в данной работе веществ составляют 1/100-1/1000 от плотности сплошного полимера или метал-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

ла. Равномерно распределенная в пространстве трехмерная сетка при этом имеет структурные элементы, близкие к наноразмерной области [2], так что неразрушающие методы для измерений таких объектов в значительной степени не разработаны и трудны [1,3].

Определение их параметров и структуры (толщины слоя, плотности и погонной массы) представляет собой нетривиальную задачу. Измерения осуществляются на пределе возможностей приборов и не обеспечены стандартными процедурами восстановления параметров таких веществ со стороны математического обеспечения фирменных приборов. Стоявшая перед нами задача заключалась в нахождении способа измерения толщины и плотности слоев, полученных при осаждении аэрозолей («смога» из наночастиц) на поверхность подложки с использованием математических методов обработки имеющихся данных. Слои из рассматриваемых частиц (диаметр много меньше длины волны видимого излучения) являются оптически непрозрачными (черными). В данной работе восстановление указанных параметров велось по двумерному изображению с рентгеновского томографа SkyScan 1074, регистрирующего металлический слой с плотностью около 1/50-1/400 плотности сплошного металла.

Слои из наночастиц висмута (Ві) осаждались в разреженной атмосфере аргона (~10-30 тор) на полимерные пленки из нитрата целлюлозы (толщина около 0.2 мкм). Для измерения погонной массы (массы на единицу площади в г/см²) применялась рентмикрорадиография геновская (сравнение по потемнению снимков образца с томографа с эталонным). Были изготовлены эталоны - слои сплошного висмута толщиной 1. 2 и 3 мкм. На кривой зависимости ослабления интенсивности рентгеновского излучения от толщины сплошного висмута ставилась точка, соответствующая ослаблению рентгеновского излучения в слое малоплотного образца. Это по-



Рис.1 Эталонный образец Ві с различными толщинами.



Рис.2 «Свидетели» с висмутом.



«шляпке» «свидетеля». В – граничный поверхностный слой С – пропись через среднюю часть «шапки» D – граница с графитом E – графитовый стержень обуславливает локальный максимум в центре картины

зволяет получить искомую погонную массу (d· ρ_x , где d – толщина образца, ρ_x – его плотность).

Для определения толщины слоя и эффективной плотности использовался метод «свидетелей»: в установке изготовления рядом с основными образцами помещались графитовые стержни диаметром 300 мкм и 500 мкм. Слой металлических наночастиц, имеющий форму шляпки гриба, осаждался на вершину стержней и контролировался на рентгеновском томографе. Далее производился расчет эффективной плотности $\rho_{\mbox{\tiny 3}\mbox{\scriptsize ϕ}}$:

 $I - Id = (Iw - Id) \cdot \exp(-\mu \cdot x),$

Iw-интенсивность без образца; Id – фон;

µ-показатель поглощения сплошного металла;

 ρ -плотность сплошного металла;

І-интенсивность прошедшего образец излучения

$$\rho_{\mathfrak{H}} = \frac{\rho}{\mu \cdot x} \ln \left(\frac{Iw - Id}{I - Id} \right).$$

Использовалась часть изображения «свидетеля» размером 100·400 пикселей (1 пиксель соответствует 13.6 мкм). Этот кадр представлялся в виде числовой матрицы в которой строки несли информацию о толщине и плотности слоя («шапки»).

В работе показана неприспособленность фирменного математического обеспечения стандартного прибора для количественного решения поставленной задачи. Предложен алгоритм математической обработки изображения, позволяющий восстановить параметры материала, неопределимые стандартными методами. Написана программа, позволившая реализовать предложенный алгоритм обработки изображения. Экспериментально подтверждена правильность и корректность указанных процедур математической обработки изображений на специально созданных объектах цилиндрической

формы.

E-mail: <u>borisenko.lidiya@physics.msu.ru</u> malikova.anastasiya@physics.msu.ru orekhov@sci.lebedev.ru

Литература

- И.А. Артюков, Н.Г. Борисенко, А.В. Виноградов, Ю.С. Касьянов, В.Г. Пименов, Р.М. Фещенко, А.М. Халенков. Контроль параметров лазерных мишеней с помощью мягкого рентгеновского излучения. // Краткие сообщения по физике, ФИАН, 2006, №4, с. 45-51
- N.G. Borisenko, I.V. Akimova, A.I. Gromov, A.M. Khalenkov, V.N. Kondrashov, J. Limpouch, E. Krousky, J. Kuba, K. Masek, Yu.A. Merkuliev, W. Nazarov, V.G. Pimenov. Regular 3-D networks with clusters for controlled energy transport studies in laser plasma near critical density. // Fusion Sciences and Technology, 2006, V. 49, #4, pp. 676-685.
- N.G. Borisenko, I.V. Akimova, A.I. Gromov, A.M. Khalenkov, Yu.A. Merkuliev, V.N. Kondrashov, J. Limpouch, V.G.Pimenov, The influence of underdense polymer target with/without high-Z nanoparticles on laser radiation absorption and energy transport. // Journal de Physique IV (France), June 2006, Vol. 133, pp. 305-308.

ДВУМЕРНЫЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ТОКОВЫЙ СЛОЙ

Васько И.Ю.

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

Работа посвящена построению двумерного равновесного цилиндрического токового слоя в рамках решения системы уравнений Власова- Максвелла для квазинейтральной электрон-ионной плазмы. Предполагается, что рассматриваемая конфигурация магнитных полей и токов характерна для магнитосфер Урана и Плутона [1]. Ранее подобные модели были построены для плоской геометрии [2, 3], соответствующей токовому слою в хвосте магнитосферы Земли. В рассматриваемой геометрии в системе присутствует две компоненты магнитного поля B_{ρ} , B_{z} и единственная компонента векторного потенциала A_{φ} , благодаря чему задачу удаётся свести к одному равнению:

 $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = e^{-u}$ (1)

для функции u(x,z), где $x = \rho^2 \in \mathfrak{R}^1_+, z \in \mathfrak{R}^1_-$.

Из баланса давления в системе получено, что в двумерном цилиндрическом слое с ненулевой концентрацией плазмы у оси магнитное поле заведомо имеет сингулярность. Именно при $\rho \to 0$, $B_{\rho} \sim 1/\rho$.

В работе построено асимптотическое решение уравнения (1) в приближении вытянутых силовых линий: $B_{\rho} << B_z$. Это же решение получено в результате численного исследования.

Групповыми методами получено однопараметрическое семейство точных решений уравнения (1):

$$u = 2 \ln x + \phi(\xi), \ \xi = (z+a)^2 / x, a \in \Re^1, \text{ где функция } \phi \text{ находится из уравнения:}$$
$$(1-\eta^2)^2 \phi_{\eta\eta} = 4(2+e^{-\phi}) (2)$$
$$\eta = \sqrt{\xi/(\xi+4)}$$

Для функции ϕ построены асимптотики при $x \to 0$ и $x \to +\infty$. Получены асимптотики концентрации, плотности тока и компонент магнитного поля при $x \to 0$ и $x \to +\infty$. Проведено численное исследование уравнения (2). Тем самым получены профили концентраций и токов в цилиндрических слоях, описываемых полученным классом аналитических решений.

E-mail: vaskoiy@yandex.ru

Литература

- 1. Bagenal F., Institute of Physics Publishing 2001, Dirac House, Temple Back, Bristol, BS1 6BE, UK, 2001.
- 2. Kan J.R., J. Geophys. Res., 1973, vol.78, p.3773-3781
- 3. Lembège B., Pellat R., Phys. Fluids, 1982, vol.25, p.1995-2004

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДА ПЕРЕМЕННОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ С ВХОДЯЩИМИ УГЛАМИ

Ерохин А.И.

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

В настоящее время волноводы с входящими углами широко используются в микроволновых устройствах. В связи с этим задача поиска адекватной математической модели для систем такого типа стала весьма актуальной. Целью работы является построение модели, учитывающей не только современные тенденции в численных методах, но и результаты теоретических исследований данной проблемы.

В работе рассматривается волновод переменного поперечного сечения с входящим углом. Распространение волн в таком волноводе описывается с помощью краевой задачи для уравнения Гельмгольца с парциальными условиями излучения на бесконечности.

Так как в современной литературе исследуются в основном системы с постоянным поперечным сечением, то на сегодняшний день имеется большое количество работ, посвященных расчету собственных функций сечений с входящим углом. Одним из часто используемых методов численного решения таких задач является метод конечных элементов. Асимптотическое поведение решения в области угла может быть исследовано теоретически, поэтому, зная особенность решения, можно добавить в систему пробных функций, используемых в методе конечных элементов, сингулярную функцию, описывающую поведение решения в точке с особенностью. Такой подход позволяет рассчитывать собственные функции сечений с входящим углом с достаточно высокой точностью.

Таким образом, наличие хорошо разработанных алгоритмов построения собственных функций поперечных сечений определило использование метода сечений и для нерегулярных волноводов с переменным поперечным сечением. Данный метод заключается в поиске решения уравнения Гельмгольца в виде его разложения по собственным функциям поперечных сечений нерегулярной части волновода.

На основе предложенной модели построен численный алгоритм расчета коэффициентов отражения и прохождения электромагнитных волн, распространяющихся в волноводе переменного сечения с входящими углами. Исследованы границы его применимости. Получена зависимость коэффициентов от величины входящего угла.

E–mail: <u>forlector@mail.ru</u>

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ВО ВХОДНОМ УЧАСТКЕ КОЛЬЦЕВОГО КАНАЛА

Ислямов И.Ш., Васильев А.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Исследование трения и теплоотдачи во входных участках каналов требует детального представления о закономерностях молярного переноса импульса и тепла. Предположим, что течение осесимметричное в среднем. Источники тепла, возникающие в результате химических реакций, отсутствуют. Система уравнений, описывающая течение и теплообмен на начальном участке трубы, имеет вид:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(\rho r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} = 0;$$
(1)

$$\rho\left(\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial t} + u_{r}\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r} + u_{z}\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z} + \frac{u_{r}u_{\varphi}}{r}\right) = \left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r(\mu + \mu_{t})\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left[(\mu + \mu_{t})\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z}\right] - (\mu + \mu_{t})\frac{u_{\varphi}}{r^{2}}\right);$$
(2)

$$\rho\left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z}\right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_z}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_z}{\partial z}\right]\right);$$
(3)

$$\rho\left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z}\right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_r}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u_r}{\partial z}\right) - (\mu + \mu_t) \left(\frac{u_r}{r^2} + \frac{\rho u_{\varphi}^2}{r}\right);$$
(4)

$$\rho c_p (u_z \frac{\partial T}{\partial z} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial T}{\partial t}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial r}] + \frac{\partial}{\partial z} [(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial z}] + Dn$$

$$Dn = \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t}$$
(5)

$$\frac{Dp}{Dt} + (\mu + \mu_t)\left(\left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z}\right)^2 + 2\left(\left(\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial r}\right)^2\right);$$
(5)

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_z \frac{\partial}{\partial z} + u_r \frac{\partial}{\partial r}; \ 2\pi \int_{R_1}^{R_2} u_z r dr = G(t); \ \mu, \lambda, c_p = f(T);$$
(6)

Замыкание определяющих уравнений проводится по К-L модели, так как она более экономична при получении решения и эффективна в описании низкорейнольдсовых процессов. Уравнения баланса кинетической энергии турбулентных пульсаций вблизи твердой поверхности, пренебрегая изменением кинетической энергии вдоль азимутальной координаты, имеют вид:

$$\rho(u_z \frac{\partial E}{\partial z} + u_r \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{dE}{dt}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\mu + \mu_t b_1) \frac{\partial E}{\partial r}) + \mu_t (\frac{\partial u_z}{\partial r})^2 - \frac{b_2(\mu + b_1 \mu_t)}{L^2} E;$$
(7)

$$\rho(u_z \frac{\partial L}{\partial z} + u_r \frac{\partial L}{\partial r} + \frac{\partial L}{\partial t}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\mu + \mu_t b_3) \frac{\partial L}{\partial r}) - b_4 \frac{L}{E} \mu_t (\frac{\partial u_z}{\partial r})^2 + B b_5 \sqrt{E\rho} (1 - \frac{L^2}{(R - r)^2});$$
(8)

Значения констант b_i (i = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7) и выражение для В в K-L модели следующие: $b_1=0,4$; $b_2=3,93$; $b_3=0,35$; $b_4=0,125$; $b_5=f(c,Ri)$; $B=b_6+b7/Re_t$; $b_6=0,3$; $b_7=1,75$, где Ri – число Ричардсона.

При расчете используем модификацию Лаундера-Шарма и введем коэффициент Ричардсона:

$$Ri = \frac{\frac{u_{\varphi}}{r} \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r}}{\left[\left(\frac{\partial u_{z}}{\partial r}\right)^{2} + \left(\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r}\right)^{2}\right]};$$
(9)

Характерные значения тонких параметров турбулентности в начальный момент времени представляют собой однородные распределения. Масштаб турбулентности зададим с помощью эмпирического соотношения Прандтля - Никурадзе:

$$\frac{L_0}{R} = l_0 + l_1 \left(\frac{2}{R}\right)^2 + l_2 \left(\frac{2}{R}\right)^4, \quad E_0 = \frac{3}{2} U_0 T u^2, \tag{10}$$

где Ти – степень турбулентности.

При определении турбулентных напряжений используется связь Буссинеска:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij};$$
(11)

Заметим, что изучаются режимы с малыми значениями закрутки потока:

$$Ro = \frac{u_{\varphi}}{u_z} \le 0.1. \tag{12}$$

<u>В</u> силу чего, пренебрегаем турбулентным напряжением: $\rho u_r u_{\sigma}$.

Из сказанного следует, что коэффициенты молярного переноса импульса и тепла необходимо определять по подходу Колмогорова - Прандтля соотношениями:

$$(-\overline{\rho u_z u_r}) = \mu_t (\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z}); \ \mu_t = \alpha \operatorname{Re}_t f_\mu(\operatorname{Re}_t); \ \operatorname{Re}_t = \rho \sqrt{EL/\mu}; \ \alpha = 0, 2; \ \lambda_t = \frac{\mu_t c_p}{\operatorname{Pr}_t};$$
(13)

Интегрирование системы уравнений осуществляется в области $z \in [0, L], r \in [R_1, R_2]$ при условиях:

-на стенках:

$$= R_1 = R_2 : u_z = u_r = E = L = 0, T = T_w, u_\varphi(R_1) = \omega_1, u_\varphi(R_2) = \omega_2;$$
(14)

-на входе:

$$z = 0, r \in [R_1; R_2]: u_z = U_0, u_r = V_0, u_\varphi = W_0, E = E_0, L = L_0, T = T_0;$$
(15)

-на выходе:

$$z = Z_k : \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0; \tag{16}$$

Индекс 0 относится к входному сечению, w - к границе жидкость - стенка.

В начальный момент времени имеем:

r

$$t = t_0, z \in [0, X_k], r \in [R_1, R_2]: T = T_\mu, u_z = U, u_r = V, u_\varphi = W;$$
(17)

Основной особенностью, наблюдавшейся во всех экспериментах, был перемежающийся характер режима течения. Вблизи стенки регулярно появлялись замедленно движущиеся слои толщиной от $10_{V/u_{*}}$ до $20_{V/u_{*}}$ (*u*_{*} - динамическая скорость, *v* - кинематическая вязкость), вытянутые вдоль потока. Расстояние между слоями имело величину порядка $100 v/u_*$.

В области чисел Рейнольдса от 10^5 до 10^6 нагревание приводит к значительному повышению сопротивления трения. Отсюда видно, что нагревание понижает критическое число Рейнольдса, что и влечет за собой заметное увеличение сопротивления трения в области чисел Рейнольдса, которая соответствует переходу ламинарной формы течения в турбулентную. Стабилизирующее и соответственно возмущающее действие теплопередачи на стенке обусловливается в основном зависимостью коэффициента вязкости μ от температуры.

E-mail:iish-88@yandex.ru

Литература

1. Бубенчиков А.М., Комаровский Л.В., Харламов С.Н. Математические модели течения и теплообмена во внутренних задачах динамики вязкого газа. - Томск: Изд.-во Том. ун-та, 1993. - 178 с.

О СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОЙ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ В СЛУЧАЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ КОРНЕЙ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ

**Костин А.В.

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

Рассматривается сингулярно возмущенная параболическая система двух уравнений
$$\varepsilon^2(u_t - u_{xx}) + g(u, v, x, t, \varepsilon) = 0, v_t - \varepsilon^p v_{xx} + f(u, v, x, t, \varepsilon) = 0, (x, t) \in D$$
 (1)

с дополнительными условиями

$$u_{x}(0,t,\varepsilon) = u_{x}(1,t,\varepsilon) = 0, \quad v_{x}(0,t,\varepsilon) = v_{x}(1,t,\varepsilon) = 0,$$

$$u(x,0,\varepsilon) = u^{0}(x), \quad v(x,0,\varepsilon) = v^{0}(x),$$
(2)

где ε – малый параметр, $0 \le \varepsilon \le \varepsilon_0$, p > 1, $D = \{(x,t) \in \mathbb{R}^2 : x \in (0,1), t \in (0,T]\}$, $u^0(x)$ и $v^0(x)$ – заданные функции.

Условие 1. $g \in C^2(\overline{\Omega})$, $f \in C^2(\overline{\Omega})$, где $\Omega = G \times [0, \varepsilon_0]$, $G = I_u \times \Sigma$, $\Sigma = I_v \times D$, I_u и I_v – некоторые интервалы изменения переменных $u \in v$, $u_0(x) \in I_u$, $v_0(x) \in I_v$ при $x \in [0,1]$.

Условие 2. Пусть функция *g* представима в виде

$$g(u,v,x,t,\varepsilon) = h(u,v,x,t)(u - \varphi_1(v,x,t))(u - \varphi_2(v,x,t)) - \varepsilon g_1(u,v,x,t,\varepsilon), \qquad (3)$$

где $h \in C^2(\overline{G})$, $\varphi_1 \in C^2(\overline{\Sigma})$, $\varphi_2 \in C^2(\overline{\Sigma})$, h(u,v,x,t) > 0 в области \overline{G} , а значения функций φ_1 и φ_2 лежат в интервале I_u при $(v,x,t) \in \overline{\Sigma}$.

Из условия 2 следует, что уравнение

$$g(u, v, x, t, 0) = 0$$
 (4)

имеет два корня $u = \varphi_1(v, x, t)$ и $u = \varphi_2(v, x, t)$.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

Условие 3. В области Σ существует гладкая поверхность $v = v_0(x,t), (x,t) \in \overline{D}$, такая, что для $(x,t) \in \overline{D}$ выполнены соотношения

Условие 3 означает, что корни $\varphi_1(v, x, t)$ и $\varphi_2(v, x, t)$ уравнения (4) пересекаются. Используя эти корни, построим решение вырожденной задачи, получающейся из (1), (2) при $\varepsilon = 0$. При этом построении важную роль играет соотношение между начальной функцией $v^0(x)$ и значением $v_0(x, 0)$ функции $v_0(x, t)$. Ограничимся рассмотрением следующего случая.

Условие 4. Пусть $v^0(x) < v_0(x,0), x \in [0,1]$.

При этом условии рассмотрим две задачи:

$$v_{t} + f(\varphi_{1}(v, x, t), v, x, t, 0) = 0, (x, t) \in D_{1},$$

$$v(x, 0) = v^{0}(x), x \in [0, 1],$$

$$v_{t} + f(\varphi_{2}(v, x, t), v, x, t, 0) = 0, (x, t) \in D_{2},$$

$$v(x, t_{0}(x)) = v_{0}(x, t_{0}(x)), x \in [0, 1],$$
(6)

где $D_1 = \{(x,t) \in \mathbb{R}^2 : 0 < t < t_0(x), x \in (0,1)\}, \quad D_2 = \{(x,t) \in \mathbb{R}^2 : t_0(x) < t \le T, x \in (0,1)\},$ функция $t_0(x)$ играет роль параметра.

Условие 5. Пусть существует гладкая функция $t_0(x)$, такая, что $0 < t_0(x) < T$, $x \in [0,1]$, и задачи (5) и (6) имеют единственные решения $v = v_1(x,t)$ и $v = v_2(x,t)$, удовлетворяющие соотношениям

$$v_1(x,t) < v_0(x,t)$$
 при $(x,t) \in D_1$, $v_2(x,t) > v_0(x,t)$ при $(x,t) \in D_2$,
 $v_1(x,t_0(x)) = v_2(x,t_0(x)) = v_0(x,t_0(x))$ при $x \in [0,1]$.

Введем функцию $\hat{v}(x,t)$:

$$\hat{v}(x,t) = \begin{cases} v_1(x,t), & (x,t) \in D_1, \\ v_2(x,t), & (x,t) \in D_2 \end{cases}$$

и положим $\hat{u}(x,t) = \varphi(\hat{v}(x,t),x,t)$, где

$$\varphi(v, x, t) = \begin{cases} \varphi_1(v, x, t) & \text{при } v \le v_0(x, t), \quad (x, t) \in D, \\ \varphi_2(v, x, t) & \text{при } v \ge v_0(x, t), \quad (x, t) \in D. \end{cases}$$

Отметим, что в отличие от $\hat{v}(x,t)$ функция $\hat{u}(x,t)$ имеет, вообще говоря, на кривой $t_0(x)$ разрывы (скачки) первой и второй производных.

Условие 6. Пусть $g_1(\varphi_i(v_0(x,t),x,t),v_0(x,t),x,t,0) > 0$, $(x,t) \in \overline{D}$, где g_1 - функция из (3).

Условие 7. Начальная функция $u^0(x)$ лежит в области влияния точки покоя $u = \varphi_1(v^0(x), x, 0)$ присоединенного уравнения

$$\frac{du}{d\tau} + g(u, v^0(x), x, 0, 0) = 0, \ \tau > 0.$$

Введем область $D_c = \{(x,t) \in \mathbb{R}^2 : x \in (0,1), t_1 < t \le T\}$, где $t_1 = t_{\min} - v$, $t_{\min} = \min_{x \in [0,1]} t_0(x)$, v - некоторое малое положительное число, такое, что $t_1 > 0$.

Теорема. Если выполнены условия 1-7, то для любого достаточно малого $\delta > 0$ при достаточно малых ε существует решение $u(x,t,\varepsilon)$, $v(x,t,\varepsilon)$ задачи (1), (2), имеющее асимптотическое представление

$$u(x,t,\varepsilon) = \begin{cases} \hat{u}(x,t) + \Pi_0(x,\tau) + O(\varepsilon) & \partial \pi & (x,t) \in \overline{D} \setminus D_c, \\ \hat{u}(x,t) + O(\varepsilon^{1/2}) & \partial \pi & (x,t) \in D_c, \end{cases}$$
$$v(x,t,\varepsilon) = \begin{cases} \hat{v}(x,t) + O(\varepsilon) & \partial \pi & (x,t) \in \overline{D} \setminus D_c, \\ \hat{v}(x,t) + O(\delta \varepsilon^{1/2}) & \partial \pi & (x,t) \in D_c, \end{cases}$$

где $\Pi_0(x,\tau)$ - пограничная функция нулевого порядка ($\tau = t/\varepsilon^2$).

Теорема доказывается с помощью метода дифференциальных неравенств, т.е. путем построения подходящих верхнего и нижнего решений.

E-mail: alex-kostin@mail.ru

Литература

- 1. Butuzov V.F., Nefedov N.N., Schneider K.R. Singularly perturbed partly dissipative reaction-diffusion systems in case of exchange of stabilities // Weierstraß-Institut für Angewandte Analysis und Stochastik Berlin, Preprint No. 572, Berlin 2000.
- 2. *Pao C.V.* Nonlinear Parabolic and Elliptic Equations. Plenum Press, New York and London. 1992.
- 3. *Бутузов В.Ф.* Существование и асимптотическая устойчивость стационарного решения сингулярно возмущенной системы параболических уравнений в случае пересечения корней вырожденного уравнения // Дифференц. ур-ния. 2006. Т. 42. № 2. С. 221-232.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА В БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ

Никитенко А.В.

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

Для экспериментальных исследований характеристик рассеяния объектов и параметров антенн используются как открытые полигоны, так и безэховые камеры (БЭК). В последнее время большое распространение получили так называемые компактные полигоны, состоящие из БЭК и коллиматора, с помощью которого формируется плоское поле в рабочей зоне.

Хотя компактные полигоны характеризуются большой точностью проводимых измерений, современные требования к объектам измерений и антеннам повышаются, что предъявляет более жесткие требования к полигонам, в частности, к неравномерности поля в рабочей зоне. Одним из факторов, влияющих на неравномерность поля, является наличие поглощающего материала как вблизи коллиматора, так и вблизи объекта измерений. Существенный вклад в неравномерность также вносит поле облучателя, отраженное от пола БЭК и затем переотраженное от зеркала коллиматора. Во всех перечисленных случаях радиопоглощающий материал работает при углах падения и отражения, далеких от нормали, в то время как широко использующиеся в БЭК пирамидальные материалы оптимизированы для нормального падения. Целью данной работы является экспериментальная и теоретическая оценка эффективности известных пирамидальных материалов при углах, близких к скользящим, и выбор эффективной модели расчета их отражающих свойств для последующей оптимизации за счет изменения формы пирамид и распределения диэлектрической проницаемости по глубине.

Построение математической модели основано на разложении поля облучателя в спектр плоских волн, для которых рассчитывается отражение от поглощающего материала. Отраженные плоские волны получены двумя способами. В первом используется плоскослоистое приближение поглощающего материала. Второй способ основан на применении метода *rigorous coupled-wave analysis (RCWA)* [1] с использованием метода *enhanced transmittance matrix approach (ETMA)* [2] при решении системы уравнений. По результатам расчетов получены графики зависимости амплитуды отраженной волны от частоты для различных поляризаций и материалов (пирамидального и материала в виде треугольной призмы), используемых в эксперименте (рис.1, 2). Установлены границы применимости плоскослоистого приближения.



Рис. 1: Зависимость амплитуды отраженной волны от частоты, нормальный угол падения.



Рис. 2: Зависимость амплитуды отраженной волны от частоты, угол падения 80°

Экспериментальное исследование проводилось на компактном полигоне ИТПЭ РАН, с использованием поглощающего материала Eccosorb VHP-12, стандартного облучателя, коллиматора и сканера с областью сканирования 8х8 м. *E-mail: <u>kocheku@gmail.com</u>*

Литература

- 1. M.G. Moraham, E.B. Grann, D.A. Pommet, and T.K. Gaylord, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," J. Opt. Soc. Am. A 12, 1068-1086 (1995).
- 2. M.G. Moraham, E.B. Grann, D.A. Pommet, and T.K. Gaylord, "Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach," J. Opt. Soc. Am. A 12, 1077-1086 (1995).

ДВИЖУЩИЕСЯ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРУ ТИПА ВСПЛЕСКА В УРАВНЕНИЯХ РЕАКЦИЯ-ДИФФУЗИЯ

Пыркин В.А.

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

В данной работе рассматривается уравнение реакция-диффузия:

$$\varepsilon^{2} \left(\frac{\partial^{2} u}{\partial x^{2}} - \frac{\partial u}{\partial t} \right) = f(u, x, \varepsilon), \quad x \in (0, 1)$$
$$u_{x}(0, t, \varepsilon) = u_{x}(1, t, \varepsilon) = 0$$
$$u(x, 0, \varepsilon) = u_{0}(x, \varepsilon),$$

где $f(u, x, \varepsilon)$ является достаточно гладкой функцией. Задача рассматривается при достаточно малых ε . Решение задачи ищется в виде контрастной структуру типа всплеска, т.е. такое, которое имеет в некоторой точке $x = \hat{x}(t, \varepsilon)$ локальный экстремум.

Решение будем искать в виде:

$$u = \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon^{i} \left[\overline{u}_{i}(x) + \Pi_{i}(\rho_{0}) + R_{i}(\rho_{1}) + Q_{i}(\rho) \right],$$

где \overline{u} , П, R и Q соответственно регулярный, левый и правый пограничные ряды и ряд, определяющий сам всплеск. Отметим, что члены пограничных рядов П и R определяются стандартным способом (см. [1]).

Для формулировки условий существования контрастной структуры типа всплеска, мы обращаемся к классическим [1] и недавно полученным результатам [3].

Условие 1.

Пусть вырожденное уравнение f(u, x, 0) = 0 имеет единственный корень относительно переменной *и* равный $\varphi(x)$:

$$f(\varphi(x), x, 0) = 0$$

Причем $f_u(\varphi(x), x, 0) > 0$ при $x \in (0, 1)$.

Условие 2.

Пусть существует функция $\psi(x)$ такая, что

$$\int_{\varphi(x)}^{\psi(x)} f(u, x, 0) du = 0$$

и для всех $x \in (0,1)$: $f(\psi(x), x, 0) < 0$. Пусть также существует точка $s \in (\varphi(x), \psi(x))$ такая что:

$$\int_{\varphi(x)}^{s} f(u,x,0) du > 0$$

Были получены задачи для функций Q_0, Q_1 и Q_2 , которые позволяют с помощью условия разрешимости (см. [2]) построить асимптотическое приближение скорости движения всплеска.

Здесь и далее, знак «тильда» будет означать, что значение берется в точке $(\bar{u}_0 + Q_0, \hat{x}_0, 0)$. «Черта», в свою очередь, означает, что значение берется в точке $(\varphi(x_0), \hat{x}_0, 0)$.

Задача для функции Q_0 .

$$\frac{d^2 Q_0}{d\rho^2} = f(\phi(\hat{x}_0) + Q_0, \hat{x}_0, 0) \quad \rho \in \Re$$
$$\frac{dQ_0}{d\rho}(\rho = 0) = 0 \quad Q_0(\pm \infty) = 0$$

Задача для функции Q_1 .

$$\frac{d^2 Q_1}{d\rho^2} = \tilde{f}_u Q_1 + h_1 + h_2, \ \partial e$$

$$h_1 = \left(\tilde{f}_x - \bar{f}_x\right) (\hat{x}_1 + \rho) + \left(\tilde{f}_u - \bar{f}_u\right) \varphi'(x) (\hat{x}_1 + \rho),$$

$$h_2 = \tilde{f}_\varepsilon - \bar{f}_\varepsilon,$$

Задача для функции Q_2 .

$$\frac{d^2 Q_2}{d\rho^2} + \dot{x}_0 \frac{dQ_1}{d\rho} + \dot{x}_1 \frac{dQ_0}{d\rho} + \frac{d^2 Q_0}{d\rho^2} = Qf_2$$
$$\frac{dQ_2}{d\rho}(0,t) + \bar{u}_1(x_0) + x_1 \bar{u}_0'(x_0) = 0$$
$$Q_2(\pm \infty, t) = 0$$

Коэффициент разложения правой части Qf_2 представим в виде

$$Qf_2 = \widetilde{f}(\rho)Q_2(\rho,t) + \{\ldots\},\$$

Выражение, обозначенное $\{...\}$, слишком громоздко, чтобы выписывать его в явном виде, важно подчеркнуть, что оно не зависит от Q_2 .

Итак, асимптотическое приближение в нулевом и первом приближениях имеет вид:

$$v_{0} = \frac{\int \widetilde{f}_{x}Q_{0}'(\rho)\rho \,d\rho}{\int (Q_{0}'(\rho))^{2} \,d\rho}$$
$$v_{1} = x_{1} \frac{\int \left(\frac{d^{2}}{dx_{0}^{2}} \widetilde{f}(\rho)\right)Q_{0}'(\rho)\rho \,d\rho}{\int (Q_{0}'(\rho))^{2} \,d\rho} + \frac{\int b_{1}(\rho,t)Q_{0}'(\rho)\rho \,d\rho}{\int (Q_{0}'(\rho))^{2} \,d\rho}$$

Таким образом, был изучен закон движения контрастной структуры типа всплеска. *E-mail: forward01@bk.ru*

Литература

- 1. Бутузов В.Ф., Васильева А.Б., Об асимптотике решения типа контрастной структуры, Математические заметки, т. 42, в. 6, 1987
- 2. Тихонов А.Н., Васильева А.Б., Свешников А.Г., Дифференциальные уравнения, Москва, «Наука», 1980
- 3. N.N. Nefedov, Spike type contrast structures in reaction-diffusion systems, Fundamental and Appl. Math., 2005

РЕШЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ С АДВЕКТИВНЫМ ЧЛЕНОМ С ПОМОЩЬЮ АСИМПТОТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

Саранцева Т.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

В работе рассматривалось уравнение с адвективным членом

 $\varepsilon^2 \frac{d^2 u}{dx^2} + \varepsilon^2 a(u, x) \frac{du}{dx} = F(u, x)$, где ε -малый параметр, $x \in (0, 1)$. Для его решения приме-

нялись методы асимптотической теории возмущений. Были построены асимптотики регулярной и погранслойной частей решения, построены верхнее и нижнее решения, произведено исследование решения на фазовой плоскости. Также рассматривался случай, когда в асимптотике решения появляется внутренний слой, возникает контрастная структура и необходимо искать точку перехода решения. Здесь возникает возможность исследования критического случая, когда один из коэффициентов разложения точки перехода тождественно равен нулю, тогда необходимо искать коэффициенты в уравнениях более высоких порядков. Этот случай также был рассмотрен в работе.



Данная задача очень перспективная и предоставляет большие возможности для исследования. Также она имеет большое практическое применение, описывает некоторые физические процессы.

E-mail: tsarantseva@mail.ru.

Литература

1.А.Б. Васильева. Асимптотическая теория сингулярно возмущенных задач(спецкурс для аспирантов) Москва, 2005 г.

ПРИ ПОМОЩИ ДРОБНОГО ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЯ

Смирнова Д.Д.

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

В работе исследуется поведение электромагнитного поля в средах, обладающих временной диссипацией, или памятью, то есть состояние каких-либо свойств среды зависит от значений этих свойств в предыдущие моменты времени. Памятью в той или иной мере обладает большое количество сред, например, полимеры. Уравнения Максвелла при учете памяти среды оказываются неприменимы из-за того, что данный тип сред обладает фрактальными характеристиками, поэтому для получения аналогов этих уравнений используется аппарат дробного интегро-дифференцирования. Для построения математической модели была выбрана регуляризованная дробная производная

$$\mathcal{Z}_{0t}^{\alpha}(y(t)) = \begin{cases} y(t), \alpha = 0, \\ \frac{1}{\Gamma(n-\alpha)} \int_{0}^{t} \frac{d^{n}}{dt^{n}} y(t') \\ \frac{1}{(t-t')^{\alpha-n+1}} dt', n-1 < \alpha \le n, n \in N \end{cases}$$
[3, 5]

где Г(α) - гамма-функция Эйлера.

В общем случае функция, задающая свойство памяти, может быть выбрана достаточно произвольно. В данной работе используется наиболее простой и часто встречающийся вид

функции памяти - степенной: $g(t) = \frac{1}{\Gamma(1-\alpha)} \frac{1}{t^{\alpha}}$, где параметр функции памяти $\alpha \in (0,1)$.

Для этого случая показана связь между параметром функции памяти и фрактальной размерностью среды [2].

Также при помощи аппарата дробного интегро-дифференцирования, на основе аналогов уравнений Максвелла, верных для данного типа сред, получена система уравнений для векторного и скалярного потенциалов электромагнитного поля в случае произвольных аналитически заданных распределений зарядов и токов в среде, а также произвольных аналитических функций координат и времени, описывающих диэлектрическую и магнитную проницаемости среды. Полученная система интегро-дифференциальных уравнений решается численно методом конечных разностей в прямоугольной области с начальными и граничными условиями, заданными аналитически [4].

d_d_smirnova@mail.ru

Литература

- 1. Боголюбов А.Н., Потапов А.Н., Рехвиашвили С.Ш. Метод дробного интегродифференцирования в классической электродинамике // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. №3. 2009г.
- 2. Кобелев В.Л., Кобелева О.Л., Кобелев Я.Л., Кобелев Л.Я. О диффузии через фрактальную поверхность // ДАН, 1997, Т.355, №3, С.326-327.
- 3. Нахушев А.М. Дробное исчисление и его применение М.:ФИЗМАТЛИТ, 2003. 272с.
- 4. Самарский А.А. Введение в численные методы М.: Наука, 1982, 269 с.
- 5. Самко С.Г., Килбас А.А., Маричев О.И. Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их применения Минск: Наука и техника, 1987. 688с.
- 6. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики М.: Наука, 1972. 735с.
- 7. MANDELBROT B.B. THE FRACTAL GEOMETRY OF NATURE. N.Y.: FREEMAN, 1982, 468P.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАДАЧИ В ВОЛНОВОДЕ С КИРАЛЬНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ткач Е.

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

В работе осуществляется расчет трехмерного волновода прямоугольно сечения с киральным заполнением и идеально проводящими стенками. Киральные среды представляют собой частный случай би-изотропных сред, материальные уравнения в которых имеют вид [1]:

$$\vec{D} = a_{11}\vec{E} + a_{12}\vec{H},$$
$$\vec{B} = a_{21}\vec{E} + a_{22}\vec{H}.$$

Подобные среды обладают рядом замечательных свойств, позволяющих создавать на их основе уникальные приборы и устройства. Искусственную киральность можно создать, помещая в диэлектрическую среду проводящие объекты зеркально-ассиметричной формы достаточно малого по сравнению с длиной волны размера.

Для математического моделирования волноведущих систем одним из наиболее эффективных методов является метод конечных элементов [2], позволяющий рассчитывать волноведущие системы со сложной геометрией сечения и слоистыми заполнениями. Однако использование лагранжевых конечных элементов приводит к появлению нефизических решений, так называемых "духов". Существует два способа борьбы с "духами": апостериорный и априорный. В апостериорном методе "духи" отсеиваются после окончания процесса вычислений. Этот метод крайне трудоемкий и неэффективный. В априорных методах используются такие постановки исходной задачи и применяются такие численные методы, при которых "духи" не возникают. Весьма популярным является метод использования смешанных конечных элементов [3], который более трудоемкий, чем метод лагранжевых конечных элементов.

В настоящей работе предложена обобщенная постановка исходной задачи, которая препятствует появлению "духов" в методе конечных элементов Лагранжа:

$$\begin{split} & \iint_{S} \left\{ E_{x}^{1} E_{x}^{*1} + E_{y}^{1} E_{y}^{*1} + E_{x}^{2} E_{x}^{*2} + E_{y}^{2} E_{y}^{*2} + E_{x}^{3} E_{x}^{*3} + E_{y}^{3} E_{y}^{*3} \right\} dxdy + \\ & + \iint_{S} \left\{ -E_{x}^{2} E_{y}^{*1} + E_{y}^{2} E_{x}^{*1} - E_{y}^{1} E_{x}^{*2} + E_{x}^{1} E_{y}^{*2} \right\} dxdy + \gamma^{2} \iint_{S} \left(\vec{E}, \vec{E}^{*} \right) dxdy = \\ & = \gamma k \left(a_{21} - a_{12} \right) \iint_{S} \left\{ E^{2} E^{*1} - E^{1} E^{*2} \right\} dxdy + \end{split}$$

 $+ik(a_{21}-a_{12})\iint_{S}\left\{E_{y}^{3}E^{*1}-E_{x}^{3}E^{*2}+\left(E_{x}^{2}-E_{y}^{1}\right)E^{*3}\right\}dxdy+k^{2}(a_{11}a_{22}-a_{12}a_{21})\iint_{S}\left(\vec{E},\vec{E}^{*}\right)dxdy,$

где $\vec{E} \cdot e^{i\gamma z} = \{ E^1(x,y), E^2(x,y), E^3(x,y) \} \cdot e^{i\gamma z}$ – искомый вектор электрического поля, а $\vec{E}^* = \{ E^{*1}(x,y), E^{*2}(x,y), E^{*3}(x,y) \}$ – любая функция из пространства $H^1(S)$, где S – поперечное сечение волновода.

На основе предложенной постановки задачи разработан эффективный алгоритм, написана программа и проведен счет, демонстрирующий отсутствие "духов". *E-mail: eugenweaver@mail.ru*

Литература

1. Боголюбов А.Н., Мосунова Н.А., Петров Д.А. Математические модели киральных волноводов// Математическое моделирование. 2007. 19, № 5. С. 3-24.

2. Марчук Г.И., Агошков В.И. Введение в проекционно-сеточные методы. Москва "Наука", главная редакция физико-математической литературы, 1981.

3. Боголюбов А.Н., Мосунова Н.А. Расчет постоянной распространения прямоугольного кирального волновода методом смешанных конечных элементов//Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2007. № 3. С. 22-24.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА

Хлебников Ф.Б.

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

Важной задачей экспериментальной электродинамики является получение в заданном объеме (рабочей зоне) плоской электромагнитной волны. Для этой цели часто используют коллиматоры - установки, состоящие из рефлектора в форме параболоида и облучателя. Для реальных измерительных установок рефлекторы делают составными из нескольких отражающих пластин, так как изготовить зеркало параболической формы с достаточной степенью точности и одновременно больших размеров технически сложно.

Дифракция на ребрах пластин и отклонение формы поверхности зеркала от параболической приводят к тому, что поле в рабочей зоне отличается от поля плоской волны.

Целью работы является создание математической модели большого коллиматора с поперечными размерами 30-300 длин волн для учета влияния этих факторов.

Принимая во внимание, что поперечные размеры рефлектора во много раз превышают длину волны, и рассматривается излучение вперед, для расчета был выбран метод зеркальных токов [2]. Созданная математическая модель позволяет исследовать основную компоненту поля совпадающей поляризации в рабочей зоне коллиматора в зависимости от формы контура зеркала и учитывать отклонение поверхности рефлектора от параболической. Кроме того, предложенная модель позволяет рассчитывать паразитную ортогональную компоненту поля (кросскомпоненту).

Представлены численные расчеты амплитуды и фазы магнитного поля для рефлектора в виде вырезки из параболоида с прямоугольной границей для различных размеров прямоугольника и фокусных расстояний. Проведено сравнение результатов расчетов с результатами, полученными с помощью программы FECO.

E-mail: iwaagh@gmail.com

Литература

 Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов и параметров антенн. – М.: Наука, 2003.
 Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – .-М.:Сов.Радио, 1957.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ КОЛМОГОРОВА-ПЕТРОВСКОГО-ПИСКУНОВА

**Шарло А.С.

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

Многие задачи математической физики (в частности, начально-краевые задачи для уравнения диффузии-адвекции) имеют решение вида контрастной структуры, для которой характерно наличие чередующихся внутренних переходных слоев (ВПС) и пятен - протяженных областей, где решение близко к уровням насыщения (рис.1) [1].

В работе методом асимптотического разложения в ряд по степеням малого параметра построено решение краевой задачи для одномерного обобщенного уравнения

Колмогорова-Петровского-Пискунова (КПП):

$$u_{t} + \varepsilon^{2} V_{0} u_{x} = \varepsilon^{2} \mu_{0} u_{xxt} + \varepsilon^{2} k_{0} u_{xx} + \gamma u \left(1 - \frac{u^{2}}{U^{2}(x)} \right).$$
(1)

Уравнение КПП возникает в теории полупроводников с отрицательной дифференциальной Рис.1 Решение вида контрапроводимостью [2].

В неоднородных средах ВПС могут перемещаться, поэтому решение уравнения (1) можно искать в виде бегущей волны $u(x,t) = \frac{g(\xi)}{U(\xi)}$, где $\xi = x - Wt$, $W = \varepsilon^2 W_0$ - скорость дрейфа. В окрестности ВПС реше-

ние находим из уравнения:

$$\varepsilon^{4} \mu_{0} W_{0} g_{\xi\xi\xi} + \varepsilon^{2} \left(V_{0} - W_{0} - 2k_{0} \frac{U_{\xi}}{U} \right) g_{\xi} = \varepsilon^{2} k_{0} g_{\xi\xi} + \gamma g \left(1 - g^{2} \right), \qquad \hat{\xi}_{1} \leq \xi \leq \hat{\xi}_{2}, \qquad (2)$$

в окрестности граничных точек – из уравнения

$$\varepsilon^2 \left(V_0 - 2k_0 \frac{U_x}{U} \right) \upsilon_x = \varepsilon^2 k_0 \upsilon_{xx} + \gamma \upsilon \left(1 - \upsilon^2 \right), \quad x_a \le x \le \hat{x}_1, \quad \hat{x}_2 \le x \le x_b,$$
(3)

** Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции

где $\upsilon(x) = \frac{u(x)}{U(x)}$. Граничные условия примут вид $\upsilon(x_a) = G^a$, $\upsilon(x_b) = G^b$.

Сшивание решений (2) и (3) производится в точках \hat{x}_1 , $\hat{\xi}_1$; \hat{x}_2 , $\hat{\xi}_2$, при этом координаты \hat{x}_1 , $\hat{\xi}_1$ и \hat{x}_2 , $\hat{\xi}_2$ соответствуют серединам левого и правого пятна.

Характеристическое уравнение для линеаризованного в окрестности уровня насыщения уравнения (2) имеет три собственных значения, в том числе два - порядка ε^{-1} и одно - порядка ε^{-2} , поэтому слева от точки перехода решение имеет вид $g(\xi) = C_1 e^{\frac{\lambda_1}{\varepsilon}\xi}$, справа - $g(\xi) = C_2 e^{\frac{-\lambda_1}{\varepsilon}\xi} + C_3 e^{\frac{-\lambda_3}{\varepsilon^2}\xi}$, где $\lambda_i > 0$. Неизвестные константы находим из условий непрерывности $g(\xi)$ и ее двух первых производных.

В работе построены нулевое, первое и второе приближения, причем первое приближение позволяет найти координату ВПС и скорость дрейфа ВПС:

$$W = \varepsilon^2 \frac{V_0 - 2k_0 \frac{U_{\xi}}{U}}{\mu_0 \frac{2\gamma}{5k_0} + 1}.$$
 Значение *W* меньше, чем для уравнения диффузии

$$W_{diff} = \varepsilon^2 \left(V_0 - 2k_0 \frac{U_{\xi}}{U} \right) [3].$$

E-mail: sharlotik@yandex.ru

Литература

- 1. Васильева А.Б. Контрастные структуры в сингулярно-возмущенных задачах, Фундаментальная и прикладная математика, Т.4, № 3. стр.799-851 (1998)
- Korpusov M.O., Ovchinnikov A.V., Sveshnikov A.G. On blow up of generalized of Kolmogorov-Petrovkii-Piskunov equation, Nonlinear Analysis, 1 May (2009)
- 3. Быков А.А., Попов В.Ю. О времени жизни одномерных нестационарных контрастных структур, ЖВМиМФ, Т.309, №2. стр.280-288 (1999)

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Председатель подсекции проф. Чуличков Алексей Иванович

ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КРУГЛОГО БРИЛЛИАНТА

Васильев Н.В.

Физико-технический институт, Якутск, Россия

В связи с развитием алмазно-гранильного производства в Республике Саха-Якутия задача проектирования бриллиантов с наилучшими оптическими свойствами стала актуальной. Благодаря наличию современных мощных компьютерных технологий и программных средств в настоящее время имеется возможность построить эффективные компьютерные модели будущих бриллиантов. Моделируя процессы отражения и преломления света в бриллианте, можно создать фотореалистическую визуализацию продукта с заданными параметрами, что позволяет провести предварительный численный эксперимент при проектировании бриллианта.

В настоящей работе создана обобщенная геометрическая модель для бриллиантов круглой и фантазийных форм. Для фантазийных форм бриллиантов найдена общая формула, полученная из геометрии круглого бриллианта. Создана модель «алмазной линзы», с помощью которой получаются изображения фигур, помещенных в алмазную среду. На основе данных о значениях интенсивности отраженного света от каждой грани и павильона, и коронки с учетом преломления полученных численным методом и с помощью модели «алмазной линзы» разработан алгоритм математической модели фотореалистической визуализации круглого бриллианта. Предварительная реализация алгоритма произведена в пакете MathCad. Проведено сравнение модели с фотореалистической визуализацией бриллиантов, полученной с помощью пакета 3D Studio Max.

E-mail: spellman001@mail.ru

СОЗДАНИЕ ПРОГРАММНОГО ПРИЛОЖЕНИЯ ПО РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ СВОЙСТВ ГАЗОВ, ЖИДКОСТЕЙ И ИХ СМЕСЕЙ

Гжимайло П.В.

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, Гродно, Беларусь

Сводки данных, обобщаемых в классических справочниках, не всегда обеспечивают потребителей полной информацией. Часто требуется знание свойств при температурах и давлениях, выходящих за пределы изученной области. Очень мало информации по свойствам смесей. В связи с этим весьма важно уметь прогнозировать (рассчитывать) свойства веществ по неполным или косвенным данным [1].

Цель данной работы, рассмотреть и систематизировать более точные методы расчета, создать прикладную систему для расчета свойств жидкостей и газов при различных условиях.

Причем, идеальная система расчета физико-химических свойств должна соответствовать условиям: 1) выдавать надежные физические и термодинамические данные для чистых веществ и их смесей при любых температурах и давлениях; 2) указывать агрегатное состояние; 3) обходиться минимальным количеством входных данных; 4) выбирать путь расчета, приводящий к минимальной ошибке; 5) указывать возможную ошибку; 6) минимизировать время расчета [2].

В данной работе рассмотрены и проанализированы наиболее удобные и достоверные методы расчета свойств. Они выбраны таким образом, что их удобно использовать при вычислении на ЭВМ. Для систематизации данных и расчетных методик была разработана прикладная система. Она базируется на экспериментальных данных, представленных в справочной литературе, и расчетных методиках, для которых отсутствуют такие данные.

Программная система содержит информацию о 618 веществах и предусматривает отображение в ней стандартных данных: молекулярная масса, нормальная температура плавления, нормальная температура кипения, критическая температура, критическое давление, критический объем, критический коэффициент сжимаемости, фактор ацентричности Питцера, плотность жидкости при опорной температуре, опорная температура, дипольный момент, стандартная теплота образования при 298К, теплота парообразования при нормальной температуре кипения, изобарный потенциал (при нормальных условиях). Для этих же веществ, программа может рассчитать для газообразного и жидкого состояния следующие свойства: плотность, коэффициент динамической вязкости, коэффициент кинематической вязкости, коэффициент теплопроводности, изобарная теплоемкость, идеально-газовая теплоемкость, давление насыщенных паров, температура насыщения, теплота испарения при температуре насыщения.

Такое программное приложение должно быть полезным преподавателям, аспирантам, студентам вузов, научным работникам и инженерам, разрабатывающим или совершенствующим процессы промышленной технологии или оборудование для их проведения, заменит многочисленные справочные пособия по свойствам веществ, сэкономит время, необходимое для проведения оценочных экспериментов.

E-mail: petrik88@rambler.ru

Литература

- 1. Рид Р. Свойства газов и жидкостей / Р. Рид, Дж. Праусниц, Т. Шервуд. Л., 1982.
- 2. Уэйлес С. Фазовые равновесия в химической технологии. М., 1989.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ПАКЕТЕ MAPLE

Дьяконов С.С.

Северо-восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, Якутск, Россия

Использование систем компьютерной математики (СКМ) при решении физических задач не является новым. Имеется ряд публикации, в которых рассмотрена возможность применения СКМ для сопровождения различных учебных дисциплин [1-3]. Для решения физических задач мы используем СКМ Maple. Maple - достаточно распространенная система, имеет мощный математический аппарат, позволяющий выполнять символьные вычисления, решать системы алгебраических и дифференциальных уравнений, операции с векторами и матрицами, писать программы, строить графики, поверхности и т.д.

Графические возможности современных СКМ позволяют достигать заметных упрощений при решении сложных физических задач. Сочетание традиционных подходов к решению задач с визуализацией подготовительных, промежуточных и результирующих этапов анализа дает студенту дополнительную информацию, способствующую снижению априорной неопределенности и достижению обоснованных результатов. Такой подход иллюстрируется на примере решения уравнения движения частицы в сферически симметричных потенциалах (потенциале Морса, Хюльтена и Кратцера). С помощью пакета Maple вычислены уровни энергии и соответствующие им волновые функции.

E-mail: dstp@mail.ru

Литература

1. Поршнев С.В. Компьютерное моделирование физических процессов с использованием пакета MathCAD. М.: Горячая линия – Телеком, 2002.

2. Поршнев С.В. Компьютерное моделирование физических процессов в пакете Matlab. М.: Горячая линия – Телеком, 2003.

3. Дьяконов В.П. Maple 9.5/10 в математике физике и образовании. М.: Солон – Пресс, 2006.

КОМПЬЮТЕРНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В ЗАДАЧАХ НЕФТЕГАЗОВОЙ ГЕОФИЗИКИ

Исаева А.В.

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

Морфологические методы анализа сигналов и изображений доказали свою эффективность при решении ряда задач: узнавание заданного объекта на изображении, сравнение различных изображений по форме, классификация изображений. Базовым понятием морфологических методов является математическое понятие формы. Основополагающим принципам морфологического анализа посвящены работы [1, 2].

В настоящей работе показано, как морфологический аппарат может применяться для решения практических задач нефтегазовой геологии. В частности, рассмотрена проблема разработки автоматических методов анализа данных скважинной геофизики.

Типичные данные скважинной геофизики представляют собой запись величины заданного физического параметра вдоль стенки скважины и могут рассматриваться как одномерные сигналы. Форма этих сигналов зависит от свойств окружающей скважину породы и отражает чередование геологических пропластков. В свою очередь, форма участков сигналов, отвечающих одному и тому же пропластку, определяется внешними условиями, которые существовали в момент формирования данного пропластка. Поэтому разумно ожидать, что форма участков различных каротажных кривых, отображающих один и тот же пропласток, будет сходной. На этом предположении основывается предложенный в данной работе морфологический алгоритм выделения и сопоставления пропластков.

Морфологический алгоритм работы с данными скважинной геофизики был реализован в программном комплексе, позволяющем считывать, визуализировать и обрабатывать результаты геофизических исследований скважин. Показан пример работы алгоритма на экспериментальных данных о пористости вдоль траекторий скважин реального нефтяного месторождения.

E-mail: <u>avisaeva@mail.ru</u>

Литература

- 1. Pyt'ev Yu.P. Morphological Image Analysis // Pattern Recognition and Image Analysis. 1993. V. 3. No. 1. P. 19–28.
- 2. Пытьев Ю.П., Чуличков А. И. Методы морфологического анализа изображений. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2010.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ

Казак О.В.

Донецкий национальный университет, Донецк, Украина

Электровихревые течения (ЭВТ), возникающие под действием электромагнитных сил при пространственной неоднородности плотности тока в жидком проводнике, наблюдаются во многих технологических процессах: электрометаллургический переплав, электродуговая сварка, выращивание кристаллов полупроводников и т.д. Поэтому выявление закономерностей и особенностей ЭВТ имеет большое теоретическое и практическое значение. В данной работе представлены результаты численного моделирования ЭВТ для модельных задач различных технологических процессов.

Для численного моделирования ЭВТ адаптирована модель магнитной гидродинамики. Компьютерное моделирование ЭВТ рассматривалось как задача мультифизики, решение которой выполняется поэтапно: 1-й этап – моделирование электромагнитных полей; 2-й этап – моделирование электровихревых течений, 3-й этап – моделирование электровихревых течений с учетом конвекции. Для программной реализации разработанного алгоритма были выбраны пакеты ANSYS Multiphysics и ANSYS CFX. Первоначально при отладке методов и подходов для моделирования ЭВТ расчеты были проведены для ламинарных ЭВТ, имеющих известное решение [1]. Затем расчеты проводились для турбулентных течений, экспериментально исследованных на лабораторной установке [2]. На следующем этапе, используя отработанные методы и подходы, были изучены электровихревые течения для целого ряда электросталеплавильных печей постоянного тока с подовым электродом. Исследования проводились как для осесимметричных цилиндрических печей, так и для новейших печей сложной геометрической формы, в том числе и для 420 тонной печи фирмы DANIELI [4, 5]. Результаты расчетов сравнивались с аналитическими оценками, расчетами различными программными пакетами и экспериментальными данными по повышенному износу футеровки [3].

Для верификации полученных данных аналогичные расчеты проводились в пакете COMSOL. Хорошее совпадение результатов, полученных разными методами и пакетами, как между собой, так и с теоретическими и экспериментальными данными по всем характеристикам ЭВТ на разных режимах в различных установках говорит о надежности методов и достоверности полученных результатов.

E-mail: olegkazak@yandex.ru

Литература

- 1. Бояревич В.В., Фрейберг Я.Ж., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Электровихревые течения. Рига: Зинатне, 1985. 315 с.
- Жилин В. М., Ивочкин Ю. П., Оксман А.А., Тепляков И. О., Вавилов С. Н. Исследование тепловых и гидродинамических эффектов, сопровождающих растекание электрического тока в объеме жидкого металла // VI Minsk international heat and mass transfer for UM MIF 2008, MINSK, MAY 19-23, 2008 A.V.Luikov Heat and mass transfer institute. CD - presentation. Section 9.
- 3. Зайцев В.А., Медовар Л.Б. Подовые электроды дуговых печей постоянного тока // СЭМ №2 2009 г. – С. 3-8
- 4. Казак О.В., Семко А.Н. Электровихревое движение расплава в печах постоянного тока с подовым электродом // Инженерно-физический журнал, 2011, Том 84 №1. С. 209-217
- 5. <u>http://www.danieli.com</u>

РЕШЕНИЕ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО: БЛУЖДАНИЕ ПО СЕТКЕ СО СЛУЧАЙНЫМ ШАГОМ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИФФУЗИОННОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА

Кочкарева Я.В.

«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Обнинский институт атомной энергетики, Обнинск, Россия

В данной работе рассмотрена модернизация метода Монте-Карло для решения краевых задач для уравнений параболического и/или эллиптического типа [3], основанная на блуждании по сетке со случайным шагом. Решение, полученное этим методом должно сойтись к истинному решению при малом шаге, причем закон распределения шага сетки не важен.

Рассмотрена задача блуждания частицы на полупрямой. Пусть поток частиц падает на бесконечное полупространство X > 0 перпендикулярно плоскости X = 0. Предположим, что длина свободного пробега l каждой из частиц распределена экспоненциально с параметром β . Будем считать, что при столкновении с атомами вещества частицы не поглощаются и с одинаковой вероятностью перемещаются на один шаг по направлению оси OX или против оси OX. Предположим также, что перенос частиц односкоростной. Требуется найти вероятности первого возвращения частиц в начало координат за фиксированное число шагов.

Границу среды расположим в начале координатной оси. Частица сделает *i* шагов в положительном направлении оси *OX* и *j* шагов в противоположном направлении. Обозначим длину свободного пробега как l^+ в случае движения частицы по оси *OX* и l^- в случае ее движения против оси. Тогда общий пробег частицы в положительном направлении и ее общий пробег в отрицательном направлении будут вычисляться так: $L^+ = \sum_{k=1}^{i} l_k^+$ и $L^- = \sum_{k=1}^{j} l_k^-$. Частица вылетает из среды при условии, что $L^- > L^+$.

Каждая из величин l^+ и l^- имеет экспоненциальное распределение по условию задачи, их сумма имеет гамма-распределение. Пусть $\xi_1 \sim \Gamma(\alpha_1, \beta)$ и $\xi_2 \sim \Gamma(\alpha_2, \beta)$ — независимые случайные величины. Найдем функцию распределения случайной величины ξ_1/ξ_2 .

$$F_{\frac{\xi_1}{\xi_2}}(z) = \begin{cases} \frac{\Gamma(\alpha_1 + \alpha_2)}{\Gamma(\alpha_1) \cdot \Gamma(\alpha_2)} \frac{1}{(z+1)^{\alpha_2}} \left(-\frac{1}{\alpha_2} + \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_2 + 1} \frac{1}{z+1} + \dots + (-1)^{\alpha_1 - 1} \frac{(z+1)^{1 - \alpha_1}}{\alpha_1 + \alpha_2 - 1}\right) & z > -1\\ 0 & z < -1 \end{cases}$$

Тогда вероятность вылета частицы из среды определяется так:

$$P(L^{-} > L^{+}) = P\left(\frac{L^{-}}{L^{+}} > 1\right) = 1 - P\left(\frac{L^{-}}{L^{+}} < 1\right) = 1 - F_{\frac{\xi_{1}}{\xi_{2}}}(1) = 1 - \sum_{l=1}^{j} \frac{1}{2^{i+l-1}} K(i-1,l-1)$$

где *K*(*i*, *j*) — перестановки с повторениями.

Вероятность первого возвращения частицы в начало координат за i шагов вдоль оси ОХ и j шагов против оси:

$$P_{i,j}(z<0) = \left(\frac{1}{2^{i+j-1}}K(i-1,j-1)\right)^2 \frac{i+j-1}{i\cdot j}$$

В работе показано, что при стремлении шага сетки к нулю, приближение к точному решению краевой задачи зависит от закона распределения шага [2]. Это противоречит предположению о независимости метода блуждания по случайной сетке от закона распределения шага.

В работе представлены результаты вычислительных экспериментов, которые основаны на возможности формулировки краевых задач для уравнений параболического и/или эллиптического типа в терминах теории переноса [1]. Эти результаты были сопоставлены с аналитическими решениями тех же модельных задач.

Рассмотрим для ограниченной области G с границей Г трехмерного евклидова пространства следующую краевую задачу. Задано линейное параболическое (эллиптическое) дифференциальное уравнение второго порядка

$$a(\mathbf{r}) \cdot \frac{\partial T(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \nabla K(\mathbf{r}) \nabla T(\mathbf{r},t) + q(\mathbf{r},t) = 0$$

с граничными условиями третьего рода

$$K(\mathbf{r})(n\nabla T(\mathbf{r},t))_{\Gamma} = h(\mathbf{r}_{\Gamma},t)(T(\mathbf{r}_{\Gamma},t) - T_0(\mathbf{r}_{\Gamma},t))$$

и начальными условиями

$$T(\mathbf{r},0) = 0$$

Найдем решение этой задачи методом, основанным на использовании диффузионного приближения для кинетического уравнения.

$$\Phi(r,t) = \gamma^{-1} \Psi_{\gamma}(r,t) + \Delta_{\gamma}(r,t),$$

где γ — масштаб изменения сечений, ψ_{γ} — плотность потока при заданном γ , Δ_{γ} — функция-невязка: $\Delta_{\gamma} = c_1 e^{-c_2 \gamma}$.

 $\Phi(r,t)$ — решение задачи переноса, которое аппроксимирует решение краевой задачи для уравнения теплопроводности. Точность решения $\Phi(r,t)$ улучшается при увеличении масштаба изменения сечения γ . Величина полного сечения и альбедо меняется при изменении масштаба сечения:

$$\Sigma(r) = \frac{\gamma}{3K(r)} \qquad \qquad \alpha(r_{\Gamma}, t) = \frac{\gamma - 2h(r_{\Gamma}, t)}{\gamma + 2h(r_{\Gamma}, t)}$$

С помощью данного метода были решены краевые задачи для разных законов распределения внутренних источников: бесконечный барьер с точечным и экспоненциальным источником, кусочно-однородный бесконечный барьер с точечным источником.

Для каждого вида распределения источника q(x) показана сходимость решения уравнения переноса к решению краевой задачи при увеличении реального масштаба сечения. Решение можно получить с большой точностью только при увеличении γ , но длительность расчетов при этом резко возрастает.

E-mail: yan_ka_ko@mail.ru

Литература:

- 1. Андросенко П.А., Ломтев В.Л. Решение краевых задач методом Монте-Карло в приближении теории переноса излучений // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. М. 2006. № 1. С. 44-53.
- 2. Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы. М.: Наука, 1975;
- 3. Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения, том 1. М.: Мир, 1964.

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЬЕЗОКОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Криворучко А.В.

Донской государственный технический университет, Ростов-на-Дону, Россия

Композитные материалы вызывают огромный интерес как материалы, обладающие важными физическими свойствами, способными изменяться под влиянием внешних воздействий. Ранее не проводилось систематического исследования, математического расчета и моделирования эффективных свойств и связанных с ними ориентационных эффектов в композитах. В связи с этим появилась необходимость разработки комплекса вычислительных программ, вызванная отсутствием в свободном доступе программных средств для математического анализа и моделирования поведения, различных параметров композитных материалов, которые помогли бы исследованию и прогнозированию физических свойств с достаточно высокой степенью точности. Разработка вычислительных комплексов и моделирующих программ для расчета эффективных свойств композитов ведется во всем мире достаточно интенсивно. Наиболее известными являются: пакет Comsol и программный пакет университета Тор Вергата (Италия). Однако на сегодняшний день каждая из программ решает довольно узкий круг задач, что затрудняет получение полного набора констант для анализа эффективных физических свойств композитов.

В связи с этим в Донском государственном техническом университете на кафедре программное обеспечение и вычислительная техника и в Южном федеральном университете на кафедре физики полупроводников в рамках диссертационной работы Криворучко А.В.[1] спроектирован и разработан комплекс программ позволяющий получать расчетные данные по всем самым важным параметрам для пьезокомпозитов с различной микрогеометрией, формой и ориентацией включений. При проведении математических расчетов в программах используются формулы и методы, широко представленные в научной литературе [2, 3]. На входе задаются исходные параметры материалов, из которых состоит композит, и дополнительные условия, с учетом которых в дальнейшем будет произведен расчет. На выходе формируется полный набор физических констант, позволяющих спрогнозировать поведение и свойства пьезокомпозита. Полученные результаты позволяют дополнить имеющиеся данные по эффективным свойствам и их анизотропии, гидростатическим параметрам, пьезоактивности и пьезочувствительности композитов, что представляется полезным для исследователей, работающих в области физики сегнето-, пьезоэлектрических и родственных материалов, механики пьезокомпозитов и гетерогенных сред. Результаты расчетов могут быть использованы при разработке пьезопреобразователей, гидрофонов, сенсоров и актюаторов на основе новых материалов. Программный комплекс по расчету эффективных физических свойств композитов разработан в математическом пакете Wolfram Mathematica 5.0.

Помимо математических расчетов программная среда позволяет строить графики и 3D поверхности для более детального анализа изучаемой научной проблемы. На сегодняшний день имеются разработанные нами программы и подпрограммы для определения эффективных физических свойств для 0–3-, 1–3-, 2–2- и 2–2–0- композитов.

В рамках создания программного комплекса проанализированы и разработаны требования, которым должен удовлетворять программный продукт для математического расчета и моделирования эффективных физических свойств композитных материалов с различными типами связности. С учетом поставленных требований были построены математические модели, которые были успешно реализованы в программном продукте. По результатам расчетов проведенных с помощью программ мы получили и смоделировали физические свойства композитных материалов с различными типами связности и формой включений, а так же провели проверку полученных данных с расчетами и экспериментальными данными зарубежных ученых [4, 5], которые проводились независимо от нас другими методами и программными средствами. Стоит отметить, что погрешность вычислений составляет не более 5%.

В программном продукте учтена возможность доработки и добавления функционала сторонними разработчиками, что позволяет с легкостью модифицировать исходный код. Надежность реализации программы и правильность выбранного способа расчетов, а так же простота его использования были подтверждены защитой диссертации Криворучко А.В. [1] на соискание степени кандидата физико-математических наук.

Текущая версия программного продукта может быть использована в учебных заведениях и организациях, занимающихся исследованиями и разработкой композитных материалов с различной микрогеометрией и различными физическими свойствами. Также очевидна необходимость в дальнейшем развитии и наращивании функционала программного комплекса.

E-mail: kolandr@yandex.ru

Литература

- 1. Криворучко, А.В. Эффекты комбинирования физических свойств и ориентационные эффекты в сегнетоактивных композитах: дисс.... канд. техн. наук: 01.04.07 Воронеж, 2009. 184 с.: ил.
- 2. T. Mori, K. Tanaka. Average stress in matrix and average elastic energy of materials with misfitting inclusions // Acta Metall. 1973. Vol.21, N 5. P.571–574.
- F. Levassort, V.Yu. Topolov, M. Lethiecq. A comparative study of different methods of evaluating effective electromechanical properties of 0–3 and 1–3 ceramic / polymer composites // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2000. – Vol.33, N 16. – P.2064–2068.
- H.L.W. Chan, J. Unsworth. Simple model for piezoelectric ceramic / polymer 1–3 composites used in ultrasonic transducer applications // IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., a. Freq. Contr. – 1989. – Vol.36, N 4. – P. 434–441.
- J.H. Huang, W.-S. Kuo. Micromechanics determination of the effective properties of piezoelectric composites containing spatially oriented short fibers // Acta Mater. – 1996. – Vol.44, N 12. – P.4889–4898.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СОЗДАНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В ВТСП

*Мохненко С.Н.

Воронежский институт высоких технологий, Воронеж, Россия

Современное положение дел в области высокотемпературной сверхпроводимости диктует важность изучения свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в Шубниковой фазе. В силу необходимости учёта большого числа факторов особое место здесь занимает компьютерное моделирование динамики вихрей Абрикосова в присутствии точек пиннинга [4].

При рассмотрении вихревой решётки Абрикосова часто проводят аналогию с кристаллической решёткой твёрдого тела. Особенно интересным моментом в данной аналогии является процесс "плавления" вихревой решётки с образованием так называемой "вихревой жидкости". Экспериментально было доказано что данный фазовый переход является переходом первого рода [1]. При понижении температуры возможен и обрат-

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции

ный процесс - замерзания вихревой жидкости в вихревое стекло, который в отличие от плавления является фазовым переходом второго рода [2-3]. Вихревое стекло в отличие от вихревой решётки состоит разупорядоченном расположении вихрей.

Основная идея данной работы заключается в моделировании попыток сформировать вихревые структуры заданной формы за счёт управления динамикой вихревой жидкости путём динамического пиннига и динамическом нагреве определённых точек в сверхпроводнике. Используя фазовый переход в вихревое стекло мы можем зафиксировать необходимое нам положение вихрей.

В рамках теории Гинзбурга-Ландау было проведено имитационное моделирование поведения вихревой жидкости. Суть модели заключалась в следующем - функционал Гинзбурга-Ландау выражался в виде гамильтониана системы, который представляет собой сумму энергий взаимодействия различных типов вихрей между собой и с точками пиннинга. Моделирование проводилось на дискретном числе точек на поверхности сверхпроводника. На каждом шаге моделирования, последовательно для каждого вихря вычислялся гамильтониан системы, после этого вихрь поочередно перемещается в каждую из восьми точек окружающих изначальное положение вихря. Для каждого нового положения заново рассчитывается гамильтониан системы. Далее определяется точка с минимальным гамильтонианом. В это место перемещается текущий вихрь окончательно для этого шага. После этого цикл переходит к следующему вихрю системы.

Моделирование позволит выявить наиболее оптимальные пути формирования вихревых структур различных геометрических форм. Полученные результаты могут быть полезны для разработки запоминающих устройств и метода удержания Бозеэйнштейновского конденсата в сверхпроводниках [5].

E-mail: mohnenko@yandex.ru

Литература

- 1. Brezin E., Nelson D.R., and Thiavill A.// Phys. Rev. B31, 7124 (1985).
- 2. Fisher M.P.A.// Phys. Rev. Lett. 62, 1415 (1989).
- 3. Fisher D.S., Fisher M.P.A., and Huse D.A.// Phys.Rev. B43, 130 (1991).
- Pogosov W.V., Misko V.R., Zhao H.J., and Peeters F.M.// Phys. Rev. B 79, 014504 (2009).
- 5. Shimizu F., Hufnagel C., Mukai T.// Phys. Rev. Lett. 103, 253002 (2009).

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВОДОРОДА

Новосёлов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

При численных исследованиях нелинейных систем со многими степенями свободы стохастические методы существенно более эффективны, чем детерминистические, благодаря медленному возрастанию времени вычислений с ростом размерности задачи. В квантовой механике и квантовой теории поля основным стохастическим методом является вычисление интегралов по траекториям методом Монте-Карло (path integral Monte Carlo, PIMC), который был создан в середине XX века. Однако его применение для квантовомеханической задачи многих тел до последнего времени осложнялось проблемой корреляций между конфигурациями, генерируемыми наиболее простыми и распространенными алгоритмами. Целью настоящей работы являлась разработка и реализация метода, позволяющего быстро получать нескоррелированные конфигурации. В результате был создан многоуровневый алгоритм [1] с оптимизированным действием уровня. Как по теоретическим соображениям, так и по результатам численных экспериментов, он является одним из самых эффективных известных алгоритмов [3]. Использование разработанного алгоритма позволило за приемлемое время моделировать сплошную среду (в настоящей работе произведено рассмотрение металлического водорода в фазе вигнеровского кристалла). Практический интерес к металлическому водороду связан как с перспективами его технологического использования, так и с тем, что он с большой вероятностью существует в природе. Согласно распространенной гипотезе, ядра планет-гигантов состоят из водорода в атомарной фазе. Интерес к численному моделированию атомарного водорода при высоких давлениях связан также с произошедшим в последнее время стремительным развитием эксперимента в данной области [2].

Основным результатом является описание металлического водорода в широком диапазоне температур и плотностей. Численно получено уравнение состояния. Исследован фазовый переход между кристаллической и жидкой фазой, получена фазовая картина и измерена теплоемкость данного перехода.

E-mail: <u>novoselov@akado.ru</u>

Литература

1. Ceperley D. M. Path integrals in the theory of condensed helium // Review of Modern Physics, Vol. 67, No. 2, April 1995, 279-355

2. Mao H., Hemley R. J. Ultrahigh-pressure transitions in solid hydrogen // Review of Modern Physics, Vol. 66, No. 2, April 1994, 671-691

3. Militzer B., Graham R. L. Simulations of dense atomic hydrogen in the Wigner crystal phase // Journal of Physics and Chemistry of solids, 67 (2006) 2136-2143

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ КЛАСТЕРОВ ТІ₁₃ С МНОГОЧАСТИЧНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ЦЕНТРАЛЬНОЕ СТОЛКНОВЕНИЕ

Панькин Н.А.

Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева Саранск, Россия

Цель настоящей работы – исследование бомбардировки кластера Ti_{13} ионами титана методом молекулярной динамики. Рассматривался случай центрального столкновения. Данные кластеры относятся к «магическим» со структурой икосаэдра [2]. Начальная энергия (E_0) бомбардирующих частиц (ионов) изменялась в интервале от 10 до 1000 эВ. Выбор титана обусловлен широким его применением в различных методах модификации поверхности [1].

Взаимодействие между атомами кластера, а также иона с атомами кластера описывалось tight-binding потенциалом [4]. При малых значениях расстояния сближения частиц (меньше 0.5 Å) использовали потенциал Циглера-Бирзака-Литтмарка [5]. На интервале межатомных расстояний от 0.5 до 1.0 Å проводилась сшивка вышеуказанных потенциалов с помощью полинома 5-ой степени. Обрезание области действия потенциалов не проводилось.

Поиск решений уравнений движения ионов и атомов кластера осуществляли по схеме Верлета в «скоростной форме» [3] с переменным шагом по времени. Термостатирование модельной системы не применялось. Неупругие потери и тепловое движение атомов кластера не учитывали. Угол Θ отсчитывался от положительного направления оси, совпадающей с первоначальным направлением движения иона.

Статистический материал набирался по 10000 различным положениям атомов кластера относительно иона. Это достигалось следующим образом: исходный кластер в начале каждого акта взаимодействия с ионом поворачивался вокруг осей декартовой системы координат на углы, выбранные случайным образом. Рассматриваемое время моделирования составляло 10000 молекулярно-динамических шагов для различных первоначальных энергий ионов.

Ион, при своем движении, передает часть своей кинетической энергии атомам кластера, в котором развивается «каскад» многочастичных атомных столкновений. Вследствие этого происходит разрушение первичной структуры кластера с распадом на более мелкие объединения атомов (агломераты). Основу данного потока частиц, образовавшегося после ион-кластерного взаимодействия, составляют одиночные атомы (от 54 до 73% от общего количества), димеры (от 3 до 6%), и агломераты, состоящие из 3-12 атомов (от 17 до 38%). При малых энергиях (10 эВ) отмечалось сохранение исходного числа атомов в кластере (0.8%), а также рост структуры до Ti₁₄ (менее 0.1%).

Отмечается также, что для E_0 в интервале от 50 до 1000 эВ, максимальная энергия сообщается одиночным атомам. Им передаётся от 5 до 25% от исходной кинетической энергии ионов. Атомы, входящие в более крупные объединения обладают энергией меньше 1 эВ. Для E_0 =10 эВ распределение по энергиям равномерное: одиночные атомы в среднем обладают энергией 0.5 эВ (5% E_0), остальные – от 0.2 до 0.3 эВ.

Функции распределения ионов и атомов кластера по углам вылета $F(\Theta)$ и энергиям F(E) после ионной бомбардировки кластера представлены на рисунках 1 и 2. Вид $F(\Theta)$ для атомов кластера незначительно изменяется при увеличении энергии бомбардирующих частиц. При больших энергиях (более 500 эВ) отмечается увеличение вклада атомов кластера, имеющих направление вектора скорости, составляющего небольшой угол с первоначальным направлением движения ионов. При этом функция распределения ионов по углам вылета сильно видоизменяется. Увеличение начальной энергии частиц сопровождается ростом доли обратноотразившихся ионов.



Рис. 2. Участок функция распределения по энергиям атомов кластера (A) и ионов (B) после ионкластерного взаимодействия. (1 – *E*₀=10 эB; 2 – *E*₀=100 эB; 3 – *E*₀=1000 эB)

В энергетическом спектре условно можно выделить три зоны ($E_0 \ge 500$ эВ): І. от 0.0 до 0.1 E/E_0 ; ІІ. от 0.1 до 0.9 E/E_0 ; ІІІ. от 0.9 до 1.0 E/E_0 (E – конечная энергия ионов). Данным зонам соответствуют различные угловые распределения бомбардирующих частиц после их взаимодействия с исходным кластером. Для первой области характерно присутствие ионов, присоединенных к кластеру и образовавших агломерат. Вторая и третья зоны обусловлены лишь вкладом ионов, которые испытали отражение или прошли сквозь кластер. Для энергий бомбардирующих частиц меньших 500 эВ подобного разделения на зоны провести не удалось.

E-mail: panjkinna@yandex.ru

Литература

1. Панькин Н.А., Смоланов Н.А. Рентгенографическое исследование покрытий, полученных вблизи катода при ионно-плазменном осаждении нитрида титана. // Поверхность. 2009, № 6, с. 102-105.

2. Смирнов Б.М. Кластеры с плотной упаковкой и заполненными оболочками // УФН. 1993, Т.163, №10, с. 29-56.

3. Хеерман Д.В., Методы компьютерного эксперимента в теоретической физике. М.: Наука, 1990. - 176 с.

4. Cleri F., Rosato V. Tight-binding potentials for transition metals and alloys. // Phys. Rev. B. 1993, V. 48, №1, p. 22-33.

5. O'Connor D.J., Biersack J.P. Comparison of theoretical and empirical interatomic potentials. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1986, V. B15, № 1-4, p. 14-19.

РАЗРАБОТКА НОВЫХ ПОДХОДОВ К СИНТЕЗУ НЕФОРМАЛЬНОЙ АКСИОМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДЛЯ КОНКРЕТНОЙ, НО ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПРЕДМЕТНОЙ ОБЛАСТИ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.

Побегайло П.А.

НПО «ТЕКНОКОН», Москва, Россия

В нашей работе [7] обсуждается вопрос о совершенствовании методологии создания профессионально ориентированного программного обеспечения. Так же там нами немного затрагивается вопрос и о разработке единой методологии синтеза сложных технических систем.

В качестве возможного, результативного и удобного приёма нами в указанной работе предложено пользоваться аксиоматическим методом. Речь конечно же идет о его неформальной разновидности, позволяющей не учитывать теорему Гёделя о неполноте [8 и др.].

Не смотря на известные его ограничения [6 и др.] данный метод позволяет создать крепкий фундамент для дальнейшего развития теории для конкретной, предметной области. Выявить лакуны в знании и оценить, что уже сделано и на каком уровне в рассматриваемой области. Помогает наметить пути для дальнейших исследований. Это сильно помогает и при создании программного обеспечения для конкретной предметной области.

Естественно, что применение и/или синтез неформальной аксиоматической теории (НАТ) вызывает определенные вопросы и трудности, которые необходимо решать и преодолевать.

В рамках настоящей работы остановимся на рассмотрении некоторых вопросов синтеза НАТ для произвольной, но четко очерченной предметной области.

Очевидно, что при выполнении такого рода исследований возможны различные взгляды, мнения и идеи. Кроме того, фронт такого рода исследований весьма широк и многогранен. Сузим этот фронт. А именно, сейчас остановимся на адаптации, некоторой переделке методов из работ [3, 4] предложенных первоначально для создания программ.

Из работ [3, 4] следует, что при создании программ рекомендуется опираться на следующие понятия:

- повторное использование;

- изменяемость;

- поэтапная разработка.

Кроме этого, в этих работах можно найти рассмотрение таких «сущностей», как:

- синтез «вширь»;

- многомерная структура программы и пр.

Творческая переработка указанных понятий, при соблюдении известных требований к математической строгости НАТ [8 и др.], позволяет получить первичный механизм синтеза НАТ для произвольной предметной области. О различных нюансах такой переработки мы расскажем в ходе нашего устного доклада, который, напомним, будет носить постановочный характер, так как круг нерешенных (и даже неосознанных) вопросов еще очень велик.

Работая над очерченным выше кругом задач, мы неизбежно сталкиваемся и с вопросами философии, методологии (как науки) и логики.

Философия указывает нам на целесообразность применения при решении наших задач теории функциональных систем [2, 6 и др.]. Для этого необходимо четко выделить в предметной области необходимые для этого понятия. Одно из главнейших понятий при этом – это так называемый системообразующий фактор.

По всей видимости, НАТ конкретной предметной области и теория функциональных систем внутренне взаимосвязаны: они образуют диалектическое единство, обеспечивающее развитие.

Говоря иными словами, развивая НАТ, мы получаем возможность сформулировать необходимые положения (прикладные) теории функциональных систем. И наоборот.

Методология как наука даёт нам так называемый деятельностный подход [5 и др.]. Его можно использовать при дальнейшем развитии наших взглядов и идей.

Логика же указывает нам (кроме того, что она и является основой доказательств в конкретной НАТ) на возможную альтернативу для аксиоматического метода – на генетический метод [1 и др.]. В перспективе мы обязательно рассмотрим целесообразность его применения в наших задачах.

Таким образом, в рамках настоящей работы, нами, в первую очередь, намечены пути дальнейших исследований. А во вторую очередь предложено применять идеи работ [3, 4] к более широкому кругу задач, выходящих за пределы создания программного обеспечения.

petrp214@yandex.ru

Литература

- Анисов А.М. Аксиоматические и генетические теории // Владимир Александрович Смирнов. Под ред. В.Л. Васюкова. / М.: Российская политическая энциклопедия (РОССПЭН), 2010. с. 155 – 201.
- 2. Анохин П.К. Принципиальные вопросы общей теории функциональных систем // Принципы системной организации функций. М.: Наука, 1973. с. 5 61.
- 3. Горбунов-Посадов М.М. Расширяемые программы. М.: Полиптих, 1999.
- 4. Горбунов-Посадов М.М. Безболезненное развитие программы // Робототехника, прогноз, программирование. Под ред. Г.Г. Малинецкого / М.: Издательство ЛКИ, 2008. с. 190 199.
- Данилова В.Л. Концепция знания в работах Г.П. Щедровицкого: на пути к новому синтезу // Георгий Петрович Щедровицкий. Под ред. П.Г. Щедровицкого и В.Л. Даниловой. / М.: Российская политическая энциклопедия (РОССПЭН), 2010. с. 261 – 318.
- 6. Илларионов С.В. Теория познания и философия науки. М.: «Российская политическая энциклопедия» (РОССПЭН), 2007.
- Побегайло П.А. К вопросу о совершенствовании методологии создания профессионально ориентированного программного обеспечения // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2010». Секция Физика. Подсекция Математики и информатики / МГУ имени М.В. Ломоносова. М., 2010.
- 8. Успенский В.А. Что такое аксиоматический метод? Ижевск: Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.

ГАРАНТИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ РЕАКТОРОМ НА ТЯЖЕЛОЙ ВОДЕ

Разуваева А.П.

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

В работе используется метод синтеза гарантированного управления нелинейным объектом, в качестве которого избран реактор на тяжелой воде [3]. Метод основан на представлении исходной системы в виде ее робастной модели с постоянными параметрами [1,2]. Для описания математической модели ядерного реактора на тяжелой воде используются упрощенные уравнения динамики реактора, полученные из уравнений нейтронной диффузии.

Применение уравнения Гамильтона-Якоби-Беллмана (HJBE) для синтеза управляющих воздействий для нелинейных систем наталкивается, как правило, на сложности аналитического и вычислительного порядков. С другой стороны, использование уравнения HJBE дает возможность исследовать системы, параметры которых зависят от состояния (SDC) [5,6]. Для квадратичных функционалов качества в задаче стабилизации это позволяет осуществить переход от скалярного уравнения в частных производных (HJBE) к матричному уравнению типа Риккати с параметрами, зависящими от состояния (SDRE). Следует отметить, что использование метода SDRE для решения HJBE наталкивается на проблему неоднозначного представления нелинейной системы в форме SDC [5]. Отметим что, аналитического решения SDRE в общем случае получить невозможно.

Задача управления заключается в построении воздействий, которые остановят работу реактора. В качестве управляющих воздействий являются уровни тяжелой воды в каждой зоне реактора.

Результаты моделирования:

График изменения концентрации ^{135}I в реакторе:





Как видно из графиков концентраций ^{135}Xe и ^{135}I , после остановки реактора, количество вещества ксенона продолжает расти продолжительное время, что в свою очередь не позволяет произвести запуск реактора сразу после его остановки вследствие того, что ^{135}Xe обладает большим сечением поглощения тепловых нейтронов и его высокая концентрация мешает работе реактора в нормальном режиме. После, концентрация обоих веществ убывает, что приводит к уменьшению мощности реактора до 0 примерно за 150 секунд, что примерно совпадает с результатами [4].

E-mail: <u>anechkar1@yandex.ru</u>

Литература

1. Афанасьев В.Н. Концепция гарантированного управления в задачах управления неопределенными объектами. Известия РАН. ТиСУ. №1, 2010.

2. Афанасьев В.Н. Управление нелинейными объектами с параметрами, зависящими от состояния Автоматика и телемеханика. (в печати). 2011.

3. G. Datatreya Reddy, Y. J. Park, B. Bandyopadhaya, A. P. Tiwari Discretetime output feedback sliding mode control of a large pressurized heavy water reactor. // 17th WC IFAC. Seoul, 2008.

4. Nifisah Khan Decentralized State-Space Controller Design of a Large PHWR, University of Ontario Institute of Technology, 2009.

5. Sakayanagi Y., Nakayama D., Shigeki N. et al. Clarification of Free

Parameters of State-dependent Coefficient Form: Effect on Solving State-dependent Riccati Inequality // 17th WC IFAC. Seoul, 2008. P. 182-187.

6. Van der Schaft A.J. L_2 -gain analysis of nonlinear systems and nonlinear state feedback

 H_{∞} control // IEEE. Trans. On Automatic Control. 1992. V.37. P. 770 – 784.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОЛЛОИДНОЙ СИСТЕМЕ ВБЛИЗИ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ПЕРЕХОДА

Чванова А.В.

Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия

Динамика неупорядоченных систем характеризуется различными нетривиальными особенностями. Так, например, до сих пор не существует единой теории, описывающей динамические процессы в стеклах и гелях, также как и не существует теории, объясняющей возникновение самой неупорядоченной (стекольной) фазы и характерных для нее аномальных особенностей в транспортных свойствах (аномальная сверхмедленная диффузия), вибрационных свойствах и релаксационной динамике (двухступенчатая релаксация, динамическая неоднородность). В настоящей работе предлагается теоретическая модель, развитая в рамках теории взаимодействующих мод, позволяющая точно описать особенности структурной релаксации в модельной коллоидной системе вблизи золь-гель перехода, взаимодействие между частицами которой осуществляется через парный сферический потенциал Дерягина-Ландау-Вервея-Овербэка (ДЛВО) [1]. В основе данной модели лежат предположения о том, что (i) среда является неоднородной и фрактальной, (ii) существуют выраженные характеристические временные масштабы релаксационной динамики. В результате была рассчитана пространственно-временная некогерентная функция рассеяния $F_s(k,t)$ при объемной плотности $\varphi = \pi \sigma^3 N/6L^3 = 0.13$ для области температур $T = 0.05 \div 0.3 \varepsilon/k_B$ и значений волнового числа $k=0.67\div10.14\sigma^{-1}$, где ε и σ – энергетический и пространственный параметры потенциала ДЛВО соответственно, *N* – число частиц в системе, *L* характеризует линейные размеры системы, k_B – постоянная Больцмана. В работе рассматривается кубическая ячейка объемом $V=L^3$, где длина ребра $L=35\sigma$. Полученные результаты были сравнены с данными компьютерного моделирования равновесной динамики частиц. Как оказалось,
предложенная теоретическая модель точно воспроизводит все особенности пространственно-временной некогерентной функции рассеяния $F_s(k,t)$ как для золь-фазы, так и для гель-фазы, где температура геляции $T_g=0.2\pm0.02\varepsilon/k_B$ [2].

E-mail: <u>chvanova_anastasiya@mail.ru</u>

Литература

1. Мокшин А.В., Забегаев С.О., Хуснутдинов Р.М. Динамическая неоднородность коллоидного раствора вблизи золь-гель-перехода // Физика Твердого Тела, 2011. Т. 53(3). С. 532-537.

2. Хуснутдинов Р.М., Мокшин А.В. Локальный структурный порядок и одночастичная динамика в металлическом стекле // Известия РАН, Сер. Физическая. 2010. Т. 74. №5 С. 691-694.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА, НАПОЛНЕННОГО МЕДЬЮ

Саросек С.И., Бачурина А.Ю.

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, г. Гродно, Республика Беларусь

Выполнено экспериментальное исследование теплопроводности композиционного материала на основе фторопласта с металлическим наполнителем. Экспериментальные данные сравниваются с расчетными.

Для выполнения экспериментов по определению коэффициента теплопроводности были изготовлены образцы по следующей технологии. Порошок фторопласта подвергают механическому воздействию с целью избавления от слипания частиц. После этого производится добавка медного порошка и перемешивание смеси методом "пьяной бочки". После достижения равномерного распределения наполнителя смесь прессуется в образцы цилиндрической формы с диаметром 20 мм. и высотой 70 мм. Полученный цилиндр спекается при температуре 380 °C. Готовые образцы обрабатывались до получения нужных размеров. Были проведены эксперименты по определению эффективного коэффициента теплопроводности фторопласта с медным наполнителем в диапазоне температур от 25 до 70 °C, и концентрациях наполнителя от 0 до 12 %. Результаты экспериментов в таблицы 1.

Таблица 1

		Номер образца			
		1	2	3	
Плотность, кг/м ³		2030	2173	2202	
Концентрация, %		0%	5%	12%	
Температура, °С	25	0.248	0.249	0.298	
	50	0.248	0.251	0.294	
	75	0.25	0.248	0.298	

На рисунке 1 представлены экспериментальные (1) данные и расчетные (2) данные, полученные методом релаксации.



Рис.1 Кривые зависимости эффективного коэффициент $\lambda_{э \varphi}$ теплопроводности от концентрации ρ наполнителя

Сравнение экспериментальных и расчетных данных показывает, что на эффективный коэффициент $\lambda_{3\phi}$ теплопроводности композиционной системы оказывает влияние большое число факторов. В частности, в случае большой разницы коэффициентов теплопроводности матрицы и наполнителя существенную роль играет распределение наполнителя в матрице при одной и той же концентрации наполнителя в матрице. Кроме того важную роль может иметь размерный фактор в случае мелко дисперсного наполнителя. Все это приводит в ряде случае к большой разнице результатов эксперимента и расчета. *E-mail: ¹s.sarosek @grsu.by*, ²*a.bachurina@grsu.by*

Литература

1. Никитин А.В. Теплопроводность композиционных систем // Лиопо В.А., Струк В.А., Никитин Д.А. / Сб. "Композиционные материалы в промышленности. УИЦ "Наука, техника, технология", Ялта, 2008, с. 86-92.

УЧЁТ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ПРОТЯЖЕННОЙ ОБЛАСТИ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОЛИЭТИЛЕНА

Сивцева В.В.

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К.Аммосова, Якутск, Россия

Согласно нормативным документам, сварку полиэтиленовых труб можно проводить при температурах OB от - 15 до + 45 °C. Сварку при температурах OB ниже регламентируемых рекомендуется проводить в конструкциях обеспечивающих соблюдение данного режима. Однако такая сварка связана с большими энергетическими непроизводительными затратами и длительными подготовительными работами, что недопустимо в аварийных ситуациях. Таким образом, актуальной проблемой является разработка методов и средств оперативной сварки полиэтиленовых труб в зимних условиях в регионах с холодным климатом, где температуры окружающего воздуха (OB) достигают значений ниже минус 15 °C. При низких температурах OB технологические режимы, обеспечивающие такую же динамику температурного поля, что и при допустимых температурах OB, определяются на основе математического моделирования теплового процесса сварки.

Динамика температурного поля при муфтовой сварке теоретически изучена недостаточно. Теоретические результаты расчетов динамики температур хорошо совпадают с экспериментальными данными только на этапе нагрева, на этапе охлаждения достоверных сопоставлений теоретических и экспериментальных данных в литературе не приводится, что свидетельствует о недостаточной изученности процесса остывания при муфтовой сварке, при котором происходит формирование сварного соединения. Для учета теплоты фазового перехода обычно используют классическую постановку задачи Стефана. В этой постановке предполагается, что фазовый переход происходит на четко выраженной границе раздела твердой и жидкой фаз. В полиэтилене не существует такой четко выраженной границы, фазовый переход происходит в интервале температур.

Задача с фазовым переходом в спектре температур решалась методом конечных разностей по тому же алгоритму что и классическая задача Стефана. Теоретическая зависимость температуры от времени, полученная с помощью изложенного способа учета теплоты фазового перехода, с удовлетворительной для практического использования точностью описывает экспериментальную кривую. Такие же результаты получены и для других экспериментальных данных, что свидетельствует об адекватности предлагаемой математической модели реальному тепловому процессу при муфтовой сварке полиэтиленовых труб. *E-mail: v01s12(@mail.ru*

МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОГО ПИКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Тухлиев З.К.

Объединенный Институт Ядерных Исследований, г. Дубна, Россия

В работе сформулирована модель термического пика [1] для описания температурных процессов в многослойной структуре высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) второго поколения – Ag/YBaCuO/Xacтеллой. Эта модель в настоящее время широко применяется для исследования воздействия тяжелых заряженных частиц на материалы, в том числе, с различными структурами [2]. Разработана численная схема для решения уравнений модели термического пика. Проведен анализ устойчивости и сходимости численной схемы. На основе проведенного численного эксперимента установлено, что при облучении структуры Ag/YBaCuO/Xacтеллой ионами 40 Ar⁸⁺ (с энергией 48 MэB), 84 Kr¹⁷⁺ (с энергией 112 MэB) и 132 Xe²⁷⁺(с энергией 167 МэВ) может происходить фазовый переход твердое тело-плавление для всех ионов во втором слое YBaCuO (рис. 1). На основе полученных результатов определены характерные размеры областей с локальными фазовыми переходами и проведено сравнение полученных расчетных результатов с имеющимися экспериментальными данными.



Рис.1. Профиль температуры решетки по глубине трехслойной структуры Ag(2мкм) /ВТСП (1мкм) /Хастеллой (слева) и радиальный профиль температуры слоя ВТСП (глубина z = 2.5 мкм) (справа) при облучении различными ионами (1 – ксенон (167 МэВ), 2 – криптон (112 МэВ), 3 – аргон (48 МэВ)) в момент времени $t = 10^{-13}$ с (штрихованной линией показана значение температуры в котором начинается выделение кислорода и изменяется свойства ВТСП слоя)

E-mail: zafar 23@mail.ru

- [1]. М.И.Каганов, И.М.Лифшиц, Л.В.Танатаров. Теория релаксационных изменений в металлах. Атомная Энергия, 1959, Т.6, с.391–402.
- [2]. Амирханов И.В., Дидык А.Ю., Музафаров Д.З. и др. Применение нелинейной модели термического пика для расчета температурных эффектов в двухслойных и многослойных структурах при облучении их ионами высоких энергий. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2009, №12, с.58-66.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ С ПОМОЩЬЮ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК ПЕРЕМЕННОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Фундаев С.В., Журавлев В.М.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

Фазированная антенная решетка это набор приемников некоторого сигнала (температура и давление воздуха, плотность потока заряженных частиц, электромагнитное излучение и т.п.), расположенных на некоторых известных расстояниях друга от друга и позволяющих определять фазу волны в каждый момент времени (для этого частота измерений должна превышать частоту изучаемого сигнала).

Фазированная антенная решетка позволяет не только восстанавливать спектр излучения, но и определять направление распространения каждой отдельной моды. Это оказывается возможным благодаря двум обстоятельствам:

- 1. Конфигурация решетки заранее известна, т.е. известны расстояния между ее узлами (базисы).
- 2. Поскольку каждый узел решетки позволяет определить фазу волны, становится возможным определение сдвига фаз между отдельными узлами.

Сопоставление сдвига фаз между узлами антенной решетки с их базисами и приводит к восстановлению волнового вектора $\vec{k}(\omega)$ для моды с частотой ω с помощью следующей системы уравнений:

$\Delta \varphi_{ij} = k \Delta r_{ij}, i, j = 1...M$, где M – число узлов решетки.

Фазированные антенные решетки нашли широкое практическое применение. В частности, астрономы используют их для точной локализации источников излучения в радиодиапазоне. Эта же технология используется и в радиолокации. В этом случае радар представляет собой набор независимых приемников, регистрирующих отраженный электромагнитный импульс в узком диапазоне частот с высоким временным разрешением. Его использование позволяет существенно повысить точность определения положения цели.

Расположение узлов решетки на искусственных спутниках Земли является перспективной задачей. Такая антенная решетка будет обладать следующими преимуществами перед решеткой, расположенной на Земле:

- 1. Существенно возрастают базисные расстояния;
- 2. Возрастает время наблюдения источника излучения, а при использовании специальных орбит оно может оказаться неограниченным.
- 3. Возможность использования уже имеющихся данных, накопленных за время полета различных ИСЗ.

Однако использование ИСЗ в качестве узлов антенной решетки приведет тому, что ее конфигурация окажется переменной: базисные расстояния теперь не являются постоянными, а представляют собой функции времени. Последнее обстоятельство не позволяет в явном виде использовать математические соотношения, применяемые для фазированных антенных решеток, конфигурация которых неизменна. Требуется разработать новый «инструмент» для обработки данных, получаемых с антенных решеток переменной конфигурации.

В настоящей работе демонстрируется метод, позволяющий проводить математическую обработку измерений, полученных с помощью фазированной антенной решетки переменной конфигурации. Представлены результаты моделирования такой решетки и исходных данных с последующей их обработкой для валидации данного метода.

E-mail: fundaevs@gmail.com, zhvictorm@gmail.com

Литература:

- 1. Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990.
- 2. Дж. Бендат, А. Пирсол. Применения корреляционного и спектрального анализа. - М.: Мир, 1983.

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА АМОРФНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА NI₃₃ZR₆₇

Хадеев И.И.

Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия

Выполнены молекулярно-динамические исследования аморфного металлического сплава Ni₃₃Zr₆₇ при температуре T=300K. На основе анализа спектра продольного потока в области значений волновых чисел 7 nm⁻¹ <k<20 nm⁻¹ обнаружены низкочастотные акустико-подобные возбуждения. Природа этих низкочастотных колебательных возбуждений обсуждаются. Результаты моделирования для спектров динамического структурного фактора сравниваются с экспериментальными данными по неупругому рассеянию рентгеновских лучей.

Введение

Динамические релаксационные процессы в неупорядоченных конденсированных средах тесно связаны с деталями межчастичного взаимодействия. Несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования природа этих процессов остается не выясненной до сих пор. Знание потенциалов межчастичного взаимодействия позволило бы точно установить механизмы таких динамических процессов как высокочастотная релаксация в жидкостях и стеклах, природу положительной дисперсии скорости звука вне гидродинамической области на микроскопическом уровне. Однако получение точных и реалистичных потенциалов составляет известную проблему. Установлено, что аналитические выражения для потенциалов межчастичного взаимодействия содержат большое количество различных величин, которые необходимы для адекватного и реалистичного описания веществ, при различных условиях (геометриях, структурах, термодинамических фазах). Такие потенциалы состоят из большого количества функций сложным образом связанных между собой.

Результаты

Исследуемая система состояла из *N*=10976 частиц, расположенных в кубической ячейке с периодическими граничными условиями. Взаимодействие частиц осуществлялось с помощью межчастичного потенциала Стиллинджера-Вебера [1]:

$$U_{ij}(r) = A\left[\frac{1}{(\alpha r - a_1)^n} - 1\right] \exp\left(\frac{1}{\alpha r - a_2}\right).$$

Основной целью работы было исследование структурных и динамических свойств аморфного металлического сплава $Ni_{33}Zr_{67}$. Структурный анализ был осуществлён на основе расчёта парциальной функции распределения частиц в системе. С помощью параметра Вендта-Абрахама найдена критическая температура стеклования ($T_c \approx 1250$ K). Расчёт полного статического структурного фактора S(k), был выполнен на основе метода Бхатиа-Торнтона [2].

Исследование динамических свойств системы выполнялось на основе расчёта корреляционных функций и динамического структурного фактора. На основе анализа спектра динамического структурного фактора и продольного потока установлено, что в области низких частот, при значениях волновых чисел 7 nm⁻¹<k<20 nm⁻¹ наблюдаются акустико-подобные возбуждения. Выполнен анализ дисперсии и температурной зависимости низкочастотной колебательной моды. Найденные спектры динамического структурного фактора аморфного металлического сплава Ni₃₃Zr₆₇ при температуре T=300K сравниваются с экспериментальными данными по неупругому рассеянию рентгеновских лучей [3].

E-mail: khadeev.ilgiz@mail.ru

Литература

- 1. Hausleitner C., Hafner J. Microscopic approach to the structure of transition-metal glasses // Phys. Rev. B 42, 5863 (1990).
- Bhatia A. B., Thornton D. E. Structural aspects of the electrical resistivity of binary alloys // Phys. Rev. B 2, 3004 (1970).
- 3. Scopigno T., Suck J.-B., Angelini R., Albergamo F. and Ruocco G. High-Frequency Dynamics in Metallic Glasses // Phys. Rev. PRL **96**, 135501 (2006).

ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПОЯВЛЕНИЯ ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ВОЗНИКАЮЩИХ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ

Хмеленко Д.Ю.

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», Дергачи, Украина

В современном мире большинство процессов имеет нелинейный характер. И зачастую закономерности протекания процессов различной физической природы оказываются сходными.

В данной работе была экспериментально исследована электрическая цепь, изображенная на рисунке 1. Она была рассмотрена в 1981 г. П. Линсеем из Массачусетского технологического университета [1]. Позже, в статье Дугласа Смита [2] были изложены результаты исследования данной цепи. При определенных значениях входного напряжения на выходе цепи появлялись хаотические колебания. Однако механизмы появления хаотических колебаний не были рассмотрены. Поэтому целью данного исследования было построение математической модели такой электрической цепи и выяснение механизмов возникновения хаотических колебаний, повторное проведение эксперимента и сравнение полученных результатов.









Рисунок 2. Схема с замещением диода исследуемой цепи

Рисунок 3. Результат экспериента Генератор функций

.

Объект исследования – это нелинейная электрическая цепь, состоящая из резистора R, катушки индуктивности L и диода, элементы соедициные последовательно. Сопротивление резистора R для выполнения эксперимента составляет 200 Ом. Катушка L имеет индуктивность 100 мкГн. Нелинейный элемент цепи – диод. На вход цепи подключен генератор функций. Результат фиксируется с помощью осциллографа, который подключен параллельно катушке индуктивности и диоду. На рисунке 3 изображен график, полученный в следствии эксперимента при амплитуде 5 В и частоте 250 кГц входного напряжения.

Так как диод сложный нелинейный элемент, то на рисунке 2 представлена схема его замещения переменным сопротивлением и переменной емкостью, соединенными параллельно.

На основании правил Кирхгофа, записанных для схемы, приведенной на рисунке 2, было получено следующее уравнение:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} + \frac{1}{CR_D}\right)\frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC}\left(\frac{R}{R_D} + 1\right)q = \frac{1}{L}\varepsilon_0\sin\omega t \quad (1) \quad , \text{ где}$$

 R_D - динамическое сопротивление диода

С - переменная емкость диода

 $\varepsilon_0 \sin \omega t$ - зависимость ЭДС от времени, начальная фаза $\varphi_0 = 0$

q - заряд конденсатора на обкладках

Динамическое сопротивление R_D – это отношение малых приращений напряжения и тока в рабочей точке $(\frac{dU}{dI})$ (производная). На основании ВАХ из документации диода была выполнена аппроксимация в пакете Microsoft Excel и получен полином, пред-

да оыла выполнена аппроксимация в пакете містозоп Ехсег и получен полином, представляющий зависимость напряжения на диоде от проходящего через него тока. Также была аппроксимирована емкость диода *C* от входного напряжения.

Для численного моделирования возникновения колебаний решалось дифференциальное уравнение (1) методом Эйлера. Начальные значения t=0, q=0, I=0. dt – шаг по времени, который может варьироваться, выбирается из условий моделирования.

Полученное значение заряда *q* можно использовать для дальнейшего расчета выходного напряжения. Формула расчета имеет следующий вид.

$$U_{\hat{a}\hat{u}\hat{o}} = \frac{q}{C} + L\frac{dI}{dt} = \frac{q}{C} + L\left(\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{CR_D}\frac{dq}{dt}\right)$$

На основании приведенного алгоритма было разработано приложение для моделирования и были сопоставлены полученные результаты с экспериментальными. *e-mail: khmelenko dmitriy@ukr.net*

151

Литература

- 1. Смит Д. Генерирование хаоса в домашних условиях // Журнал «В мире науки». 1992. No. 3. C. 80-83.
- 2. Phys. Rev. Lett. 47, 1349 (1981): Period Doubling and Chaotic Behavior in a Driven Anharmonic Oscillator: <u>http://prl.aps.org/abstract/PRL/v47/i19/p1349_1</u>

Слова благодарности

Автор выражает благодарность И.В. Синельник за научное руководство.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПРИБОРОВ ЯДЕРНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ В ALTIUM DESIGNER

Шмелёв И.А.

Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

Для проектирования приборов ядерной электроники была рассмотрена и изучена программа Altium Designer. В ней были спроектированы такие приборы как: сцинтилляционный детектор и счетчик Гейгера. В процессе проектирования приборов были созданы библиотеки компонент. Для сцинтилляционного детектора были спроектированы такие компоненты как: фотоэлектронный умножитель ФЭУ – 85, транзисторы – КПЗ03Г и КП103Е, диоды 2Ц111А-1, КД102А и КС175Ц. Для счетчика Гейгера был спроектирован компонент – оптрон 4N35. Не соответствие компонентов связано с тем, что программа рассчитана на создание печатных плат по европейскому стандарту, а схемы, которые использовались при проектировании, были даны в старых обозначениях. Поэтому схемы перед проектированием прорабатывались, то есть для одних компонент находились зарубежные аналоги, а для других создавались библиотеки данных.

В дальнейшем к проектируемым приборам планируется применить аналогоцифровое моделирование, которое обеспечит:

- расчет режима работы схемы по постоянному току;
- анализ переходных процессов и спектральный анализ;
- частотный анализ;
- расчет спектральной плотности внутреннего шума;
- анализ влияния изменения температуры на работу схемы;
- анализ влияния изменения параметров элементов на работу схемы;
- статистический анализ выходных электрических параметров схемы.

При моделировании аналоговых устройств используются алгоритмы SPICE 3f5. При моделировании цифровых устройств используется алгоритм XSPICE.

Также в возможности программы Altium Designer входит FPGA (Field Programmable Gate Array) или ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема) – проектирование. В Altium Designer имеется две возможности моделирования, во-первых, это собственный инструментарий, позволяющий промоделировать схему или исходную программу на языке VHDL, еще до выбора конечного устройства, во-вторых, для моделирования, а также для последующего синтеза и формирования конечного кода прошивки ПЛИС могут быть использованы программы поставщиков ПЛИС (Altera, Atmel, Actel, Xilinx), с учетом выбранной микросхемы. Во втором случае для результатов моделирования используется плата отладки NanoBoard.

E-mail: bjik.1988@mail.ru

Литература

1. Сабунин А.Е. «Altium Designer. Новые решения в проектировании электронных устройств». Москва. Издательство СОЛОН-ПРЕСС, 2009. 432 с.

2. В.Ю. Суходольский «Сквозное проектирование функциональных узлов РЭС на печатных платах в САПР Altium Designer 6». Учебное пособие. Часть І. Санкт – Петербург. Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2008. 152 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОСФЕРНЫХ ТОКОВ ЗЕМЛИ

Черемных А.В.

Филиал Ульяновского государственный университета, Димитровград, Россия

К основным источникам магнитосферного поля относят: внутриземные токи; поверхностные токи на магнитопаузе, экранирующее поле внутренних источников; токи в нейтральном слое хвоста магнитосферы и замыкающие их токи на поверхности хвоста магнитосферы; кольцевой ток и продольные токи, образующие трехмерные токовые системы вместе с замыкающими их токами в ионосфере и магнитосфере. Также на магнитосферное поле влияет проникающее внутрь межпланетное магнитное поле.

Необходимо отметить существенное различие между задачей моделирования поля внутриземных источников и задачей для магнитосферных источников поля. Это связано прежде всего с тем, что поле внутриземных токов можно считать постоянным с точностью до вековых вариаций, в отличие от поля магнитосферных источников, которое непосредственно связано с меняющимися гелиогеографическими условиями.

Регулярное магнитное поле в магнитосфере Земли может быть представлено в виде суммы [1]:

$$\vec{B} = \vec{B}_{\rm int} + \vec{B}_{CF} + \vec{B}_t + \vec{B}_r + \vec{B}_{fac},$$

где \vec{B}_{int} - магнитное поле внутриземных источников, \vec{B}_{CF} - магнитное поле токов Чепмена-Ферраро на магнитопаузе, \vec{B}_t - поле токов магнитосферного хвоста, \vec{B}_r - поле кольцевого тока, \vec{B}_{fac} - поле продольных токов.

Динамические модели магнитосферных источников должны учитывать меняющееся гелиогеографичские координаты. К таким моделям относят модель T01 Цыганенко (учитывает изменение солнечного ветра) и последующие; параболоидную модель A2000 Алексеева (учитывает тонкие токи на магнитопаузе и хвостовые токи). В этих моделях каждый источник магнитного поля зависит от собственного набора параметров, который определяет его уникальную динамику в меняющихся условиях геомагнитной активности [2].

Литература

1. Модель космоса: научно-информационное издание: в 2 т. / Под ред. М.И.Панасюка, Л.С.Новикова. – Т.1: Физические условия в космическом пространстве. – М.: КДУ, 2007. – 872 с.

2. Плазменная гелиогеофизика. В 2 т. Т.1 / Под ред. Л.М.Зеленого, И.С.Веселовского. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 672 с. *aldw@mail.ru*

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции проф. Пирогов Юрий Андреевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛ АЛЬБУМИНА С НАНОЧАСТИЦАМИ КРЕМНИЯ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ МЕТОДАМИ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА И ИК-СПЕКТРОСКОПИИ

Аненкова К.А, Тамаров К.П.

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

В современной медицине активно ведутся работы по исследованию свойств различных типов наночастиц для дальнейшего их применения при диагностике и лечении заболеваний. Использование кремниевых наночастиц для этих целей имеет существенные преимущества, обусловленные свойствами их биосовместимости и биодеградации [1,2]. В то же время было установлено, что наночастицы кремния могут быть использованы в качестве фотосенсибилизаторов синглетного кислорода и соносенсибилизаторов ультразвука [2], что открывает возможность их использования для терапии онкологических заболеваний. В настоящее время особое внимание уделяется вопросам адресной, локальной доставки наночастиц к пораженным клеткам, при этом в большинстве случаев используется доставка наночастиц через кровеносную систему. Поэтому очень важно исследовать взаимодействие наночастиц кремния с основными белками сыворотки крови, особенно с альбумином, одной из основных фукнций которого является транспорт веществ.

Исследование взаимодействия кремниевых наночастиц и альбумина проводилось с помощью методов динамического рассеяния света (фотонно-корреляционный спектрометр "Fotocor") и ИК-спектроскопии (ИК-спектрометр Bruker IFS 66v/S). Сравнивая значения параметров светорассеяния для систем вода + частицы кремния + белок, вода + кремний, вода + белок и сопоставляя ИК-спектры их высушенных пленок можно судить о наличии или отсутствии агрегатов – нанокластеров, которые могут образоваться в результате взаимодействия макромолекул альбумина и наночастиц кремния [3-5].

Методом динамического рассеяния света были получены зависимости коэффициента трансляционной диффузии D_t при значениях pH от 3 до 9 с шагом в 0.5 для систем $H_2O+5CA+nc-pSi$, H_2O+5CA и $H_2O+nc-pSi$. Сравнительный анализ распределений $D_t(pH)$ для всех трех случаев не выявил присутствия компонента, который мог бы указывать на наличие взаимодействия.

На рисунке 1 представлены спектры ИК-пропускания высушенных водных растворов nc-pSi (1), БСА (2) и БСА+nc-pSi (3). На спектре nc-pSi присутствуют полосы поглощения Si-H и Si-O колебаний на частотах около 2266см⁻¹ и 1064см⁻¹, что свидетельствует о кислородно-водородном покрытии поверхности кремниевых наночастиц. В спектре чистого БСА нет четко выраженных линий поглощения в представленном диапазоне частот. Однако, в спектре БСА+nc-pSi становятся заметны линии поглощения, обусловленные поглощением на C=O колебаниях на частотах 1644см⁻¹, C-H (2864см⁻¹), C-H₃ (2954см⁻¹), N-H (3297см⁻¹), что можно связать с адсорбцией молекул альбумина на поверхность кремниевых наночастиц.

Согласно данным [5], взаимодействие nc-pSi и БСА можно определить по характерным сдвигам полос поглощения указанных выше связей в БСА в коротковолновую область. Отметим, что при сравнении литературных данных по линиям поглощения в БСА и данными рис.1, кр.3 сдвига в коротковолновую область (плеча 1635 для валентных C=O колебаний) не наблюдалось. На отсутствие взаимодействия nc-pSi и БСА также может указывать то, что

полосы поглощения на частотах 3750см⁻¹ и 3640см⁻¹, соответствующие поверхностным ОНгруппам в спектре nc-pSi, сохраняются для пленки БСА+nc-pSi. Согласно данным [5] при взаимодействии nc-pSi и БСА эти полосы должны исчезать из спектра, вследствие участия ОН-групп в водородной связи с поверхностью макромолекул альбумина.

На основании полученных результатов можно сделать вывод об отсутствии взаимодействия между наночастицами кремния и молекулами белка альбумина в их водном растворе, что, по-видимому, обусловлено одинаковым значением заряда их поверхностей. Измеренные значения ζ -потенциалов nc-pSi и БСА в нейтральной среде, равны -29.8 мВ и – 24.2 мВ , соответственно. Для связывания nc-pSi и альбумина необходимо, по видимому, модифицировать поверхность кремниевых наночастиц с целью изменения их поверхностного заряда. В заключении отметим, что обнаруженный факт отсутствия взаимодействия кремниевых наночастиц с макромолекулами белка альбумина в их водном растворе может быть основополагающим для их использования в биомедицинских целях.



Рис.1 Спектры ИК-пропускания высушенных водных растворов nc-pSi (кривая 1), БСА (кривая 2) и БСА+nc-pSi (кривая 3).

Авторы выражают благодарность своим научным руководителям д.ф.м.н. профессору Галине Петровне Петровой, к.ф.м.н. И.А.Сергеевой, К.В.Федоровой, к.ф.м.н. Л.А.Осминкиной, а также д.ф.м.н. профессору В.Ю.Тимошенко за плодотворные дискуссии и помощь в работе.

E-mail:ksushik 1989@mail.ru

Литература

1. <u>Л.А. Осминкина, Е.Н. Лукьянова, М.Б. Гонгальский, А.А. Кудрявцев, А.Х. Гайдарова,</u> <u>Р.А. Полтавцева, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.Т. Сухих</u> "Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток" // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 2011, том 151, №1, стр. 91-96.

2. Тимошенко В.Ю., Кудрявцев А.А., Осминкина Л.А., Воронцов А.С., Рябчиков Ю.В., Белогорохов И.А., Ковалев Д., Кашкаров П.К. "Кремниевые нанокристаллы как фотосенсибилизаторы ативного кислорода для биомедицинских применений"К// Письма ЖЭТФ, 2006, т.83, № 9, с. 492-495.

3. *Петрова Г.П., Петрусевич Ю.М.* "Сильные электростатические взаимодействия заряженных биополимеров в водных растворах"// Биомедицинская радиоэлектроника, 2000г., №3.

4. *Камминс Г., Пайк Э.* "Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов"// М., Книжный дом "Университет", 2002

5. *Ю.И.Тарасевич* "Взаимодействие глобулярных белков с поверхностью кремнеземов"// Теоретическая и экспериментальная химия 2001 Т.37. №2. С.95-99.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ФАЦИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КЛИНОВИДНОЙ ДЕГИДРАТАЦИИ

**Астахов О.В.

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

В работе предлагается новый метод количественного анализа структур биологических жидкостей полученных методом клиновидной дегидратации [1], который заключается в высушивании капли биологической жидкости в строго определённых условиях. В ходе испарения воды из капли биологической жидкости, происходит процесс оседания и кристаллизации её белковых и солевых компонент. После окончания данного процесса на предметном стекле образуется сложная структура, представляющая собой растрескавшуюся белковую плёнку с вкраплениями из кристаллизовавшихся соле-

вых компонент. Данная структура называется фацией (рис.1).

Как было установлено [2], изменения в структуре фации могут свидетельствовать о наличии или развитии той или иной патологии. На сегодняшний день анализ фаций осуществляется медицинским работником, как правило, визуально с помощью микроскопа, что обуславливает значительный фактор субъективизма. По этой причине, актуальной и интересной научной задачей является разработка автоматизированных методов количественной оценки структур фаций биологических жидкостей.

На данный момент существует ряд математических методов, направленных на количественный анализ сложных структур. Подобные методы в первую очередь развивались в областях физики, изучающих явления самоорганизации и детерминированного хаоса. В данных областях параллельно разрабатывались как методы количественной оценки сложности поведения во времени (например, классический спектральный анализ, вычисление ляпуновских экспонент), так и методы, характеризующие сложность образующихся структур в терминах геометрии (топологии) объектов в фазовом пространстве. К таким методам можно

отнести различные способы оценки фрактальной размерности, включая мультифрактальный анализ.

Следует отметить, что в условиях реального приложения к анализу данных, характеризующих состояние или динамику объектов медико-биологического происхождения, упомянутые выше методы далеко не всегда оказываются наиболее адекватными, в силу того, что они, как правило оперируют идеализированными представлениями об исследуемой системе: отсутствие шумов, наличие фрактальной (не квазифрактальной) структуры и т.д.. В то же время, весьма простые феноменологические методы, на самом простом уровне «ухватывающие» различия между структурой объектов или временных рядов порой оказываются более эффективны в плане их диагностического применения.

В данной работе с указанных выше позиций анализируется проблема количественной характеристики структур, наблюдаемых в изображениях фаций. А именно, проводится сопоставление чувствительности математических методов, характеризующих степень сложности структур с относительно простыми феноменологическими способами оценки различных параметров оцифрованного изображения фаций. Для решения





Рис.1 Примеры фаций а) слюны, b) липополисахарида с добавлением плазмы крови

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

данной задачи необходимо использование некоего модельного представления объектов с геометрической структурой, изменяемой (и измеряемой) сложности. В этих целях нами используется изображения двумерной плотности вероятности, рассчитанной для фазовых проекций регулярных и хаотических аттракторов генератора с инерционной нелинейностью Анищенко-Астахова [3].

В набор анализируемых изображений реальных фаций входили 46 фаций липополисахарида с добавлением плазмы крови, 18 фаций слюны и 32 фации фотосенсобилизатора.

В рамках сформулированной выше задачи проведено сопоставление различных методов количественного описания структуры, таких как фрактальная размерность,

$$D = \frac{\log N(\varepsilon_{i+1}) / N(\varepsilon_i)}{\log \varepsilon_i / \varepsilon_{i+1}},$$

где *є* – длина боковой грани элемента покрытия; коэффициент неоднородности структуры, вычисляемый по формуле энтропии Шеннона,

$$K = (1 - \frac{1 - E}{E_{\max}}) * 100 \,,$$

где *E* – величина, отражающая неравномерность распределения яркости по полю фрагмента; параметров, характеризующих структуру при переводе изображения в чёрнобелое представление, а также специально разработанных характеристик, чувствительных к радиальной и циркулярной составляющим изображения.

Полученные результаты (рис. 2) позволяют сопоставить степень чувствительно-



Рис.2 Примеры полученных результатов. График, иллюстрирующий положение фаций липополисахарида с добавление плазмы крови (круги) и фаций фотосенсобилизаторов (треугольники) а) на плоскости параметров радиальности и циркулярности b) на плоскости параметров сумма радиальности и циркулярности, фрактальная (корреляционная) размерность

сти различных характеристик к изменению структуры изображения и, в перспективе, могут использоваться для разработки диагностических методик и автоматизированной системы анализа фаций биологических жидкостей.

E-mail: <u>AstakhovOV@gmail.com</u>

Литература

- 1. В.Н. Шабалин, С.Н. Шатохина. Морфология биологических жидкостей человека. М.: Хризостом, 2001.
- 2. V.N. Shabalin, S.N. Shatokhina. Diagnostics markers in the structures of human biological liquids // Singapore Med J, 2007, 48(5), p. 440-446.
- 3. В.С. Анищенко. Сложные колебания в простых системах. Издательство «Наука», Москва, 1990.

Автор выражает признательность своему научному руководителю Постнову Д.Э. за постановку научной задачи и помощь в подготовке работы.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МНОГОЭЛЕКТРОДНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ В КАЧЕСТВЕ МОНИТОРА ПОЛОЖЕНИЯ ЦЕНТРА ТЯЖЕСТИ ПРОТОННОГО ПУЧКА

Бурый В.Е., Кравченко П.П.

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

Для лечения онкологических заболеваний все чаще применяется метод протоннолучевой терапии. При планировании облучения стараются добиться наилучшей конформности, т.е. ситуации, при которой облучаемая мишень максимально точно охваче-

на высокой объемной изодозой (90-95%); доза в мишени равномерна (от плюс 7% до минус 5%); градиенты дозы на краях мишени высоки. Уменьшение лучевой нагрузки на здоровые ткани приводит к смягчению постлучевых осложнений и соответственно к увеличению 5-ти и 10-ти летней выживаемости больных [1].

Контроль положения и формы пучка является важной задачей в протонно-лучевой терапии, он необходим для обеспечения гарантии качества облучения. Данная работа посвящена исследованию свойств и формы медицинского терапевтического протонного пучка ИТЕФ с помощью мно-гоэлектродной ионизационной камеры (ИК) (рис. 1).



Рис.1 Многоэлектродная ионизационная камера

Для проверки возможности использования ИК в качест-

ве монитора центра тяжести пучка и для выявления особенностей ее работы в ИТЭФ проведен эксперимент на медицинском пучке. ИК, находящуюся под напряжением 800 В, устанавливают на оси пучка синхротрона за свинцовым рассеивателем. Затем камера перемещается на расстояние 5 мм за каждый шаг в направлении, перпендикулярном оси пучка. При каждом фиксированном положении ИК проводятся серии измерений

сигнала с каждого из электродов для набора статистики. Произведена нормировка данных: за 100% была принята сумма зарегистрированных событий на всех восьми электродах за один акт регистрации. Полученные нормированные данные по всем актам регистрации впоследствии подвергались статистической обработке. График зависимости количества отсчетов (в процентах от общего числа отсчетов) для каждого электрода от сдвига ИК (в миллиметрах) приведен на рис. 2.

В настоящей работе выполнено математическое моделирование изучаемых процессов. Моделируемый пучок, имеющий пространственное распределение по Гауссу, имеет следующие хаЭлектроды Электроды Электроды

Рис.2 Графики, построенные по экспериментальным данным

рактеристики (задаваемые пользователем): положение центра, высота и ширина пучка (в миллиметрах), число частиц.

Полученные в ходе моделирования данные отнормированны и усреднены аналогичным способом. Соответствующий график представлен на рис. 3.

Кривые на теоретическом графике монотонны и не имеют точек пересечения. В то же время кривые на экспериментальном графике также монотонные, но менее гладкие.



Рис.3 Графики, построенные по результатам математического моделирования

Полученные данные свидетельствуют о возможности использования многоэлектродных ИК в качестве монитора положения центра тяжести протонного пучка большой интенсивности, однако требуются дополнительные исследования погрешности данного метода с целью выявления его пригодности для высокопрецизионных измерений.

E-mail: <u>v.buryy@gmail.com</u>, <u>pp.kravchenko@gmail.com</u>

Литература

1. Хорошков В.С. Введение в технику протонной лучевой терапии. М.: Издат. отдел УНЦ ДО. 2001

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ КАЧЕСТВА ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ЛЕЧЕНИЯ ВНУТРИГЛАЗНЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ

Владимирова О.М.

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

Сложность облучения внутриглазных новообразований появляется в связи с подвижностью глаза, малыми размерами облучаемых структур и невозможностью позиционирования мишени без вживляемых в глаз скрепок [1].

Данные о положении каждой скрепки (азимутальный угол, расстояние до лимба, расстояние между скрепками, меридианы скрепок) и другие необходимые данные о пациенте (длина и радиус глаза, радиус лимба) врач-радиолог предоставляет для дозно-анатомического планирования пациента.

В данной работе рассмотрены программы, позволяющие повысить точность планирования протонного облучения.

Рис.1 Схема глаза [1]

Первая программа позволяет рассчитать декартовы координаты каждой скрепки по заданным сферическим координатам, полученным от врача-радиолога. Вторая программа учитывает, что глаз, вообще говоря, не сфера, а эллипсоид (рис.2). Третья программа посвящена определению центра глаза (рис.3). Четвертая – определению центра мишени (рис.4).







Рис.2 Глаз – эллипсоид

Рис.3 Центр глаза

Рис.4 Центр мишени

На основании полученных данных составляется предварительный план облучения. Соответственно, чем точнее составлен предварительный план, тем меньшее число симуляций понадобится перед облучением пациента.

E-mail: kadencia17@gmail.com

Литература

1. I.N.Kancheli et al., Specified method of planning of proton treatment of intraocular neoplasms.

МАГНИТОРЕЗОНАНСНАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ

Волков А.А., Какагельдыев С.К.

Центр магнитной томографии и спектроскопии МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Лазерная гипертермия является мощным инструментом для лечения онкологических заболеваний и контроля процедур по термической абляции. Высокотемпературное воздействие на поверхность новообразования позволяет уменьшить риск метастазирования при обширных полостных операциях. Изменение параметров ткани при таком воздействии предоставляет информацию о состоянии объекта, позволяющую выработать стратегию лечения. Основная проблема метода лазерной гипертермии заключается в точности контроля температуры и границ зоны нагрева. Обычно контроль осуществляется термочувствительными зондами или поверхностными радиационночувствительными датчиками. Актуальной остается внутреннего бесконтактного контроля температуры.

Современным инструментом изучения состояния ткани является магнитнорезонансная томография (МРТ). За последние 10 лет был предложен целый ряд методик совместного использования лазерной гипертермии и метода магнитно-резонансной томографии. Цель таких исследований – разработка способов контроля локализации термического воздействия и максимально точная регистрация профиля температурного поля в оперируемых тканях.

В настоящей работе метод магнитно-резонансной термометрии был применен при исследовании температурного воздействия на ткань лазерного излучения. В эксперименте изучалось 3D распределение температурного поля в ткани в режиме реального времени с визуализацией температурного поля и оценкой точности измерения температуры в зоне нагрева. В качестве исследуемого объекта использовались модельные фантомы, имитирующие свойства реальных тканей (сырой и каугулированный белки, жир и вода). Нагрев осуществлялся медицинским YAG-лазером с длиной волны 1.07 мкм и мощностью 10 Вт. Томографические данные регистрировались на биоспектральном томографе Bruker Biospec 30/70 с напряженностью магнитного поля 7 Тл. Для регистрации температуры применялся метод, основанный на изменении спин-решеточного времени релаксации T₁ в зависимости от температуры. При этом велось постоянное сравнение результатов МРТ-измерений с термическими данными, регистрируемыми стандартным методом с помощью пиродатчика.

В докладе сообщается о результатах выполненных измерений, анализируется соответствие поведения температурного поля с теоретической моделью, оценивается перспективность применения метода в медицинской практике. Планируется развитие подобных экспериментов в направлении использования малых лабораторных животных с привитым раком молочной железы, лейкемией и карциномой Льюис. Предполагается введение в зону опухоли железосодержащих нанопрепаратов, являющихся одновременно и контрастными веществами и агентами терапевтического воздействия. Автор благодарен своим научным руководителями доценту В. Н. Никифорову и профессору Ю. А. Пирогову.

E-mail: <u>resetna@mail.ru</u>

ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕДЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА В МОДЕЛЬНЫХ РАСТВОРАХ СЫВОРОТКИ КРОВИ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Гибизова В.В., Сергеева И.А.

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

В современной медицине уделяется все большее внимание развитию нанотехнологий. Довольно перспективным объектом исследования стали золотые наночастицы с плазмонным резонансом (ПР) из-за возможности настройки спектрального положения и амплитуды ПР и способности перевода энергии поглощенного света в тепловую [1]. Благодаря этому, их можно эффективно использовать в качестве меток для визуализации раковых клеток, а также для лечения онкологических заболеваний.

Наиболее распространенный способ адресной доставки наночастиц к пораженным клеткам - транспорт посредством кровеносной системы. Золотые наночастицы отличаются своей биосовместимостью и малой токсичностью [2], однако представляется актуальным более детальное изучение механизма их взаимодействия с основными компонентами сыворотки крови [3].

<u>В данной работе</u> проводилось исследование поведения смеси белков альбумина и гамма-глобулина при их различных массовых соотношениях с добавлением наночастиц золота:

а) нормальное соотношение белков в сыворотке «здоровой» крови;

б) соотношение белков в сыворотке «нездоровой» крови;

в) зона риска.

	альбумин,	гамма-глобулин,
	МΓ.	МΓ.
a)	5,5	1,6
б)	1,6	5,5
B)	3,5	3,5

Для всех трех случаев методом динамического рассеяния света были получены концентрационные зависимости коэффициента трансляционной диффузии и гидродинамического радиуса. Этот метод основан на исследовании корреляционной функции флуктуаций интенсивности рассеянного света, обусловленных броуновским движением составляющих раствора [4].

На основе полученных результатов могут быть сделаны следующие выводы:

1) отсутствует взаимодействие между альбумином и наночастицами золота,

2) возможно имеется взаимодействие между исследуемыми частицами с гаммаглобулином и наблюдается сорбция гамма-глобулина на наночастицах золота.

E-mail: gibizova@physics.ru

Литература:

1) Богатырев В.А., Дыкман Л.А., Хлебцов Н.Г., Методы синтеза наночастиц с плазмоным резонансом, Саратов, 2009.

2)_Верюгин Б.В., Лукаш С.В., Деев С.М. Направленная доставка наночастиц золота к клеткам аденокарциномы яичника человека; XXI Зимняя молодёжная научная школа

"Перспективные направления физико-химической биологии и биотехнологии", Москва, 9-11 февраля 2009.

3) Петрова Г.П., Петрусевич Ю.М., Евсеевичева А.Н., Роль тяжелых металлов в образовании белковых кластеров в водных растворах, "Вестник Московского университета", 1998, No. 4, c. 71-75.

4) Камминс Г., Пайк Э. Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов, М., Книжный дом "Университет", 2002.

Авторы выражают благодарность: д.ф.-м.н. проф. Петровой Г.П. за ценные советы и к.ф.-м.н. доц. Приезжеву А.В. за предоставленные материалы.

ВЛИЯНИЕ ГОМОГЕННОСТИ ФАНТОМА НА ПАРАМЕТРЫ ДОЗНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПУЧКА ФОТОНОВ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ КОЛЛИМАТОРОВ

Денисов А.Л.

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

В работе исследуется влияние состава фантома на дозные распределения (продольные и поперечные). Исследование проводится по методу Монте-Карло на основе программного пакета MCNP, в качестве негомогенного фантома выбрана модель Zubal Head, в случае однородного вся данная модель заполнялась водой.

Пучок моноэнергетических электронов с энергией 9 МэВ распространяется в воздухе по нормали к плоскости мишени. Электроны рождаются на плоском диске диаметром 1 см, расположенном в одном сантиметре от мишени. Мишень состоит из двух плоских дисков, распространяющихся до краёв исследуемой области (в радиальном направлении 20 см от оси пучка). Первая плоскость толщиной 3 мм состоит из чистого вольфрама плотностью 19,3 г/см³, вторая плоскость - «подложка» - расположена вплотную к первой, состоит из чистой меди плотностью 8,96 г/ см³ и имеет толщину



Рис.1. Воксельный фантом головы человека Zubal Head

4,5 мм. Генерируемое в двуслойной мишени тормозное излучение проходит через слой воздуха толщиной 21,25 см и плотностью 0,0012 г/ см³ и попадает на массивный первичный коллиматор толщиной 8 см., который состоит из сплава свинца (96%) и сурьмы (4%) общей плотностью 11,12 г/ см³. Радиус отверстия коллиматора варьируется по размеру и форме. Исследовались следующие геометрии: цилиндрические отверстия с диаметром отверстия 1; 1,5; 2; 2,5 см; отверстия в форме усечённого конуса (сходящегося или расходящегося), с углом при вершине 5 и 10 градусов.

После первичного коллиматора излучение проходит слой воздуха, пока не попадает на фантом, в качестве которого используется модель головы человека Zubal Head. Геометрический центр модели находится 100 см от тормозной мишени. Модель (рис.1) представляет собой воксельный фантом головы человека, разработанный І. G. Zubal и коллегами (1995). Голова человека воспроизведена при помощи вокселей размера 2.2*2.2*1.4 мм общим чис-

лом 85 x 109 x 120 штук. В голове выделено 29 критически важных областей, объединённых в отдельные группы. Голова дополнена упрощённой моделью человеческого туловища. В голове присутствует 14 дифференцируемых материалов, таких как белое, серое вещество, хрусталик глаза, скелетная мышца, череп, жир, кожа, и прочие. Модель расположена относительно пучка таким образом, что пучок входит в темечко и продолжает движение от верхушки головы к её центру. Данный выбор обусловлен наиболее неоднородным составом в данном срезе, а, следовательно, наибольшими возможными погрешностями.



Расхождение результатов моделирования в гомогенном водном фантоме и фантоме Zubal Head анализировалось на основе продольных дозных распределений (рис. 1а) и поперечных дозных распределений (рис. 1б). Максимальное расхождение результатов моделирования в продольных распределениях, наблюдается на задней границе головы, что, по всей видимости, связано с понижением энергии фотонов, достигших данной глубины, и, как следствие, большими отличиями сечений взаимодействия реальной среды от воды. Расхождение слабо зависит от размеров и формы коллиматоров, уменьшаясь с ростом радиуса коллиматора. Для всех измерений максимальное отклонение в продольных распределениях укладывается в 10%. Отклонения в интегральных дозах не превышают 3% и находятся в пределах 2-3% слабо уменьшаясь с ростом размера коллиматора и угла расхождения.

E-mail: <u>denisovalexa@gmail.com</u>

Литература

- Mackie T R *et al* 1994 The OMEGA project: comparison among EGS4 electron beam simulations 3D Fermi–Eyges calculations, and dose measurements *Proc. 11th ICCR* (*Manchester, UK*) 152–3
- 2. Bielajew A F 1994 Monte Carlo modeling in external electron-beam radiotherapy why leave it to chance? *Proc. 11th ICCR (Manchester, UK)* pp 2–5
- 3. Mohan R 1997 Why Monte Carlo? Proc. 12th ICCR (Salt Lake City, Utah) pp 16–18
- 4. Shortt K R, Ross C K, Bielajew A F and Rogers D W O 1986 Electron beam dose distributions near standard inhomogeneities *Phys. Med. Biol.* **31** 235–49
- Cygler J, Battista J J, Scrimger JW, Mah E and Antolak J 1987 Electron dose distributions in experimental phantoms: a comparison with 2D pencil beam calculations *Phys. Med. Biol.* 32 1073–83
- 6. Bielajew A F, Rogers D W O, Cygler J and Battista J J 1987 A comparison of electron pencil beam and Monte Carlo calculational methods *The Use of Computer in Radiation Therapy*. I ed A D Bruinvis *et al* (Amsterdam: Elsevier) pp 65–8
- 7. Hatmann-Siantar C *et al* 1997 Lawrence Livermore National Laboratory's PEREGRINE project *Proc. 12th ICCR (Salt Lake City, Utah)* pp 19–22
- 8. ArnfieldMR, Hartmann-Siantar C, Siebers J, Garmon P, Cox L andMohan R 2000 The impact of electron transport on the accuracy of computed dose *Med. Phys.* **27** 1266–74
- Miften M, Wiesmeyer M, Kapur A and Ma C-M 2001 Comparison of RTP dose distributions in heterogeneous phantoms with the BEAM Monte Carlo simulation system *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 2 21–31

АКУСТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

Зотов Д.И.

Институт проблем управления им. В.А.Трапезникова РАН, Москва, Россия

Работа направлена на развитие методов ультразвуковой томографии, предназначенных для восстановления распределения акустических характеристик мягких биологических тканей – скорости звука и поглощения в них. Знание этих характеристик актуально для целей ранней диагностики доброкачественных и злокачественных новообразований в биотканях, и, прежде всего, - в молочной железе. Для получения экспериментальных данных от исследуемого объекта, т.е. рассеивателя (биоткани, в медицинских приложениях) используется двумерная круговая томографическая схема, в которой приемно-излучающие преобразователи располагаются на апертурной окружности, окружающей томографируемый объект со всех сторон. Схема и принцип действия разработанного ультразвукового томографа описаны в [2]. Преобразователи, работающие как в режиме излучения, так и в режиме приема, представляют собой сектор пьезокерамического тонкостенного цилиндра с центральной рабочей частотой около 1.3 МГц при ширине рабочей полосы около 200 кГц. В используемом томографе реально стоят только 26 преобразователей, однако антенная решетка разрежена специальным образом, и преобразователи тем самым расположены на апертурной окружности неравномерно, в специально рассчитанных позициях. Кроме того, антенная решетка может вращаться, и за один полный оборот она занимает последовательно 256 угловых позиций с равномерным угловым шагом дискретизации. Благодаря сочетанию разреженной решетки и вращения получаемый полный объем экспериментальных данных оказывается эквивалентным объему данных, которые были бы получены в случае неподвижной антенной решетки, содержащей 256 приемоизлучающих преобразователей.

На этапе обработки экспериментальных данных искомые распределения скорости звука и поглощения в рассеивателе восстанавливаются двухшаговым методом, подробно изложенным в [1]: на первом шаге воспроизводятся крупномасштабные детали рассеивателя, а на втором шаге уточняются его мелкие детали, т.е. тонкая структура. А именно, на первом шаге нужно оценить неизвестные распределения крупномасштабных пространственных деталей рассеивателя с размером таких деталей не менее нескольких длин волн. Входными данными для первого шага являются разность времен пролета сигнала в присутствие пациента и в его отсутствие, а также отношение амплитуд соответствующих сигналов. Эти данные находятся по специально разработанному алгоритму, который основан на корреляционном сравнении первых периодов импульсных сигналов, регистрируемых без пациента и с пациентом. Восстановление крупномасштабных распределений скорости звука и коэффициента поглощения осуществлялось, для сравнения, двумя алгоритмами. Один из них является переложением алгоритма рентгеновского томографирования в расходящихся пучках для акустических данных [1, 3]. Второй представляет собой МНК-оценку избыточной системы линейных уравнений, формируемой путем рассмотрения эффектов накопления временных сдвигов или накопления поглощения сигнала вдоль прямолинейных трасс "излучатель-приемник". Первый шаг необходим, поскольку значения скорости звука и коэффициента поглощения могут изменяться в широких пределах не только для биотканей различного типа, но и для однотипных биотканей различных пациентов. Результат восстановления сечений двух сваренных вкрутую яиц по экспериментальным данным, снятым ультразвуковым томографом, представлен на рис.1. Разрешение первого шага, как и ожидалось, низкое, соответствующее толщине лучевой трубки (0.5 – 1 см), однако четко различимы оболочка из белка и отличающийся от нее по акустическим характеристикам желток.

Найденные крупномасштабные распределения играют роль уже известного неоднородного фона на втором шаге, благодаря чему становится возможным восстановление с высокой точностью и высоким разрешением (около четверти длины волны) тонкой структуры рассеивателя – деталей с размером от нескольких десятых долей длины волны до нескольких длин волн. Входные данные этого шага – рассеянные сигналы. Для обеспечения высокого разрешения восстановленного изображения необходимо учитывать и компенсировать при обработке сигналов все факторы, нарушающие точную фазировку антенной решетки. Во-первых, это геометрические поправки, характеризующие отклонения положений преобразователей от идеальных. Во-вторых, это фазовые поправки в режиме приема и излучения. Такие геометрические и фазовые поправки оцениваются еще до обследования пациента по времени пролета сигналов в иммерсионной жидкости. В-третьих, предварительно определяется отклонение геометрического центра вращения антенной решетки от его идеального положения. В-четвертых, встает проблема компенсации непроизвольных движений пациента, возникающих в процессе его томографического обследования.



Рис. 1. Двумерная томограмма скорости звука, полученная с грубым разрешением на первом шаге. В качестве имитатора биологической ткани взяты два вареных яйца, правое из которых располагалось вертикально к плоскости томографирования, а левое – горизонтально. Один пространственный отсчет равен 0.25 мм.

E-mail: zotovdi@mail.ru

Литература

- 1. Буров В.А., Гришина И.М., Лапшенкина О.И., Морозов С.А., Румянцева О.Д., Сухов Е.Г. Восстановление тонкой структуры акустического рассеивателя на фоне искажающего влияния его крупномасштабных составляющих // Акустический журнал. 2003, Т. 49, № 6, с. 738–750.
- 2. Пархоменко П.П., Каравай М.Ф., Сухов Е.Г., Фалеев Б.А., Дмитриев О.В., Дроздов С.А., Комаров О.В., Бабин Л.В., Попов А.С., Буров В.А., Раттэль М.И., Бобов К.Н., Конюшкин А.Л., Румянцева О.Д. Ультразвуковой томограф и кольцевая антенная решётка для ультразвукового томографа // Патент на изобретение № 2145797. Приоритет от 23.06.1999. Москва, 2000.
- 3. Хорн Б.К.П. Методы восстановления внутренней структуры объектов при просвечивании расходящимся пучком // ТИИЭР. 1979, Т. 67, № 12, с. 40–48.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТРАНСФОРМАТОРА МАГНИТНОГО ПОТОКА

Миронюк А.Н.

Московский государственный институт электронной техники, Москва, Россия

Сверхчувствительные датчики магнитного поля (ДМП, *B*≤1 нТл) являются базовыми для решения многих задач по исследованию биомедицинских объектов. Для повышения магниточувствительности ДМП применяются трансформаторы магнитного потока (ТМП). Последние в виде пленок на основе низкотемпературных или высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) входят в составе многих ДМП, в том числе, использующих в качестве магниточувствительных элементов (МЧЭ): джозефсоновские переходы (СКВИДы, Superconducting Quantum Interference Device) [3], датчики Холла [4], датчики на эффекте гигантского магнитосопротивления (ГМС) [5], датчики на магниторезистивном эффекте (МРЭ) в ВТСП материалах [1, 2].

В настоящей работе исследуется возможность повышения фактора F умножения ТМП, что улучшает основные параметры ДМП. Рассматривается типичный ДМП [5], состоящий из диэлектрической подложки, МЧЭ с ГМС, изолирующей пленки, помещенной между активной ТМП-полосой и МЧЭ. ТМП имеет вид квадратообразного кольца, суженная часть которого помещается над МЧЭ и полностью перекрывает его. Физический механизм улучшения работы данного ДМП основан на концентрации магнитного поля с помощью ТМП на МЧЭ. Высокая концентрация магнитного поля на МЧЭ позволяет увеличить его относительную магниточувствительность в F раз.

В сильно увеличенном масштабе на рисунке 1 схематически показан участок ДМП, содержащий активную ТМП-полосу, перекрывающую МЧЭ с ГМС (видны только выводы от МЧЭ к контактным площадкам).

Расчеты показали, что факторы умножения F_a и F_5 для соответствующих конфигураций активной ТМП-полосы на рисунках 1, а и 1, б сильно различаются. Максимальное значение величины (F_{o}/F_{a}) зависит от ширин прорезей и ветвей (рис.1, б), их количества, топологического расположения и характерных параметров сверхпроводящего материала ТМП. Для поиска оптимального разбиения активной ТМП-полосы, соответствующего значению $F_m = \max(F_{\delta}/F_a)$ для заданной конфигурации, анализировались магнитные поля на МЧЭ, создаваемые токами в ветвях активной ТМП-полосы. При этом учитывались: только компонент магнитного поля, параллельный поверхности подложки, поскольку именно этот компонент сильно влияет на МЧЭ в виде элемента с ГМС; рост суммарной индуктивности активной ТМП-полосы с ветвями; плотность критического тока ~ 10^6 A/см², лондоновская глубина проникновения λ =50 нм (низкотемпературный сверхпроводящий материал), толщина ~ 150 нм, ширина 7000 нм - параметры сверхпроводящей пленки активной ТМП-полосы. Тогда максимальное значение *F_m*≈50 достигается при оптимальных размерах и топологических расположениях 175-1050. Здесь жирным курсивным шрифтом показаны ширины w_p прорезей в нм, а обычным шрифтом – ширины сверхпроводящих ветвей в нм (см. рис.1, б). В этом случае приблизительно в $F_{\rm m}$ раз понижается пороговая магниточувствительность δB для МЧЭ.



Рис.1. Участок ДМП: а – активная ТМП-полоса без ветвей, б – активная ТМП-полоса с ветвями, где: 1 – сверхпроводящее кольцо ТМП, 2 – диэлектрическая подложка, 3 – выводы от МЧЭ с ГМС к контактным площадкам, 4 – ветви, 5 – прорези.

Согласно [5] в ДМП с ТМП (активная ТМП-полоса без ветвей) из ВТСП пленки системы Y-123 и с МЧЭ из материала с ГМС при рабочей температуре 77 К в полосе 1 Гц реализуется $\delta B \sim 1$ пТл. В то время как в идентичных условиях с учетом использования данного предложения ($\lambda \approx 250$ нм, $w_p = 175$ нм и $F_m \sim 20$) в F_m раз понижается δB и достигается $\delta B \sim 50$ фТл, что сравнимо с параметром δB для наиболее магниточувствительных ВТСП СКВИДов. Можно ожидать, что при меньших наноразмерных ширинах прорезей и ветвей, например, $w_p = 50$ нм, и оптимальном их расположении в активной ТМП-полосе величина F_m еще в несколько раз увеличится, и, соответственно, будет достигнут уровень $\delta B \sim 10$ фТл.

Таким образом, за счет повышения эффективности пленочного сверхпроводящего трансформатора магнитного потока понижается порог магниточувствительности в комбинированном датчике магнитного поля.

Автор выражает благодарность научному руководителю доценту Ичкитидзе Л.П. за полезные советы и поддержку данной работы.

E-mail: anton.mironiouk@gmail.com

Литература

- 1. Ичкитидзе Л.П. Сверхпроводниковый пленочный датчик слабого магнитного поля с трансформатором магнитного потока // Патент №2289870 RU, 22.06.2005.
- 2. Ichkitidze, L.P. Weak magnetic field superconductor resistive sensors in comparison with semiconductor and magnetoresistive sensors // Physica C. 2007. V.460-462. P. 781-782.
- 3. Jaycox J.M., and Ketchen M.B. Planar coupling scheme for ultra low noise dc SQUIDs // IEEE Trans. Magn. 1981. V.MAG-17. P. 400-403.
- 4. Linzen, S., Schmidt, F., Schmidl, F., and et al. A thin film HTSC-Hall magnetometer development and application // Physica C. 2002. V.372–376. P.146-149.
- 5. Pannetier, M., Fermon, C., Le Goff, G., and et al. Femtotesla magnetic field measurement with magnetoresistive sensors // Science. 2004. V.304. №5677. P.1648-1650.

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ УСТАНОВКИ ДЛЯ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОЙ ХИРУРГИИ НА ПОЛУЧАЕМЫЕ ДОЗНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Осипов А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время широко используется такой вид лучевого лечения, как стереотаксическая радиохирургия (СРХ) и стереотаксическая радиотерапия (СРТ). В любом случае это высокопрецизионное облучение очагов поражения, небольших (обычно до 3 см в максимальном размере) паталогических образований. Одним из наиболее распространенных устройств для СРХ является система Accuray Cyber Knife [1], которая была разработана в 1992 году в Стэнфордском университете. В данной системе используется маленький промышленный линейный ускоритель (массой 120 кг) на энергию фотонов 6 МэВ (тормозное излучение генерируется на вольфрамово-медной мишени Используется «безрамковая» локализация пациента с помощью двух ортогональных рентгеновских трубок на 2 КВ и расположенных за пациентом флюоресцентных экранов. Заявленная производителем точность позиционирования 0.95 мм. Для создания узких пучков фотонов используются цилиндрические коллиматоры, поставляемые вместе с системой. Номинальные размеры коллиматоров: 5 мм, 7.5 мм, 10 мм, 12.5 мм, 15 мм, 20 мм, 25 мм, 30 мм, 35 мм, 40 мм, 50 мм, 60 мм в диаметре.

Цель работы – исследование влияния размеров коллиматоров на дозные распределения пучков тормозных фотонов, получаемых при рассеянии электронов со средней энергией 6 МэВ, на вольфрамово-медной мишени.

Для решения поставленной задачи в качестве инструмента был выбран пакет Geant4, который позволяет моделировать прохождение частиц через различные среды. Геометрическая модель эксперимента представлена на рисунке 1.



Рисунок 1. Геометрическая модель эксперимента.

Она включает в себя: тормозную мишень, состоящую из двух пластин (Plate1 и Plate2) из W и Cu, первичный коллиматор (Collimator1-полый цилиндр) из Pb, электронный фильтр (пластина Plate3) из Al, вторичный коллиматор (Collimator2-цилиндр с конической выемкой) из Pb, начальный внутренний радиус которого фиксирован, а конечный внутренний радиус мажет варьироваться, фантом (Phantom-куб из H2O). При моделировании первоначальный пучок состоял из электронов, имеющих нормальное распределение по энергиям с параметрами $E_{cp}=6$ МэВ, и $^{2}_{E}=1$ МэВ, имеющих угловой разброс. Форма пучка в поперечном сечении круглая, зависимость количества частиц от радиуса имеет нормальное распределение с параметрами Rcp=0.2 см, и $^{2}_{R}=0.1$ см. Расстояние от источника до фантома (SSD) составляло 80 см. Мишень задавалась областью объемом 1 см³ залегающим на глубине 1.0 см.

С ростом радиуса коллиматора следует ожидать, одновременно с увеличением общего количества фотонов и переносимой ими энергии, увеличения низкоэнергетической компоненты спектрального распределения, за счет фотонов, рассеянных в тормозной мишени под большими углами. Численное моделирование транспорта фотонов, полученных на тормозной мишени, показало, что их средняя энергия на выходе вторичного коллиматора уменьшается от 2.24 МэВ для радиуса выходного отверстия 2.5 мм до 1.97 МэВ для радиуса 30 мм.

Распределение дозы по глубине слабо зависит от радиуса вторичного коллиматора. Максимум продольных дозных распределений находится на глубине 1.0-1.2 мм, что, тем не менее, необходимо учитывать, при заявленной точности доставки дозы ~1 мм. Значение дозы в максимуме при размере коллиматора 30 мм на 8% выше, чем при размере отверстия 2.5 мм. Для моделирования реальных условий облучения интракраниальных образований нами выбрана мишень объемом 1 см³, залегающая на глубине 1.0 см, в области максимума продольных распределений доз. Все дозные распределение нормировались таким образом, чтобы в объеме мишени была создана одинаковая доза. Из-за большого расстояния поверхность источник (SSD) нормированные глубинные распределения оказались примерно одинаковыми. Отличие в интегральных дозах до и после мишени составило не более 6%, причем с увеличением роста радиуса коллиматора интегральная доза только увеличивалась.

Анализ поперечных распределений доз и профилей на входе в фантом и в области максимума продольных дозных распределений показал, что при столь большом SSD целесообразнее использовать коллиматоры меньших радиусов, но больших длин, желательно, с одновременным уменьшением SSD.

При стандартном для лучевой терапии расстоянии источник-поверхности SSD=800 мм для улучшения продольных дозных распределений и градиентов доз за мишенью, а также в поперечных распределениях целесообразно уменьшать размеры вторичных коллиматоров. Однако уменьшение размеров коллиматоров приводит к увеличению продолжительности сеанса облучения и большему фону вторичного излуче-

ния от системы коллимации. С данной точки зрения считаем наиболее оптимальным решением уменьшение радиусов вторичных коллиматоров с одновременным увеличением их длины и сокращением SSD.

Смещение максимумов в зависимости от радиуса вторичного коллиматора составляет порядка 15%, что является существенным, при заявленной точности для нужд СРХ в 1 мм. Градиент спада дозы увеличивается с радиусом и в продольном направлении составляет $D_{90-50}=92$ мм для радиуса 1.5 мм и 104 мм для радиуса 25 мм. В поперечных направлениях $D_{90-10}=30$ мм, $D_{80-20}=18$ мм и $D_{90-10}=71$ мм, $D_{80-20}=39$ мм на входе в фантом и $D_{90-10}=32$ мм, $D_{80-20}=20$ мм и $D_{90-10}=68$ мм, $D_{80-20}=40$ мм в области максимума продольного распределения соответственно.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №10-02-01455-а. <u>*E-mail: okdf2007@mail.ru*</u>

Литература

1. *Kuo et al.* "The CyberKnife stereotactic radiosurgery system: description, installation, and an initial evaluation of use and functionality", Neurosurgery, 53, 2003, pp. 1235-1239.

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИЛЬНОРАССЕИВАЮЩИХ ОБРАЗЦОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пелих М.О.

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

Биологическая среда являются сильнорассеивающей средой, в особенности для видимого света и ближнего ИК. В большинстве биомедицинских приложений это обстоятельство не принимают во внимание, например, при выполнении лабораторных исследованиях биологических образцов. Как правило, предполагают, что среда является чисто поглощающей (ЧПС), и выполняется закон Бугера-Ламберта-Бэра:

$$I(l) = I_0 e^{-k_\lambda l} , \qquad (1)$$

где I_0 — исходная интенсивность света, l — толщина слоя вещества, через которое проходит свет, k_{λ} , — коэффициент поглощения, который может зависеть от длины волны λ используемого света. С помощью выражения (1) можно рассчитать коэффициент поглощения при разных значениях толщины образца. Если значения коэффициента поглощения совпадут для разных значений толщины образца, то образец является ЧПС. В противном случае образец обладает и рассеивающими свойствами.

Для проверки этого обстоятельства были проведены измерения спектральных зависимостей для 10% раствора бычьего сывороточного альбумина в воде. Измерения были проведены для значений толщины раствора 10, 20 и 30мм. Были получены спектральные зависимости коэффициента поглощения для закона (1). Было обнаружено, что в разных областях спектра коэффициент поглощения был отличен от другой. Было обнаружено, что рассеивающие свойства образцов проявляются не во всём диапазоне длины волны падающего света, а только в небольшой части исследованного диапазона.

E-mail: <u>pelikh@physics.msu.ru</u>

Литература

1. Терещенко С.А. Вычислительная Томография Часть 3, Томография рассеивающих сред // Учебное пособие. МИЭТ, Москва 2002.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛ АЛЬБУМИНА С НАНОЧАСТИЦАМИ АЛМАЗА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ФОТОННО-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Самсонова Ю.С.

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

Наночастицы алмаза являются перспективными для биомедицинских применений в целях как диагностики, так и терапии заболеваний вследстие их нетоксичности, способности к люминесценции и возможности их использования для целенаправленной доставки лекарств в организм человека. Предполагается, что сами частицы или их коньюгаты должны вводиться в организм человека и распространяться по нему через крововоток. Поэтому представляется важным исследовать характер взаимодействия этих наночастиц с различными компонентами крови, в частности с молекулами альбумина – белка плазмы крови, одной из основных функций которого является транспорт различных веществ в крови.

В данной работе это исследование проведено методом динамического рассеяния света, который позволяет охарактеризовать подвижность и размеры рассеивающих частиц в водных растворах по корреляционной функции флуктуаций интенсивности рассеянного света, обусловленных броуновским движением частиц раствора. При этом могут быть определены коэффициенты трансляционной диффузии и гидродинамические радиусы как исходных компонентов смеси, так и их ассоциатов при наличии их взаимодействия.

Нами получены концентрационные зависимости коэффициента диффузии (и соответствующего ему гидродинамического радиуса) в водных растворах человеческого сывороточного альбумина (ЧСА) с добавлением наночастиц алмаза размером около 100 нм при значениях pH от 2.0 до 8.0 (заметим, что pH 4.9 соответствует изоэлектрической точке для ЧСА, pH 7.4 – характерное значение этого показателя в крови человека). Также проведено сравнение характера взаимодействия ЧСА с наночастицами алмаза без функционализации поверхности (ND) и с различной функционализацией их поверхности, в частности, покрытыми карбоксильными группами (cND) и покрытыми заранее слоем молекул альбумина (aND). На основе полученных результатов сделаны выводы о том, что молекулы ЧСА адсорбируются на поверхности наночастиц алмаза. На рисунках представлены значения гидродинамического радиуса наночастиц алмаза 100ND (I), 100cND (II) и 100aND (III) до (A) и после (B) адсорбции на них молекул ЧСА.



В обоих случаях концентрация молекул ЧСА соответствовала физиологической норме для крови человека (40 мг/мл). Полученные нами результаты находятся в согласии с данными, полученными другими оптическими методами [1]. В связи с тем, что зарегистированное явление адсорбции молекул альбумина на наночастицах алмаза будет иметь место также при введении их в живой организм (in vivo) и, как следствие, может сдвинуть равновесие компонентов крови, сказавшись на ее реологии, это явление требует более детального исследования in vivo.

E-mail: us.samsonova@physics.msu.ru

Литература

Е.В. Переведенцева, Ф.И. Су, Т.Х. Су и др. Лазерно-оптическое исследование воздействия алмазных наночастиц на структуру и функциональные свойства белков// Квантовая электроника, т.40, №12, с.1089-1093 (2010).

Выражаю благодарность за помощь в работе Приезжеву Александру Васильевичу (доцент, к.ф.-м.н) и за помощь в проведении экспериментов Петровой Галине Петровне (профессор, д.ф.-м.н.).

РОЛЬ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ ПРИ УЧЕТЕ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В СЛУЧАЕ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ

Смирнов Е.А.

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

В результате прямых реакций типа $(\gamma, n), (\gamma, 2n), (\gamma, np), (\gamma, p), (\gamma, \alpha), (\gamma, n\alpha)$ в теле пациента образуются частицы, обладающие высоким значением ЛПЭ, а, следовательно, эти частицы увеличивают биологическую эффективность фотонного излучения. Выход частиц с высоким значением ЛПЭ – продуктов фотоядерных реакций на легких элементах тканей пациента – возрастает с увеличением энергии фотона и зависит от формы тормозного спектра. Образование частиц в результате фотоядерных реакций высокоэнергетичного тормозного излучения в теле пациента и поглощенная доза, оставленная этими частицами в тканях пациента, изучалось начиная с 1950-х годов. В последнее время снова стали появляться публикации на эту тему [1-3] возобновление интереса связано с более широким использованием высокоэнергетичных устройств, и с необходимостью определения с высокой точностью биологической эффективности фотонов с энергией порядка 50 МэВ. Также, в связи с обновлением данных о сечениях фотоядерных реакций и широким развитием вычислительных методов, например симуляции по методу Монте-Карло, необходима верификация прежних данных.

В результате взаимодействия фотонов высоких энергий с легкими элементами, из которых преимущественно состоит биологическая ткань, образуется множество частиц, обладающих высоким значением ЛПЭ, таких как нейтроны, протоны ²H, ³He, ⁴He и более тяжелые частицы в зависимости от энергии фотонов. В области энергий гигантского дипольного резонанса, главным образом в диапазоне энергий 5-25 МэВ, на легких ядрах доминирующим фотоядерным процессом являются реакции с образованием фотопротонов и фотонейтронов, сечения которых имею похожую амплитуду и форму. Максимальные значения сечений реакций (γ , n) и (γ , p) на легких ядрах составляют 10-20 мбарн в зависимости от нуклида. При энергиях выше гигантского дипольного резонанса наиболее важным является квазидейтронное испускании протонно-нейтронной пары, обладающей энергетическим и угловым распределением подобно фотодезинтегрирующему дейтрону. В зависимости от канала сечения реакций с образованием более тяжелых частиц в 10-100 раз меньше, чем сечения фотопротонных и фотонейтронных реакций.

Очень часто предполагается, что тканеэквивалентный материал представляет собой смесь ¹⁶O, ¹⁴N, ¹²C и ¹H, а вкладом остальных элементов и изотопов пренебрегают. Несмотря на то, что процентное содержание изотопов мало вклад тяжелых заряженных частиц и нейтронов, образовавшихся на этих изотопах, может быть значителен по двум соображениям.

Первое на этих изотопах порог реакций меньше, второе – в тормозном спектре значительная часть фотонов обладает низкой энергией. Целью данной работы является оценка вклада тяжелых заряженных частиц и нейтронов в полную дозу, поглощенную в теле пациента при проведении лучевой терапии тормозными фотонами.

Расчет проводится следующим образом. Для среды данного элементного состава оценивается вклад фотоядерных реакций в полное сечение взаимодействия монохроматических фотонов с веществом. По известному спектру тормозного излучения оценивается вклад фотоядерных реакций в полное сечение взаимодействия тормозных фотонов с биологической тканью. Для этого интегрируется сечение по спектру тормозного излучения:

$$\sigma_{\text{int}} = \int_{E_{th}}^{E_{\gamma}^{\text{max}}} \sigma_{abs}(E_{\gamma}) W(E_{\gamma}) dE_{\gamma}$$
, где E_{γ} - энергия фотонов; $W(E_{\gamma})$ - спектр тормозного

излучения; $\sigma_{abs}(E_{\gamma})$ - полное суммарное сечение фотоядерных реакций, E_{th} - наименьшая пороговая энергия всех учитываемых реакций; E_{γ}^{max} - верхняя граница спектра тормозного излучения (в данном случае 50 МэВ).

С учетом изотопного состава вклад фотоядерных реакций в полную поглощенную дозу увеличивается примерно на 1%. Вклад продуктов фотоядерных реакций в эффективную дозу, может достигать 10%. Это дает основания полагать (поскольку относительная биологическая эффективность увеличивается с уменьшением энергии вторичных частиц – продуктов фотоядерных реакций), что увеличится вклад в эффективную дозу. Что может оказаться существенным при проведении лучевой терапии, поскольку общая погрешность доставки дозы (включая дозиметрическое планирование) не должно превышать 5%. Выполненные оценки, показывают, что в целях повышения гарантии качества требуется подробный учет изотопного состава в системах планирования при проведении лучевой терапии. E-mail: elusory@list.ru

Литература

- Tilikidis A., Lind B., Nafstadius P., Brahme A. An estimation of the relative biological effectiveness of 50 MV scanned bremsstrahlung beams by microdosimetric techniques // Phys. Med. Biol., 1996, 41, pp. 55–69.
- Spurny F., Johansson L., Satherberg A., Bednar J., Turek K. The contribution of secondary heavy particles to the absorbed dose from high-energy photons beams // Phys. Med. Biol., 1996, 41, pp. 2643–56.
- 3. Satherberg A. Johansson L. Photonuclear production in tissue for different 50 MV bremsstrahlung beams // Med. Phys., 1998, 25, pp. 683–8.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЁННОЙ ДОЗЫ ПРИ КРУПНОПОЛЬНОМ ОБЛУЧЕНИИ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

*Тюрнина С.В., Коконцев А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет1, Российский Научный Центр Рентгенорадиологии2, Москва, Россия

В настоящее время в лечении онкологических заболеваний одним из ведущих направлений является лучевая терапия. В частности, для лечения ряда заболеваний перспективными являются способы облучения пациента большими полями при увеличенных расстояниях «источник-поверхность» (РИП). Для обеспечения корректного плани-

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

рования терапевтического облучения и его реализации на ускорителе необходимо исследование влияния различных факторов крупнопольного облучения (увеличенного поля, увеличенного РИП, параметров болюса, использования или отсутствия аппликатора и др.) на распределение дозы в теле пациента или моделирующем его фантоме [1]. В частности, необходимо верифицировать соответствие результатов расчета относительных распределений дозы и ее абсолютных значений, рассчитанных системой планирования. Выполнение такой программы расчетных и экспериментальных исследований является целью работы. При этом, в связи с поверхностным расположением опухоли, энергия электронного пучка ограничена 6 МэВ.

Решение поставленной задачи достигается расчетным и экспериментальным путем. Для расчетов используется метод Монте-Карло, реализованный в системе планирования лучевой терапии Oncentra MasterPlan (фирма Nucletron) [2,3]. Экспериментальные измерения проводятся с помощью анализатора распределений дозы Wellhofer WP600 [4,5].

Проведенные исследования позволили оптимизировать конструкцию стенда для крупнопольного поверхностного облучения пациента пучками электронов, в том числе расположение пластины-болюса и защитные свойства экранов. Было установлено, что варианты использования аппликатора 25х25 см, а также размещения пластин на расстоянии 20 и 50 см от поверхности фантома неприемлемы, т.к. приводят к существенной неоднородности дозы в пределах облучаемого поля. В результате был выбран вариант с размещением болюса около выходного окна ускорителя, а также была увеличена толщина болюса с 10 до 12 мм плексигласа.

E-mail: pakalek@mail.ru¹ *E*-mail: kokon@bk.ru²

Литература

- 1. Sharma SC, Johnson MW. Surface dose perturbation due to air gap between patient and bolus for electron beams. //Med Phys. 1993, vol. 20 (2 Pt 1), 377-378.
- 2. Onecentra MasterPlan. Physics and Algorithms. Nucletron, REF 192.739ENG-00.
- 3. Bielajew A.F. and D.W.O. Rogers: PRESTA The Parameter Reduced Electron Step Transport Algorithm for Electron Monte Carlo Transport PIRS No.042 (July 1986).
- 4. WP600 Operating Instructions and Software Discription
- 5. WP600 Technical Data IC-10 Chamber

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ДИНАМИКА СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОГЕСТЕРОНА И 17А-ГИДРОКСИПРОГЕСТЕРОНА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

**Федулова Е.В., Смирнова И.Н.

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

Прогестерон и 17α-гидроксипрогестерон (17-OP) относятся к исключительно важному классу природных физиологически активных соединений –стероидным гормонам, которые синтезируются в организме человека и животных и регулируют все процессы жизнедеятельности. Биологическое действие стероидных гормонов тесно связано с особенностями их химического строения.

По своему химическому строению все стероидные гормоны представляют собой систему из четырех сопряженных колец с различными заместителями [1]. Такого типа молекулярные системы обычно обладают высокой конформационной подвижностью, что проявляется в виде низкочастотных колебаний, лежащих в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот [2]. Стероидные гормоны детально исследованы с помощью УФ-спектроскопии (200-300 нм) и ИК-спектроскопии (4000-400 см⁻¹). Первые спектроскопические исследования стероидных гормонов в ТГц области частот были начаты нами сравнительно недавно [3].

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Молекула 17-ОР отличается от молекулы

прогестерона наличием гидроксильной груп-

пы при C¹⁷, что приводит к образованию во-

дородной связи. При этом объем элементар-

ной ячейки кристалла увеличивается, а жест-

кость структуры в целом уменьшается [6]. В

спектре 17-ОР наблюдается две основные по-

лосы поглощения при 294 К (рис.1б). С пони-

жением температуры происходит улучшение

разрешения спектра, при этом положение линий практически не изменяется. Такое пове-

дение можно объяснить специфичной ролью

межмолекулярной водородной связи, связывающей слои в кристаллах 17-ОР и отсутст-

расчет линий поглощения для кристаллов обоих веществ в виде вертикальных линий.

Благодаря рассмотрению молекулярного кри-

сталла, а не изолированной молекулы, в результате численных расчетов удалось полу-

чить частоты как внешних, так и внутренних

мод кристалла. Видно, что эксперименталь-

ный спектр совпадает с теоретическим, что

На рис.1 показан также теоретический

вующей в кристаллах прогестерона.

В данной работе исследуются спектры поглощения прогестерона и 17αгидроксипрогестерона в ТГц диапазоне частот в интервале температур 20-294 К. В рамках теории функционала плотности с помощью квантово-химического программного пакета DMol³ 4.4 были проведены расчеты частот внешних и внутренних мод кристаллов [4].

Измерения проводились с помощью импульсного ТГц спектрометра, схема которого описана в работе [5], оборудованного криостатом, позволяющим охлаждать образец до 10 К. Образцы были изготовлены в виде таблеток толщиной порядка 0,4 мм из поликристаллов чистых веществ с помощью гидравлического пресса (50 МПа). Согласно данным рентгеноструктурного анализа исследуемые образцы имеют орторомбическую группу симметрии (P2₁2₁2₁) с четырьмя молекулами в ячейке.

Молекулы прогестерона образуют элементарную кристаллическую ячейку с наименьшим из двух указанных веществ объемом, т.е. с наиболее плотной упаковкой и связаны между собой силами Ван-дер-Ваальса. Это приводит к появлению в спектрах поглощения добротных коллективных колебаний кристаллической решетки. На рис. 1а виден ряд достаточно узких (около 2 см⁻¹) для спектров комнатной температуры линий поглощения. При понижении температуры становится возможным разрешить большее число линий поглощения, и наблюдается сдвиг линий в более высокие частоты. Сдвиг линий поглощения можно опи-

сать следующей формулой: $\upsilon(T) = \upsilon_0 - AT_c / (e^{T_c/T} - 1)$, где υ_0 - центральная колебательная частота при 0 К, A - постоянная величина, T_c - температура, характеризующая энергию колебания.



Рис.1. Температурная динамика спектров поглощения прогестерона (а) и 17α- гидроскипрогестерона (б)

свидетельствует о корректности численного счета.

Таким образом, при сохранении пространственной симметрии кристалла, спектры поглощения в терагерцовом диапазоне частот оказываются чувствительны к небольшим изменениям в строении молекул и к наличию межмолекулярных водородных связей. В прогестероне, молекулы которого слабо связаны между собой, наблюдаются высокодобротные колебания, а также классическая динамика изменения линий поглощения при понижении температуры. При появлении водородных связей (как в молекуле 17α-гидроксипрогестерона) и демпфировании некоторых типов движений, наблюдается существенное уширение линий, уменьшение их общего числа и отсутствие зависимости положения пиков от температуры. Выражаем благодарность Шкуринову А.П. и Назарову М.М. за помощь в постановке задачи и реализации проекта, Карговскому А.В. за проведение теоретических расчетов. *E-mail: fedulova@physics.msu.ru*

Литература

1. Сергеев П. В., Стероидные гормоны, Изд. «Наука», М. (1984).

2. Minaeva V.A. et al., Vibrational spectra of the steroid hormones, estradiol and estriol, calculated by density functional theory. The role of low-frequency vibrations // Ukr. Biokhim. Zh. V. 80, No. 4, P. 82-95 (2008).

3. Смирнова И.Н. и др., Структурно-чувствительные изменения в спектрах терагерцового поглощения ряда кортикостероидных гормонов // Вестник Новосиб. ун-та: Физика, Т. 4, С. 171-175 (2010).

4. Delley B., J. Chem. Phys. 113, 7756 (2000).

5. Назаров М.М. и др., Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей // Квантовая электроника, Т. 38, No. 7, С. 647-654 (2008).

6. Szyczewskia A. et al., Progesterone and testosterone studies by neutron scattering and nuclear magnetic resonance methods and quantum chemistry calculations // J. of Mol. Struct. V. 693, P. 49–71 (2004).

СОЗДАНИЕ ИММУНОФЕНОТИПИЧЕСКОГО АТЛАСА ЛИМФОЦИТОВ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА

Хвастунова А.Н.

Центр теоретических проблем физико-химической фармакологии РАН, Москва, Россия

Исследование морфологии клеток периферической крови в стандартных мазках является одним из основных методов диагностики онкогематологических заболеваний [1]. Присутствие в крови лимфоцитов с атипичной или патологической морфологией может являться важнейшим признаком развития или обострения онкогематологического заболевания. Кроме того, морфологическая классификация лимфоцитов с трудом поддается формализации, и одни и те же клетки разными исследователями могут быть классифицированы как нормальные, а другими – как атипичные, что может приводить к ошибке при постановке диагноза [5]. Поэтому актуальной является задача систематизации морфологии нормальных лимфоцитов периферической крови с использованием какой-либо дополнительной информации о наблюдаемых клетках. Такой информацией может служить наличие на поверхности клетки того или иного дифференцировочного поверхностного антигена.

Для решения поставленной задачи нами были разработаны белковые биочипы [2,4]. Основу биочипа составляет прозрачная подложка с иммобилизованными на ней в определенных местах антителами к различным поверхностным CD-антигенам лимфоцитов: CD2, CD3, CD4, CD5, CD7, CD8, CD10, CD16, CD19, CD20, CD22, CD23, CD38, CD45, CD56, CD79a, смесь мышиных IgG (рис. 1А). За счет инкубации биочипа с суспензией лимфоцитов в области иммобилизации антител достигается плотность связывания клеток, в 100-1000 раз превышающая плотность лимфоцитов в мазке (рис. 1Г), что позволяет обнаруживать даже редко встречающиеся клетки, и в то же время лимфоциты оказываются «рассортированными» по своим поверхностным антигенам.

По морфологическим признакам лимфоциты на биочипе были разделены на следующие группы: малые, большие, большие гранулярные, с дольчатой формой ядра, плазматические клетки, с вакуолизированной цитоплазмой, плазматизированные, реактивные и двухядерные. В работе исследовалась частота связывания каждого из данных типов клеток на 17 иммобилизованных на биочипе антителах. Подавляющее большинство связавшихся на биочипе клеток составляют малые и большие лимфоциты (85-95%), которые равномерно распределены по антителам. Большие гранулярные лимфоциты встречаются на антителах к пан-Т-клеточным антигенам, а также на антителах к антигену CD8, типичному для T-супрессоров (киллеров), и антигенам CD16 и CD56, экспрессируемым NK-клетками. Реактивные лимфоциты связываются на биочипе только с антителами к T-клеточным антигенам. По литературным данным эти клетки присутствуют в периферической крови при различных вирусных инфекциях, а также при воздействии различных препаратов на организм человека [3]. Лимфоциты с дольчатой формой ядра присутствуют на антителах к пан-Тклеточным антигенам, а также на анти-CD16 и анти-CD56. Такая морфология клеток характерна для части NK-лимфоцитов и, возможно, небольшой части T-клеток.

Плазматизированные лимфоциты встречаются на антителах к В-клеточным антигенам. Принято считать что эти клетки являются промежуточных этапом между зрелым лимфоцитом и плазматической клеткой. Лимфоциты с вакуолизированной цитоплазмой наблюдаются в мазках периферической крови при нарушениях обмена веществ и заболеваниях печени [3]. На биочипе клетки данного типа были встречены у некоторых здоровых доноров на антителах к В-клеточным антигенам. Двухядерные лимфоциты могут появляться в периферической крови при герпесе, коклюше и некоторых других заболеваниях. На биочипе клетки данного типа были встречены только у 3 доноров из 10 на антителах к CD20 и CD22. Плазматические клетки появляются в периферической крови в основном при патологиях, однако изредка могут появляться и у здоровых доноров, как реакция на перенесенное инфекционное заболевание [3]. В нашей работе плазматические клетки встретились только у 3 доноров из 10 на антителах к CD19, CD20, CD38.

Результаты работы позволяют систематизировать знания о нормальной морфологии лимфоцитов периферической крови, их вариабельности и корреляции с иммунофенотипом. Полученные данные могут быть в дальнейшем использованы для усовершенствования методов морфологического анализа клеток периферической крови человека, в том числе для определения редко встречающихся морфологически важных клеток.



Рис.1 А) Схема расположения пятен антител на биочипе. Цифрами обозначены капли растворов соответствующих антител; Б) Биочип с зафиксированными клетками. Размер биочипа 22×22 мм; В) Внешний вид клеток, связавшихся с иммобилизованными антителами к поверхностному антигену CD3. Увеличение х10; Г) Морфологическая картина лимфоцитов, связавшихся с анти-CD3. Увеличение х100.

E-mail: ahvastunova@gmail.com

Литература

- 1. Воробьев А. И., Атлас. Опухоли лимфатической системы. 2007 М.: Ньюдиамед.
- Шишкин А.В., Шмырев И.И., Кузнецова С.А., Овчинина Н.Г., Бутылин А.А., Атауллаханов Ф.И., Воробьев А.И. Иммунологические биочипы для параллельного определения поверхностных антигенов и морфологического исследования клеток. (2008) Биологические мембраны, том 25, № 4, с. 277–284.
- 3. Barbara J. Bain. Blood Cells. A Practical Guide. (2006) Blackwell Publishing.

- 4. Belov L., de la Vega O., dos Remedios C.G., Mulligan S.P., Christopherson R.I. Immunophenotyping of Leukemias Using a Cluster of Differentiation Antibody Microarray (2001) Cancer Res 61, 4483-4489.
- 5. Wim van der Meer, Warry van Gelder, Ries de Keijzer, et al. The divergent morphological classification of variant lymphocytes in blood smears. (2007) J Clin Pathol 60: 838-839.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПОДВИЖНОСТИ В РАСТВОРАХ ПЕПСИНА МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

^{**}Чжан Сяолэй, Ю.М. Петрусевич, Г.П.Петрова *МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Большой интерес представляет изучение свойств молекул пепсина в водных растворах, принадлежащего к классу глобулярных белков. Пепсин - <u>протеолитический</u> фермент, вырабатываемый <u>клетками</u> слизистой оболочки желудка. Он присутствует в <u>желудочном соке</u> живых организмов и выполняет важную функцию - расщепление белков пищи до <u>пептидов</u>.

Для определения коэффициентов трансляционной диффузии молекул пепсина D_t и гидродинамических радиусов R_h в данной работе использовался метод динамического рассеяния света [1]. В этом методе исследуется корреляционная функция флуктуаций интенсивности рассеянного света, обусловленных броуновским движением частиц раствора.

В данной работе были получены зависимости коэффициентов трансляционной диффузии молекул пепсина от pH в чистых водных растворах и в растворах, содержащих соли: CoCl₂, ZnCl₂, KCl и Pb(CH₃COO)₂. Обнаружено, что металлы влияют на межмолекулярные взаимодействия и подвижность молекул фермента в растворах. Ионы свинца и цинка приводят к образованию макромолекулярных комплексов пепсина – кластеров, а наличие в растворах ионов кальция и кобальта не приводят к таким образованиям.

Также были получены нелинейные зависимости коэффициента трансляционной диффузии от pH с минимумом вблизи изоэлектрической точки пепсина (pH~1-1.5) в чистом водном растворе.

Исследованы зависимости коэффициентов трансляционной диффузии молекул пепсина от температуры при различных концентрациях фермента и pH.

E-mail: <u>zhangxl@physics.msu.ru</u>

Литература

[1] Камминс Г.З., Пайк Е.Р. Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов. М., 1978.

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции проф. Уваров Александр Викторович

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ РОСТА ГРАНИ {100} КРИСТАЛЛА ХЛОРИДА КАЛИЯ

^{**}Д.В. Богдашкина¹, Д.А. Воронцов^{1,2}, Е.В. Петрова¹

1 – МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 2 — Нижегородский государственный университет

В работе [1] было показано, что при отклонении состава раствора от стехиометрического, скорость движения ступени косселевского кристалла зависит от пересыщения линейно, а некосселевского – соответственно, нелинейно. Поэтому данные о зависимости нормальной скорости роста и скорости движения ступеней на гранях кристаллов хлорида калия KCl от пересыщения могут дать информацию о механизме роста ионных кристаллов. Хорошо известный хлорид калия был выбран как модельный объект.

Методами атомно-силовой микроскопии (ACM) и лазерной интерферометрии была исследована кинетика роста граней {100} кристаллов KCl в зависимости от пересыщения раствора.

Измерения на интерферометре Майкельсона в проточной кювете показали, что рост граней {100} кристаллов КСl происходит по спирально-дислокационному механизму. Даже при малом пересыщении около 1,1*10⁻³ часто наблюдалось разбиение грани {100} на отдельное растущие блоки, что, по-видимому, частично связано с действием присутствующих в исходных реактивах микропримесей. Дислокационные центры роста располагались преимущественно на ребрах таких блоков, и происходила частая смена ведущего центра роста. При последующем повышении пересыщения раствора наблюдалось нарушение гранного роста и появление образований, характерных для скелетных форм роста кристаллов.

Методом АСМ получены изображения (12×12 мкм²) ограненных ямок травления двух типов: с плоским дном и с дислокационным источником растворения. Высота элементарных ступеней, измеренная по АСМ-снимкам, составляет 0.68 нм, что близко к значению параметра элементарной решетки. Получено изображение поверхности грани (100) с разрешением, позволяющим различить отдельные элементарные ячейки. Метод АСМ использовался для изучения морфологии поверхности граней кристаллов КСІ. Для исследования кинетики роста этот метод оказался непригоден из-за большой скорости движения ступеней (высокого кинетического коэффициента ступеней в водном растворе) и относительно медленной скорости сканирования.

Получены данные о влиянии ионов свинца Pb^{2+} на растворимость хлорида калия и морфологию поверхности кристаллов, выращенных из раствора хлорида калия с добавкой малых количеств хлорида свинца. Опыты проводились в растворах с различным (от 0,0068 до 0,060 г/л) содержанием $PbCl_2$. Добавление ионов свинца улучшает регенерацию граней и уменьшает скорость роста, а также заметно уменьшает растворимость хлорида калия в воде.

dashabogd@mail.ru

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Литература

[1] L. N. Rashkovich, E. V. Petrova, T. G. Chernevich, O. A. Shustin and A. A. Chernov. Non-Kossel Crystals: Calcium and Magnesium Oxalates. Crystallography reports, 2005, vol.50, Supplement 1, p.S78-S81.

МОДЕРНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ МОДУЛЯЦИИ ДАВЛЕНИЯ В УСТАНОВКЕ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ

Васильев Д.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Настоящая работа посвящена модернизации ранее разработанной и апробированной установки, позволяющей проводить комплексные измерения теплоемкости, адиабатического термического коэффициента давления, а также коэффициента теплового расширения [1,2,3]. Для увеличения точности полностью изменен один из важных узлов установки – генератор периодической составляющей давления . Новая конструкция узла модуляции давления позволяет создавать колебания давления синусоидальной формы в измерительной ячейке. Кроме того, заново собрана вся система гидравлики. На старой установке узел модуляции давления создавал колебания давления в системе со значительным содержанием гармоник, что приводило к трудностям в компенсации температурных откликов и снижало точность измерений. На первом этапе модернизации установки предполагается запуск и настройка той её части, которая отвечает за адиабатический термический коэффициент давления (а.т.к.д.). Автономные испытания генератора периодического давления показали, что побочные гармоники составляют 5% от основного тона. В ячейку установлены алюмельхромелевые термопары. Для измерения температурного отклика используется новый нановольтметр SR810. Кроме того, в установке использован датчик давления Mediamate-1000 американской фирмы Honeywell. В порядке тестирования установки предполагается использовать в качестве образца дистиллированную воду, поскольку интерес представляет поведение а.т.к.д. в области температур 20-80 °C, где значительные изменения претерпевает коэффициент теплового расширения воды.

Литература

1. Благонравов Л.А., Карчевский О.О., Иванников П.В., Клепиков А.С. Применение двойной модуляции при измерении коэффициента теплового расширения жидкостей. //Вестник Московского университета. Серия 3.Физика. Астрономия.(2003)№3.17-23.

2. Благонравов Л.А., Модхен Ф. Измерение адиабатического термического коэффициента давления в периодическом режиме //Приборы и техника эксперимента. 1991. №4.С.167.

3. Благонравов Л.А., Карчевский О.О., Иванников П.В., Соболева А.В. Опыт применения двойной модуляции в измерении коэффициента теплового расширения проводящих жидкостей. //Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2008. №1. С 50-55.

ИЗУЧЕНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ АДСОРБЦИИ В БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ

Дробышевский И.А., Куроедов Н.А., Габышев А.Н.

МГУ им.М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению с помощью рефрактометрии критической адсорбции, которая представляет собой поверхностный фазовый переход, в бинарных жидких системах.

Картину влияния поверхности на фазовый переход в двухкомпонентных системах необходимо дополнить рассмотрением адсорбции компонентов из гомогенной смеси критического состава. Установлено, что в узком интервале температур в окрестности критической температуры - T_c ($T > T_c$) наблюдается аномальный рост адсорбции одного из компонентов смеси на поверхности стенки [1,2]. Это явление называют критической абсорбцией. Согласно теории, адсорбционный слой состоит в основном из компонента с более низким поверхностным натяжением, т.к. система уменьшает свою свободную энергию.

Постановка задачи и цель работы:

- Исследование возможности получения информации о критической адсорбции на границе раздела жидкость-пар бинарной жидкой смеси методом рефрактометрии.
- Проверка существования явления критической адсорбции в указанных бинарных системах, установление зависимости возникновения критической адсорбции от температурного режима(при нагревании и охлаждении).

В качестве измеряемого параметра был выбран показатель преломления (ПП) сосуществующих фаз и мениска на границе жидкость-пар. Измерения производились в трех бинарных системах перфтордекалин-гептан(ПФД-Г), уксусный ангидрид-пентан и метанолгептан в интервале температур выше и ниже критической точки. Выбранные смеси имеют следующие различия: система ПФД-Г состоит из неполярных компонент, ПФД имеет большую плотность, низкий ПП, низкое значение поверхностного натяжения (см. Табл. 1).

Т=20°С	ПФД	Гептан	УА	Пентан	Метанол
р, г/см ³	1,945	0,683	1,081	0,626	0,7915
δ, дин/см	20,29	10	32,65	16,09	22,55
Ν	1,3104	1,3876	1,3904	1,3574	1,3286

Таблица 1

В системе УА-П уксусный ангидрид – полярная жидкость, пентан – неполярный компонент с более низкими ПП и поверхностным натяжением, аналогичная ситуация наблюдается и в системе метанол-гептан, в которой метанол является полярным компонентом. Следовательно, в системе УА-П поверхностный слой должен насыщаться из верхней фазы, тогда как в системе ПФД-Г вещество должно поступать из нижней фазы, следовательно, этот процесс связан с возможными диффузионным или конвективным механизмами образования адсорбционного слоя.

Методика измерения и образцы.

Система измерения ПП рефрактометра Пульфриха ИРФ-23 была изменена в соответствии с потребностями эксперимента. Было произведено одновременное измерение ПП при фиксированной температуре в двух объемных и поверхностной фазах бинарной системы. Падающий свет (λ =6328Å) проходит в веществе вдоль вертикальной стенки кюветы, по другую сторону которой расположена измерительная призма, находящаяся в оптическом контакте со стенкой кюветы. Предварительно с помощью данной схемы были измерены ПП чистых веществ, и полученные данные совпали с табличными значениями в пределах погрешности. Для исследования использовались цилиндрические кюветы с плоскопараллельными окнами. Образцы критической концентрации изготавливались точным взвешиванием с последую-

цим обеспыливанием методом многократной перегонки. На рисунке показаны результаты измерения ПП в системе ПФД-Г.


В нашей работе было показано:

• что с помощью метода рефрактометрии возможно наблюдать ПП поверхностного слоя в бинарных системах, следовательно изучать критическую адсорбцию в жидких бинарных системах.

• Для двух систем (ПФД-Г и УА-П) были измерены ПП на границе жидкость-пар и зафиксировано наличие критической адсорбции. Установлено, что в системе ПФД-Г наблюдается отчетливое упорядочение в поверхностном слое в узком интервале температур выше критической точки. Для системы УА-П явного адсорбционного слоя, содержащего компонент с более низким поверхностным натяжением, не обнаружено.В системе М-Г есть признаки наличия двухфазного поверхностного слоя. Получена особенность в поведении кривой сосуществования вблизи критической точки.

E-mail: ¹ilyadr@mail.ru, ²kol2057@mail.ru

Список литературы.

1. A J Bray and M A Moore// J. Phys. A: Math. Gen.1977 V.10. No 11. P.1927

2. Долинный А.И., Огарев В.А.// Успехи Химии 1988г. Т. LVII №11 с.1769

3. M.R. Moldover and J.W. Schmidt// Physica 12D. Gen 1984. P.351

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ МОДЕРНИЗИРОВАННЫХ СЕПАРАТОРОВ-ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЕЙ СПП-500-1 ТУРБОУСТАНОВКИ IV БЛОКА ЛЕНИНГРАДСКОЙ АЭС

Егоров М.Ю.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

В состав турбоустановок АЭС, работающих на насыщенном паре, входят промежуточные сепараторы-пароперегреватели (СПП). Одним из основных требований, предъявляемых к СПП, является эффективная и надежная работа сепарационных устройств на всех режимах работы турбоустановки.

Цель модернизации – повысить надежность работы турбоустановки с РБМК-1000 путем изменения схемы движения влажного пара в СПП и замены отечественных пакетов жалюзи на жалюзийные пакеты "*Powervane*" фирмы "*Balcke-Durr*", Германия [1].

В работе представлены результаты испытаний модернизированных СПП-500-1 турбоустановки ТГ-7 IV блока ЛАЭС, проведенных в 2010 г. В ходе испытаний получены данные по распределению по периметру аппарата влажности отсепарированного пара и его температуры в поворотной камере (ПК).

Определение влажности. В 2010 г. для оценки работы сепарационных блоков (СБ)

была спроектирована, изготовлена и установлена на четырёх модернизированных СПП-500-1 (IV блок ЛАЭС) система измерения влажности нагреваемого пара на выходе из СБ с помощью дросселькалориметра конструкции НПО ЦКТИ, позволяющая измерять влажность отсепарированного пара в шести точках по периметру аппарата.

На рис.1 показана схема расположения отборов для определения влажности. Все трубки для отбора влажного пара заводились через крышку штатного люка-лаза. Отбор проб осуществлялся из парового пространства, каждый отбор был снабжен тремя трубками, расположенными на расстоянии 150 мм друг от друга, что позволяло определять среднее значение влажности пара после выхода из СБ. Отборы №2, 5 располагались против блоков C и D, у которых был срезан гидрозатвор, отборы №3, 4 у блоков B и E, снабженных гидрозатворами. Отбор №6, установленный непосредственно у стенки опускного канала, по-





зволял контролировать наличие стекающей пленки жидкости на ней. Отбор №1 располагался против блока C, но на 670 мм ниже отбора №2 и позволял определять наличие вторичного срыва влаги в паровое пространство.

Для определения влажности пара использовался метод дросселирования из двухфазной области в область перегретого пара.

В ходе испытаний были получены влажности отсепарированного пара СПП-500-1. На рис.2 в качестве примера представлены результаты для СПП-74. Анализ полученных данных показывает, что распределение влаги по периметру аппарата во всех четырёх СПП носит равномерный характер, величина влажности колеблется в интервале (0,4...0,6) %. Значения влажности у блока *C* (отборы №1, №2) показали также равномерное распределение влажности по высоте парового пространства. Отбор №6, расположенный вблизи стенки, не показал повышенной влажности, что свидетельствует об отсутствии стекающей жидкости. По результатам испытаний среднее значение влажности по всем четырём СПП составило ~0,5 % и близко к проектному.

Измерения температур в ПК. Пароперегреватель СПП-500-1 содержит две ступени перегрева. Теплообменная поверхность выполнена жесткотрубных теплообменников – модулей. І ступень расположена в периферийной части поперечного сечения ап-

парата. Греющий пар (ГП) от двух входных камер по трубам раздается по модулям и конденсируется в межтрубном пространстве последних. В силу особенностей трассировки труб разводки от входных камер к модулям, расположенных по периметру аппарата, их длина различается в несколько раз. В результате расходы ГП в разных группах модулей различны. Часть перегревательных блоков подтоплена. Это приводит к исключению части поверхности из теплообмена, что вызывает разверку температур по периметру ПК. Колебания уровня конден-



влажности для СПП-74



Рис.3. Температура нагреваемого пара в ПК СПП-74: значения указаны в прямоугольных рамках, °С

сата способствуют повреждению модулей и труб разводки I ступени, что и наблюдается в действительности.

Для оценки работы СБ и модулей I ступени по периметру корпуса ПК были установлены термометры сопротивления с длиной защитной гильзы 400 мм. В корпуса СПП-71, СПП-73 вваривалось по 4 бобышки; в СПП-72, СПП-74 – по 5 бобышек.

На рис.3 приведены результаты измерения температур в ПК для СПП-74. Неравномерность перегрева пара по модулям, связанная с различной длиной линий подвода ГП, устранима методом шайбования труб разводки.

Измерения проводились на IV блоке ЛАЭС группой специалистов НПО ЦКТИ (М.А. Готовский, М.Я. Беленький, М.А. Блинов), ЛАЭС (Г.А. Кайсин) с участием автора.

Выводы.

1. Разработанная система определения влажности отсепарированного пара по периметру парового пространства и замер температурных полей в ПК обеспечили возможность выполнения детального анализа исследуемых процессов.

2. Результаты определения влажности свидетельствуют, что благодаря проведенной модернизации путем замены СБ старой конструкции на блоки с жалюзийными пакетами "*Powervane*" и изменения схемы входа пара в СБ удалось устранить неравномерность распределения влажности по периметру и высоте парового пространства за СБ и довести её значения до величин, близких к проектным.

3. Не обнаружено влияния на величину влажности особенностей СБ: «продуваемые» блоки, блоки со срезаными гидрозатворами и блоки, снабженные гидрозатворами.

4 .Обобщение результатов замеров температуры в ПК показало, что аппроксимирующие кривые носят бимодальный характер. Такая форма кривых обусловлена тем, что для групп модулей с более длинными линиями подвода расход ГП оказывается меньше, чем для коротких, и часть поверхности оказывается выключенной из теплообмена.

5. Результаты расчетов показывают, что дальнейшее повышение температуры нагреваемого пара обеспечит шайбование труб подвода ГП, которое приведет к выравниванию распределения ГП. Предполагается, что эта же мера уменьшит повреждаемость перегревательных модулей и труб разводки.

E-mail: <u>egorov12m2u@mail.ru</u>

Литература

 Гредасов П.О. Модернизация сепараторов-пароперегревателей СПП-500-1 турбоустановок Ленинградской АЭС/Международн. молодежн. научн. конференция «Полярное сияние», сборник тезисов докладов.—М: МИФИ, 2009.—С.63—66.

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВЕТВЛЕННЫХ СТРУКТУР ПРИ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ПЕРЕХОДЕ В КОЛЛОИДНОМ РАСТВОРЕ

С.О. Забегаев

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань

В работе выполнено моделирование молекулярной динамики коллоидного раствора, частицы которого взаимодействуют через потенциал ДЛВО (Дерягин-Ландау-Вервей-Овербек). Вычисляются и анализируются зависимость радиуса гирации от размера кластеров и распределение кластеров по размеру при различных значениях температуры и объемной плотности. С использованием фрактального формализма исследовано изменение структурных свойств кластеров при быстром охлаждении. Полученные структуры при золь-гель переходе хорошо согласуются с наблюдениями конфокальной микроскопии.

Компьютерное моделирование молекулярной динамики выполнено для бинарной микстуры коллоидного геля (50% частиц *i*-типа и 50% частиц *j*-типа). Исследуемая система состояла из N = 10976 частиц, распложенных в кубической ячейке с периодически граничными условиями. Взаимодействие частиц осуществлялось с помощью Дерягина-Ландау-Вервея-Овербэка (ДЛВО) потенциала, где наряду с силами Ван-дер-Ваальса частицы испытывают дальнодействующее электростатическое отталкивание [1,2]:

$$V_{AB} = \varepsilon \left[C_1 \left(\frac{\sigma_{AB}}{r} \right)^{36} - C_2 \left(\frac{\sigma_{AB}}{r} \right)^6 + C_3 \frac{e^{-r/\xi}}{r/\xi} \right].$$
(1)

Здесь $C_1 = 3.56$, $C_2 = 7.67$, $C_3 = 36.79$, $\xi = 0.49$ и $\sigma_{AB} = (\sigma_A + \sigma_B)/2$ [3-5]. При выполнении расчетов мы пренебрегаем взаимодействиями частиц на расстояниях, превышающих $r_c = 3.5\sigma_i$. Для интегрирования уравнения движения частиц был использован алгоритм Верле в скоростной форме [6] с временным шагом $\Delta \tau = 0.01\tau_0$ ($\tau_0 = \sqrt{m\sigma_i^2/\varepsilon}$, где m – масса частицы) в каноническом ансамбле (с термостатом Нозе-Гувера) [7]. Система рассматривалась при различных температурах в диапазоне от $T = 0.4 \varepsilon/k_B$ до $T = 0.05 \varepsilon/k_B$ и при объемной плотности $\varphi = \pi \sigma^3 N/6L^3 = 0.13$.

Расчеты выполнялись для временного интервала в $1.1\cdot 10^7$ временных шагов $\Delta\tau$. При этом 10^5 шагов было выполнено для приведения системы в состояние термодинамического равновесия и 10^6 временных шагов было использовано для вычисления временных корреляционных функций.

Обнаружение кластеров в исследуемой системе осуществлялось на основе критерия Стиллинжера [8], в соответствии с которым две частицы принадлежат одному кластеру, если расстояние между ними $r \leq 1.4 \sigma_A$.

Исследованы особенности поведения коллоидной системы вблизи порога перколяции, а также найдены критические термодинамические параметры, при которых впервые появляется перколяционный кластер. Обнаружено, что фрактальная размерность, а следовательно, и структура кластеров при быстром охлаждении претерпевают изменения. Причем при температурах, близких к перколяционному переходу, в зависимостях радиуса гирации от размера кластера можно выделить три различных участка. На первом участке, в области малых размеров частиц, происходит уменьшение значения фрактальной размерности D_{β} , обусловленное формированием структур с ярко выра-

женной анизотропией формы. На втором участке, в области $10 \le S < 10^2$, где S размер кластера, отчетливо прослеживается влияние начальных параметров дисперсной фазы на структуру уже сформировавшихся агрегатов. И, на третьем участке, в области $S > 10^2$, кластерные структуры – полидисперсны как по размеру, так и по форме.

Кроме этого, при анализе набора локально устойчивых конфигураций установлено, что спирали Бернала являются характерным, но не единственно возможным примером цепочечной структуры: при увеличении размера кластера энтропийно выгодным оказывается "сшивание" отдельных цепочек в разветвляющиеся структуры. В пределе ячейки моделирования они формирует единственный макроскопический кластер геля. Таким образом, пространственно-разветвленные структуры можно рассматривать как предельный результат направленной кластер-кластерной агрегации при быстром охлаждении системы.

Работа поддержана фондами РФФИ (грант № 92-02-91053-НЦНИ-а, № 08-02-00123-а).

E-mail: szabegaev@yandex.ru

Литература

- 1. Дерягин Б.В., Ландау Л.Д. // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. Вып. 11. С. 663.
- Israelachvili J. N. Intermolecular and Surface Forces. London: Academic Press, 1985. P. 296.
- Coniglio A., De Arcangelis L., Del Gado E., Fierro A., Sator N. // J. Phys.: Condens. Matter. 2004. Vol. 16. №. 42. P. 4831.
- 4. De Candia A., Del Gado E., Fierro A., Sator N., Coniglio A. // Physica A. 2005. Vol. 358. P. 239.
- De Candia A., Del Gado E., Fierro A., Sator N., Tarzia M., Coniglio A. // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 74. P. 010403.
- 6. Söderström O., Dahlborg U., Davidovič M. // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 27. P. 470.
- Allen M.P., Tildesley D.J. Computer Simulation of Liquids. Oxford: Clarendon Press, 2002. P. 408.
- 8. Stillinger F.H., Weber T.A. // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 31. P. 5262.

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЖИДКОЙ ВОДЫ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВНЕШНЕГО ДАВЛЕНИЯ

Зарипов Р.Р.

Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет, Казань, Россия

Вода – одно из самых распространенных на земле соединений, история исследования которой насчитывает уже несколько столетий. Тем не менее, достаточно полной теории, способной объяснить интересные свойства этого вещества, до сих пор не построено.

В настоящее время одним из эффективных методов исследования конденсированного состояния вещества является компьютерное моделирование. В данной работе приводятся результаты исследования структурных особенностей жидкой воды при температуре T = 298K и T = 277K, и значениях внешнего давления от 1 до 10000 атмосфер, выполненного численно с помощью компьютерного моделирования молекулярной динамики. Исследуемая система состояла из N = 4000 молекул воды, расположенных в кубической ячейке с периодическими граничными условиями. Взаимодействие частиц в системе осуществлялось на основе пятиточечного модельного потенциала TIP5P [1]. Для численного интегрирования уравнений движения частиц в системе был использован алгоритм Бимона [2] с временным шагом 10^{-15} с. Все моделирование было проведено в NpT-ансамбле с термостатом и баростатом Берендсена [3].

Структурные особенности исследуемой системы были проанализированы на основе параметра тетраэдричности τ [4]. Для атома кислорода данной молекулы воды находят четыре ближайших атома кислорода других молекул, и рассчитывают тетераэдричность τ по формуле:

$$\tau = \sum_{i=1}^{5} \sum_{j=i+1}^{6} (l_i - l_j)^2 / (15 \langle l \rangle^2),$$

где l_i и l_j – длина ребер тетраэдра, в вершинах которого находятся атомы кислорода четырех молекул, ближайших к данной молекуле воды; $\langle l \rangle^2$ - средняя длина этих ребер. Величина τ характеризует степень отклонения окружения молекулы от регулярного тетраэдрического. Если $\tau = 0$, то тетраэдр правильный, как в идеальной структуре гексагонального льда. Чем больше значение τ , тем менее регулярно окружение данной молекулы.



Рис.1. Распределение молекул по значениям параметра тетраэдричности au для всех исследуемых термодинамических состояний системы.

Другим параметром, с помощью которого так же можно охарактеризовать структуру воды, является параметра тетраэдрального ориентационного порядка [5]

$$Q_k \equiv 1 - \frac{3}{8} \sum_{i=i+1}^{3} \sum_{j=i+1}^{4} \left[\cos \psi_{ikj} + \frac{1}{3} \right]^2,$$

где ψ_{ikj} - это угол между связями, образованными молекулой k с молекулами i и j. Идеальная структура гексагонального льда характеризуется значением Q = 1. Чем меньше значение параметра Q для молекулы, тем меньше ее ближайшее окружение соответствует структуре правильного тетраэдра. Графики распределения молекул по значениям параметров τ и Q для всех исследуемых термодинамических состояний системы представлены на рис.1 и 2.



Рис.2. Распределение молекул по значениям параметра тетраэдрального ориентационного порядка *Q*.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что наиболее вероятной конфигурацией расположения молекул в исследуемой модели, при нормальных условиях, является тетраэдр со значениями $\tau \approx 0,05$ и $Q \approx 0,8$. Однако при повышении внешнего давления, на графике распределения молекул по значениям этих параметров возникает новый пик - наиболее вероятное значение параметров τ и Q скачкообразно смещается в область меньшего порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке фондов РФФИ (грант № 09-02-91053-НЦНИ_а, № 08-02-00123-а).

E-mail: zaripov-rr@mail.ru

Литература

- 1. Mahoney M.W., Jorgensen W.L. A five-site model for liquid water and the reproduction of the density anomaly by rigid, nonpolarizable potential functions // J. Chem. Phys., 2000, Vol. 112, №20, p.8910-8922.
- 2. Beeman D. Some Multistep Methods for Use in Molecular Dynamics Calculations // J.Comp.Phys., 1976, Vol.20, №2, p.130-139.
- 3. Berendsen H.J.C., Postma J.P.M., et.al. Molecular Dynamics with Coupling to an External Bath // J. Chem. Phys., 1984, Vol. 81, p.3684–3690.
- 4. Medvedev N.N., Naberukhin Yu.I. Shape of the Delaunay simplices in dense random packings of hard and soft spheres // Non-Cryst. Solids, 1987, v.94, p. 402-406.
- 5. Errington J.R., Debenedetti P.G. Relationship between structural order and the anomalies of liquid water, Nature, 2001, № 409, p. 318-321.

КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ТРУБКАХ, ОХЛАЖДАЕМЫХ ВОЗДУХОМ

Осипова Е.А.

Калужский государственный университет имени К.Э. Циолковского, Калуга, Россия

Конденсация водяного пара в трубах рассматривалась в работах Кружилина Г.Н., Миропольского З.Л., Риферта В.Г. и др. [1,3]. Во всех случаях эксперименты проводились на одиночных трубах, однако, ряд экспериментов[2], выявил существенное взаимовлияние параллельных каналов при конденсации пара, прежде всего, на устойчивость процессов. В частности, при рассмотрении процесса конденсации водяного пара в параллельных каналах воздушно конденсационной установки при неравномерном теплосъеме, было показано, что первая по ходу охлаждающего воздуха труба работает недостаточно эффективно.

Цель работы - исследование конденсации водяного пара в нескольких (от 2 до 4) параллельных каналах с измерением температуры стенки труб и воздуха по высоте труб.

Для исследования была спроектирована установка, которая позволяет выявить эффективность работы параллельных каналов при конденсации в них водяного пара и неравномерном теплосъеме. Это позволяет подтвердить наличие описанного явления.

Экспериментальная установка работает следующим образом: В верхнюю крышку рабочего участка подается насыщенный пар из парогенератора. Пар распределяется по

четырем теплообменным трубам. Всего в теплообменнике установлено семь труб, но первые три заглушены. Воздух поступает через скругленный входной участок в щель между боковыми стенками и натекает на трубы. Первые три трубы (заглушенные) формируют поток воздуха таким образом, чтобы исключить влияние входного устройства на интенсивность теплообмена. Последующие трубы охлаждаются воздухом, конденсат стекает в нижнюю крышку, которая разделена на отсеки, соответствующие теплообменным трубам. К каждому отсеку присоединяется мерная емкость для сборки конденсата.



рис.1. Экспериментальная установка: рабочий участок

Охлаждающий воздух из помещения проходит через рабочий участок (*puc.1*), нагревается и отсасывается вентилятором. Небольшое разрежение в паровой полости создается водоструйным эжектором, присоединенным к насосу и баку.

Изменяя расход воздуха, меняли распределение потоков пара, нагрев воздуха, ко-эффициент теплоотдачи, мощность парогенератора.

В работе проводились следующие измерения:

- температура воздуха на входе и выходе из модели;
- количество сконденсировавшегося пара (объемным способом);
- температура стенки трубы на теплообмненнике.

Расход охлаждающего воздуха G_{soso} предлагается определять по тепловому балансу (1).

$$G_n r = G_{accod} C_p \Delta t \tag{1}$$

где г-теплота фазового перехода (для пара 2250 КДж/кг), С_{*p*}- теплоемкость (1 кДж/кг К), ^Δ*t* - нагрев (2), °С, G-массовый расход, кг/с (измеряется в эксперименте).

$$\Delta t = \bar{t} - t_{\rm ex} \tag{2}$$

где \bar{t} - средняя температура на выходе (по длине трубки), t_{ex} - температура воздуха на входе, °C; (измеряется в эксперименте).

На основе экспериментальных данных, был произведен расчет по тепловому балансу расхода воздуха G_{6030} . Так же получена следующая графическая интерпретация *(puc.2)*. При проведении эксперимента мощность парогенератора принимала соответственно значения 17, 13, 9, 5, 3 кВт, при этом перепад давления составлял 65 мм.вд.ст, давление – 746,5 мм.рт.ст.



рис.2 Распределение температуры воздуха по высоте трубки: линия I-соответствует расходу воздуха 0,0068 кг/с, II-0,0060 кг/с, III-0,0051 кг/с, IV-0,0041 кг/с, V-0,0038 кг/с, линия VI-температуре на вход.

При большем расходе пара (и расходе воздуха) нагрев в первой части трубки (0-200 см) наибольший. Максимум нагрева приходится на участок трубы в точке 800 см.

В силу того, что конденсация пара в первом по ходу воздуха канале происходит до конца не по всей длине трубки, то есть в нижней части воздух не нагревается и подходит ко второму ряду относительно холодным, увеличивается расход пара во втором ряду. Что подтверждается графически.

E–mail: lenka.osipova@mail.ru

Литература

- 1. Бойко Л.Д., Кружилин Г.Н. Теплоотдача при конденсации пара в трубах Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1966, №5 с. 113-123.
- 2. Мильман О.О., Федоров В.А. Воздушно-конденсационные установки. М.: Издательство МЭИ, 2002. – 208 с.
- 3. Риферт В.Г. Конденсация пара внутри горизонтальных труб Инж.-физ. Журнал, 1983, т.44, №5, с. 1017-1029.

ТЕОРИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЛАПСА ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНОЙ ЗВЕЗДЫ

О.В. Рудь

Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-петербург, Россия

В работе рассмотрен коллапс гидрофобной полиэлектролитной звезды. Исследование проводилось на основе теории самосогласованного поля и численным методом Схойтенса-Флира (van Male, 2001; Fleer, 1993). Звезда состоит из нескольких полиэлектролитных цепей, каждая из которых в свою очередь состоит из одинаковых мономеров. Эти мономеры сами по себе гидрофобны и обладают возможностью ионизоваться. Лучи звезды могут быть, например, поликислотами, каждый мономер которых содержит боковой гидрофобный привесок и может быть в зависимости от локального окружения либо нейтральным, либо отрицательно заряженным.

Целью работы было изучение игры между двумя силами влияющими на конформацию полиэлектролита в растворе. Это, во-первых, — гидрофобность полимера и, во-вторых, — электростатическое взаимодействие между зарядами полиэлектролита и растворенными ионами. Первая из них ведет к слипанию мономеров и поджатию лучей (к коллапсу), а вторая — наоборот ведет к набуханию полимера посредством осмотического давления контр-ионов во внутренней области полимерного клубка. Осмотическое давление, в свою очередь, обусловлено притяжением между заряженными группами полимера и противоположно заряженными низкомолекулярными ионами. Ситуация усложняется в гетерогенных системах, таких как, например, полиэлектролитные щетки и звезды. Такие параметры как pH раствора, ионная сила становятся локальными и связанными с локальной концентрацией мономеров звезды. Локальность этих параметров ведет к микрофазовому расслоению в звезде.

В этой работе показано, что переход от набухшего состояния звезды к коллапсированному идет минуя промежуточное состояние, в котором наблюдается микрофазовое расслоение вещества звезды на две области:



Квази мицелла.

внутреннюю представляющую собой плотное и слабо заряженное ядро и внешнюю значительно менее плотную и сильно заряженную корону. Звезду находящуюся в таком состоянии мы называем квазимицеллой (см. рисунок).

На основании численного расчета и простой теории, выполненных в приближении среднего поля, была предложена модель перехода в которой квазимицелла организована следующим образом. Каждая ветвь звезды может находиться либо в сколлапсированной фазе, либо в набухшей и участвовать соответственно в формировании либо плотного нерастворимого ядра, либо растворимой короны. Количество ветвей, попавших в ядро зависит от свойств раствора. Таким образом можно, варьируя такие параметры как гидрофобность звезды и концентрация соли можно контролировать относительные размеры ядра и короны.

Достаточно большая корона может удерживать ядро растворенным (или вернее сказать — взвешенным). Эта возможность открывает для данной системы перспективы ее использования для решения проблемы «транспорта лекарств». Если лекарство растворимо в полимере и не растворимо в воде, то оно может быть доставлено внутри ядра звезды в определенную область организма где оно будет выпущено на свободу посредством либо разрушения звезды, либо перехода звезды в набухшее состояние.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю д. ф.-м. н., профессору Татьяне Максимовне Бирштейн, а также к. ф.-м. н., доценту Меркурьевой Анне Александровне.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 08-03-00336-а). E-mail: helvrud@gmail.com

Литература:

- 1. van Male, J.; Leermakers, F. A. M. "sfbox", 2001 A Computer Program.
- 2. Fleer, G. J.; Cohen Stuart, M. A.; Scheutjens, J. M. H. M.; Cosgrove, T.; Vincent, B. Polymers at Interfaces; Chapman & Hall: London, 1993.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЯ ПОСЛЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА ТЕНЕВЫМ И ТЕНЕВЫМ ФОНОВЫМ МЕТОДОМ

Цзинь Цзинь

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

ТФМ (Теневой Фоновый Метод) или BOS (Bckground Oriented Schlieren) -- метод опирается на явление рефракции и современные возможности цифровой обработки изображений[1]. Метод был предложен Meier в 1999. ТФМ метод позволяет не только качественно, но и количественно проанализировать изображения течений газа и жидкости, измерить поля плотности в потоке. За последние несколько лет техника ТФМ использовалась в различных экспериментах – теплофизических экспериментах, экспериментах со сверхзвуковыми течениями в аэродинамических трубах, со свободными реактивными струями, вихрям на периферии лопаток вертолета и.т.д. Принцип техники ТФМ базируется в измерении величины отклонения света, проходящего через фазовый объект. С помощью эмпирического закона Гладстона (Gladstone-Dale), поле плотности можно получить через изменения показателя преломления n.

Эксперименты проводились в ударной трубе с разрядной камерой [2]. В камере реализуется наносекундный поверхностный газовый разряд с предионизацией ультрафиолетовым свечением двух плазменных электродов (системы параллельных каналов). Верхняя и нижняя стенки разрядной камеры представляют собой подложки для развития поверхностного разряда плазменных электродов, боковые выполнены из кварцевого стекла, что позволяет наблюдать за разрядными и газодинамическими процессами в камере с использованием специального оборудования. Длина разрядной камеры составляет 100 мм. Ширина разрядной камеры или расстояние между кварцевыми стеклами составляет 48 мм. Высота разрядной камеры или расстояние между плазменными листами составляет 24 мм. Разрядное напряжение может изменяться в пределах от 15



Рис1. а) изображение разряда в невозмущенном газе; б) теневое изображение течения 7 мкс после разряда (начальная плотность 0,12 кг/м3). Стрелки показывают направлении ударной волны из нижнего плазменного листа.

до 30 кВ, максимальный ток зарядки рабочей ёмкости составляет 10 мА, инициирование запускающего сигнала происходит при подаче импульса положительной полярности длительностью 5÷10 мкс на блок запуска.

На рис1, в представлены изображения ударной волны от плазменного листа, полученные для близких моментов времени.

Видно, что ударная волна плоской, местами цилиндрической формы движется вверх. Данные изображения были получены в разных опытах. Сравнить результаты двух методов сложно, хотя повторяемость удовлетворительная и форма разных ударных волн похожа. Была собрана оптическая схема, позволяющая применять одновременной тене-

вой и ТФМ метод на основе одного импульса лазера. Это позволило измерить параметры одного течения двумя методами в один и тот же момент времени с экспозицией 6 нс.

На Рис.2 - изображения течения с ударными волнами от плазменных листов через 6,5 мкс после разряда, полученные с помощью этой схемы. Начальное давление 70 Торр, напряжение на плазменных листах 25кВ. Изображения дополняют друг друга. Теневые снимки дают положение и форму фронта; ТФМ дает



Рис2. а) теневой изображение разряда в невозмущенном газе; б) $T\Phi M$ изображение.

поле смещений и плотности. За фронтом ударной волны регистрируется градиент плотности.



Литература

Программа обработки ТФМ изображений создана к.ф.-м.н. Винниченко Н.А.

- 1. Meier, G.E.A. "Computerized background-oriented schlieren." // Experiments in Fluids 33, 2002.
- 2. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В. Исследование поверхностных разрядов (плазменных листов) в ударной трубе. // Материалы Всероссийской научной конференции по физике низкотемпературной плазмы

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ПОДВИЖНОСТИ БЕНЗОЛЬНЫХ КОЛЕЦ В ПОЛИСУЛЬФОНЕ И ПОЛИКАРБОНАТЕ

*Шаймухаметова Э.Р.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань Россия

Процессы разделения жидких и газовых смесей играют важную роль во многих отраслях промышленности и в защите окружающей среды. Большой интерес к мембранному разделению вызывает необходимость исследования локальной динамики в макромолекулах, распределения свободного объёма полимера по размерам. Изучение взаимосвязи структуры и свойств является ключевым моментом при создании новых полимерных материалов. Исследуемые в настоящей работе полисульфон (ПСФ) и поликарбонат (ПК) относят к пористым полимерам, применяемым в мембранном ультрафильтрационном разделении смесей веществ [2].

Ультрафильтрация – это мембранный процесс, по своей природе занимающий промежуточное положение между обратным осмосом и микрофильтрацией. Ультрафильтрационные мембраны относятся к пористым мембранам, и в них задержка частиц определяется главным образом их размером и формой в соответствии с размерами пор мембраны. В мембранах для ультрафильтрации существуют фиксированные поры, размеры которых можно определять различными методами. В таком случае размеры пор и

^{*} Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

распределение пор по размерам будут определять, какие частицы или молекулы будут задерживаться мембраной, а какие проходить через неё. Одной из наиболее распространённых характеристик мелкомасштабной подвижности в полимерах являются температуры релаксационных переходов, проявляющихся ниже температуры стеклования (вторичные релаксационные переходы). Эти переходы соответствуют «размораживанию» степеней свободы барьеров внутреннего вращения боковых групп и других элементов полимерной цепи.

ИК-спектроскопическим методом конформационных зондов [1] удаётся определить природу конформационных переходов в полимерной матрице и оценить объёмы релаксаторов, т.е. атомных групп, обеспечивающих образование в полимере подвижных элементов свободного объёма. В настоящей работе методом конформационных зондов изучена локальная молекулярная подвижность ПСФ и ПК. Как видно из структурных формул (рис.1), локальная конформационная подвижность в макромолекулах полимеров может определяться крутильными колебаниями бензольных колец вокруг связей основной цепи аналогично вращению бензольных и фталимидных колец в полиэфиримидах [4].



Рис. 1. Структурные формулы поликарбоната и полисульфона

Для исследуемых полимеров были получены температурные зависимости логарифма отношения интенсивностей конформационно-чувствительных полос различных зондов (ДФЭ, ДБЭ, ТХЭ, ТБЭ, ДФЭ), по которым определялась температура релаксационного перехода в полимере, то есть замораживания локальной подвижности. В качестве примера полученных зависимостей приведем рис.2.



Рис. 2. Зависимость логарифма отношения интенсивностей конформационно-чувствительных полос поглощения зонда в полимере от обратной температуры для системы ТХЭ в ПСФ

Согласно структурной формуле поликарбоната в этом полимере должен присутствовать только один тип локальной подвижности, связанный с крутильными колебаниями бензольных колец, присоединенных с одной стороны к атому кислорода, а с другой стороны к группе $C(CH_3)_2$. Следовательно, вторичный релаксационный переход обусловлен замораживанием этой подвижности. Полученные нами методом конформационных зондов температуры замораживания конформационных переходов находятся в интервале температур 240-260 К.

В ПСФ, согласно его структурной формуле, должны наблюдаться два типа конформационной подвижности: вращение бензольного кольца вокруг связей С–О и С–С(CH₃)₂ аналогично релаксационному переходу в ПК и вращение бензольного кольца вокруг связей С–О и С–SO₂. Согласно нашим исследованиям, в ПСФ происходит замораживание вращения некоторого фрагмента при средней температуре, равной 255 К, которое можно отнести к тому же типу локальной подвижности, что и в поликарбонате. Кроме того, обнаружен еще один вторичный релаксационный переход вблизи температуры 195 К, который может быть отнесен к вращению бензольного кольца, связанного с атомом кислорода и группой SO₂. Следует отметить, что в пользу такого отнесения релаксационных переходов в полисульфоне указывает тот факт, что длина химической связи С_{аром}–S больше длины связи С_{аром}–С_{алиф} [3], и, следовательно, подвижность бензольных колец вокруг С_{аром}–S менее затруднена и возможна до более низкой температуры по сравнению с подвижность бензольных колец первого типа. *E-mail: elvira-shai@rambler.ru*

un ervira-shar@rambier..

Литература

- 1. Камалова Д.И., Ремизов А.Б., Салахов М.Х. Конформационные зонды в изучении локальной подвижности полимеров. М,: Физматкнига, 2008.
- 2. Мулдер М. Введение в мембранную технологию. Пер. с англ. М.:Мир, 1999.
- 3. Справочник химика. М.:Мир, 1976. 541 с.
- 4. Pixton M.R., Paul D.K. Relationships between structure and transport properties for polymers with aromatic backbones. // Polymeric gas separation membranes. Bona Raton:CRC Press, 1994. P.83.

ДИНАМИКА ДРЕЙФА ПУЗЫРЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ, ДРЕЙФ ТЕЛА ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЯХ

Шатрова Е.Ф.

Пермский государственный научно исследовательский университет, Пермь, Россия

Последние десятилетия отмечены резким повышением интереса физиков к проблемам взаимосвязи теории нелинейных диссипативных структур и турбулентности [4]. Исследование процессов, протекающих в открытых системах при больших отклонениях от равновесия, показало, что в таких системах могут возникать сложные хаотические режимы, несмотря на детерминированные начальные и граничные условия [2,5]. В работе экспериментально и теоретически рассматривается одна из подобных задач - классическая задача Стокса по обтеканию шаров вязкими жидкостями в далёких закритических областях[3,1]. Представляют несомненный интерес в этом ряду слабо изученные вопросы влияния отрывающихся кармановских вихрей на свободно дрейфующие лёгкие тела в турбулентных потоках.

Анализ выполненных экспериментов и расчётов позволяет сделать выводы: А) Несмотря на большие надкритичности, при которых в объёме окружающей пузырь жидкости должен был реализоваться физический хаос, в рассматриваемой системе в результате взаимодействия возникающих вихрей Кармана сформировалась упорядоченная временная диссипативная структура с выделенной частотой колебаний. Б) Определённая по результатам измерений функция распределения позволяет предсказывать величину отклонения пузыря в бок от прямой траектории как функцию пройденного пути. В) С помощью методик расчёта Ляпунова, Колмогорова и Грассбергена и Прокаччиа основных параметров процесса по экспериментальным рядам данных установлено, что фазовые траектории пузыря имеют динамическое происхождение и располагаются на простом аттракторе: узле или фокусе.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (07-01-96040),а так же при частичной финансовой поддержке из средств Гранта RUX0-009-PE-06 Американского Фонда Гражданских исследований и Развития (АФГИР) (грант №10-17-н-17и).

E-mail: zhenya.shatrova@gmail.com

Литература

- 1. Ван Дайк Ван Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир,1967. 301 с.
- 2. Кузнецов С.П. Динамический хаос. М.: Физматлит. 2001. 286 с.
- 3. Ландау Л. .Д., Лифшиц Е.М Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. Изд 3-е, перер. М.: Наука, 1986. 736 с.
- 4. Рабинович М.И., Сущик М.М. Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости//УФН. 1990. Т.160, №1. С.1-64.
- 5. Скоков В.Н., Селезнёв В.В. Введение в физику неравновесных процессов. Екатеринбург. УГТИ УПИ. 2008. 232 с.

Слова благодарности

Автор выражает благодарность профессору, д.ф.-м.н. Братухину Юрию Клавдиевичу за интересную задачу.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции проф. Кандидов Валерий Петрович

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ GAAS, ПОМЕЩЕННОМ ВНУТРИ РЕЗОНАТОРА ЛАЗЕРА, НА ФОРМУ ГЕНЕРИРУЕМЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Аль-Хужейри Р.М., Белякова Т.С.

МГУ им. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Обнаружено увеличение длительности и сглаживание огибающей наносекундных импульсов лазера на алюминате иттрия, легированного ионами неодима, работающего в режиме модуляции добротности, при внесении внутрь резонатора тонкой GaAs пластины. Изменение формы объяснено действием отрицательной обратной связи, обусловленной процессом двухфотонного поглощения в полупроводниковой пластине.

Отличительной особенностью лазеров на алюминате иттрия с ионами неодима, работающего в режиме модуляции добротности, ограничивающей возможности их практического применения, является большая вероятность проявление одновременно с процессом модуляции добротности, процесса самосинхронизации продольных мод [1]. Это приводит к изрезанности генерируемых наносекундных импульсов, и значительному, трудно контролируемому, увеличению пиковой мощности на отдельных участках генерируемого импульса. В связи с этим целью представленной работы было изучение влияния дополнительно введенной внутрь резонатора отрицательной обратной связи (двухфотоннопоглощающей полупроводниковой пластины) на динамику процесса формирования наносекундных импульсов лазера.

Измерения проводились на лазере с активным элементом длиной 100 мм, длиной резонатора L = 96 см. Режим модуляции добротности обеспечивался элементом Поккельса (кристалл DKDP длиной 20 мм). Типичный импульс, генерируемый таким лазером, представлен на рис.1 (кривая а). Отчетливо видна его дополнительная модуляция обусловленная проявлением процесса самосинхронизации мод. Модуляция носит периодический характер с периодом, совпадающим со временем прохода светом двойной длины резонатора.

С целью подавления модуляции генерируемого наносекундного импульса внутри резонатора устанавливалась плоскопараллельная пластина



Рис. 1 Импульс, генерируемый лазером а) без пластинки GaAs в резонаторе, b) с пластинкой GaAs

GaAs толщиной 460 µ. Использование такой пластины приводило к увеличению длительности импульса (примерно в 3 раза) и его сглаживанию (рис.1, кривая b). Наблюдаемое изменение формы генерируемого импульса, видимо, можно объяснить влиянием дополнительной отрицательной обратной связи на процесс генерации импульса. Отрицательная обратная связь обусловлена процессом двухфотонного поглощения излучения лазера на основной частоте в полупроводниковой пластине GaAs. Чем больше интенсивность светового поля внутри резонатора, тем больше этот свет поглощается в пластине. Это приводит к значительному уменьшению контраста модуляции генерируемого импульса.

Увеличение длительности всего импульса, как и в работе [2], также объясняется влиянием дополнительной отрицательной обратной связи на динамику процесса генерации импульсов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ 11-02-00424. *E-mail*: <u>*rima.alkhuzheyri@gmail.com*</u>

Литература

1. А.К. Комаров, К.П. Комаров, А.С. Кучьянов, Квантовая электроника 33, № 2, с. 163 (2003)

2. В.А. Алешкевич, В.В. Арсеньев, В.С. Днепровский, Д.Н. Клышко, Л.А. Сысоев, Письма в ЖЭТФ 9, № 4, с. 209 (1969)

ОБРАЗОВАНИЕ ЦВЕТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ.

Антонов Д.Н.

Владимирский гос. университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия

Из существующих на сегодняшний день способов нанесения изображения на поверхность материала лазерная маркировка является наиболее современным и технологичный методом, который позволяет наносить изображения на любые материалы с высокой точностью без механического воздействия.

Основополагающим фактором, обеспечивающим получение цветных изображений на поверхности металлов, является образование оксидных пленок соответствующего состава, поэтому появление цвета наблюдается только на тех металлах и сплавах, которые способны образовывать цветные окислы.

Образование цвета зависит от температуры нагрева поверхности при воздействии лазерного излучения. Разные металлы при одной и той же температуре воздействия могут образовывать на своей поверхности цвета различных оттенков, поскольку формирование оксидной пленки зависит от состава металла. Также важно учитывать и толщину металла, так как большую роль играет теплоотвод. Исходя из этих факторов, режимы воздействия для получения цвета определяются экспериментально.

В данной работе определение режимов воздействия для получения цветных изображений на поверхности металлов проведено на комплексе лазерной маркировки LDesigner F1, который построен на базе волоконного импульсного иттербиевого лазера. Основными характеристиками лазера являются длина волны излучения, которая составляет 1,06 мкм, средняя мощность излучения порядка 10 Вт, энергия в одном



Рис.1 Цветная лазерная маркировка на поверхности нержавеющей стали



Рис.2 Цветная лазерная маркировка на поверхности титана

импульсе, равная 0,5 мДж, длительность импульса – 80 нс, частота модуляции варьируется от 20 до 100 КГц.

В качестве образцов для сравнения использовались два металла – полированная нержавеющая сталь AISI 304 и полированный титан ВТ-10. Изменяя мощность излучения от 3 до 8 Вт, частоту модуляции от 30 до 100 КГц и скорость сканирования луча от 15 до 75 мм/с, были получены цветные изображения на поверхности нержавеющей стали (рис.1.) и титана (рис.2.).

E-mail: dimas post@inbox.ru

Литература

1. Горный С.Г., к.т.н., Юдин К.В. Применения методов лазерной маркировки в промышленности // ЛАЗЕР-ИНФОРМ. Информационный бюллетень Лазерной ассоциации № 8(263) апрель, 2003. – 234 с.

2. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. – Москва, 1989. – 280с.

3. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов. - М.: Металлургия, 1965. – 465 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ДЛЯ ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД В ЛАЗЕРЕ НА КРИСТАЛЛЕ YB:LYSO

*Бурцев А.А.

Владимирский гос. университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия

Ключевым элементом техники получения ультракоротких лазерных импульсов фемтосекундного диапазона является методика синхронизации мод, поэтому работа посвящена описанию синхронизации мод и её практическому применению для генерации фемтосекундных импульсов лазерного излучения. Модами называют виды колебаний, которые могут возбуждаться в оптическом резонаторе лазера. Эти колебания характеризуются пространственной конфигурацией резонатора, а также собственной частотой. За счет интерференции волн они образуют стоячую волну, амплитуда которой при многократном отражении от стенок резонатора сильно возрастает. Качество оптического резонатора с точки зрения генерирования ультракоротких импульсов напрямую зависит от количества в нем мод.

При пассивной синхронизации мод основой механизма является временная модуляция потерь в резонаторе. Осуществляется это с помощью так называемого насыщающегося поглотителя (или пассивного модулятора), который помещается в оптический резонатор лазера. Этот оптический прибор устроен так, что ослабляет свет низкой интенсивности и передает высокий пик интенсивности.

В последнее время всё больший интерес вызывают модуляторы на основе нанотрубок. Значительный прогресс в области приготовления одиночных одностенных углеродных нанотрубок связан с технологией обработки интенсивным ультразвуком их взвеси в воде с добавлением поверхностно-активных веществ и с последующим центрифугированием, позволяющим разделить фрагменты дисперсного материала по массе. Эта технология дает возможность с хорошей воспроизводимостью получать взвеси нанотрубок со значительным процентным содержанием одиночных нанотрубок.

Конструкция поглотителя SAINT (saturable absorber injected nanotubes) достаточно тривиальна и реализует принципы конструирования насыщающихся поглотите-

^{**} Доклад отмечен грамотой конференции как лучший на подсекции.

лей. На высокоотражающее широкополосное зеркало, как на основу, наносится слой полимера (карбоксиметилцеллюлоза) с замешанными в него нанотрубками. После полива зеркала оно сушится в термостате до затвердевания полимерной плёнки. На следующем этапе плёнка закрывается тонким покровным стеклом для защиты от внешней среды. Основными трудностями получения оптических затворов такого типа являются: получение самих одностенных нанотрубок и изготовление фиксирующего стекла(малая толщина (≈300 мкм) во избежание нежелательного эффекта частотной модуляции и необходимость хорошего просветления).

В данной работе были проведены эксперименты по получению ультракоротких лазерных импульсов на лазере с пассивной синхронизацией мод (Yb:LYSO, λ=1.05 мкм) с помощью пассивных модуляторов SAINT (на основе нанотрубок). Проведено сравнение с модулятором на основе полупроводников (SESAM).

E-mail: murrkiss2009@yandex.ru

Литература

1. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов (обзор) // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – №2. – С. 95 – 119.

ОСОБЕННОСТИ ДВУХФОТОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ В СИСТЕМЕ БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЧЁТОМ УПРУГИХ МЕЖЧАСТИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Васильев В.В.

Приднестровский гос. университет имени Т.Г. Шевченко, Тирасполь, Молдова

Изучены особенности явления двухфотонной нутации в системе когерентных биэкситонов в полупроводниках типа CuCl с учётом упругого биэкситон-биэкситоного взаимодействия. Этот вопрос особенно актуален при больших уровнях возбуждения, когда плотность биэкситонов достаточно велика и актуальными оказываются процессы упругих биэкситон-биэкситонных взаимодействий. Рассматривалось явление двухфотонной оптической нутации в системе когерентных фотонов и биэкситонов в полупроводниках под действием ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения, длительность которых τ_p намного меньше времени релаксации τ_{rel} биэкситонов ($\tau_n \ll \tau_{rel}$). В этом случае процессами релаксации биэкситонов можно пренебречь, так как они не успевают срабатывать за время действия импульса. По этой причине в дальнейшем учитываются только процессы вынужденного излучения и поглощения света с участием биэкситонов. Предполагая спектральную ширину импульсов на много меньшей энергии связи биэкситонов (которая в кристалле CuCl составляет величину порядка 30-40 meV), можно пренебречь другими процессами, такими как оптическая экситон-биэкситонная конверсия и экситон-фотонное взаимодействие. Указанные процессы характеризуются огромной расстройкой резонанса с фотонами, обеспечивающими двухфотонную генерацию биэкситонов. Рассматриваемое нами явление оптической нутации состоит в попарном превращении одинаковых фотонов в биэкситоны и излучательной рекомбинации биэкситонов с образованием пар фотонов. Гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H_{\rm int} = \hbar \mu (\hat{b^+} \, \hat{c} \, \hat{c} + \hat{c^+} \, \hat{c^+} \, \hat{b}) + \frac{1}{2} \hbar \nu \, \hat{b^+} \, \hat{b^+} \, \hat{b} \, \hat{b} \, ,$$

где $\hat{b}(\hat{b}^{+})$ и $\hat{c}(\hat{c}^{+})$ – операторы уничтожения (рождения) соответственно биэкситона и фотона, *µ*-константа двухфотонного возбуждения биэкситона из основного состояния кристалла, *v*-константа упругого биэкситон-биэкситонного взаимодействия.

Показано, что в зависимости от параметров системы оптическая нутация представляет собой процесс как апериодического, так и периодического превращения пар фотонов в биэкситоны и обратно. Предсказана возможность фазового контроля процесса оптической нутации. Амплитуда и период этих превращений определяется начальными условиями.

Учёт межчастичных столкновений в процессе двухфотонной нутации биэкситонов приводит к тому, что временная эволюция системы качественно изменяется: из апериодической при v = 0 она превращается в периодическую при $v \neq 0$, причём изменение |v| приводит к тому, что изменяются амплитуда и период нутации изменяются.

Отметим также, что с ростом $|\nu|$ во временной эволюции системы отсутствует эффект самозахвата биэкситонов.

E-mail: vasscorp@mail.ru

ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОНОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

Васильева О.Ф.

Приднестровский гос. университет имени Т.Г. Шевченко, Тирасполь, Молдова

Смешанные экситон-фотонные состояния в плоских полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами в активном слое представляют собой новый класс квазидвумерных квазичастиц с уникальными свойствами. Такие состояния называют микрорезонаторными экситон-поляритонами. Они возникают благодаря сильной связи экситонов с собственными модами электромагнитного излучения микрорезонатора. В режиме сильной связи экситонная и фотонная моды расталкиваются и возникают верхняя и нижняя микрорезонаторные поляритонные моды. Фотонная компонента поляритона обуславливает его малую эффективную массу, тогда как экситонная компонента отвечает за эффективное поляритон-поляритонное взаимодействие, благодаря чему они могут рассеиваться друг на друге. Непараболичность нижней поляритонной ветви допускает возникновение параметрического процесса, в результате которого два поляритона накачки рассеиваются в сигнальную и холостую моды с сохранением энергии и импульса. Поэтому огромный интерес вызывает поляритон-поляритонное рассеяние, благодаря которому экситон-поляритонная система демонстрирует сильно нелинейные свойства [1-8].

Мы изучили динамику экситон-поляритонов в режиме параметрического осциллятора. Нами рассмотрена ситуация, когда поляритоны возбуждаются на нижней ветви закона дисперсии под «магическим» углом. Процесс параметрического рассеяния двух поляритонов накачки в сигнальную и холостую моды описывается гамильтонианом вида

$$H = \hbar \omega_{p} a_{p}^{+} a_{p} + \hbar \omega_{s} a_{s}^{+} a_{s} + \hbar \omega_{i} a_{i}^{+} a_{i} + \hbar \mu \left(a_{p} a_{p} a_{s}^{+} a_{i}^{+} + a_{s} a_{i} a_{p}^{+} a_{p}^{+} \right), \tag{1}$$

 $\Pi = n\omega_p a_p a_p + n\omega_s a_s a_s + n\omega_i a_i a_i + n\mu(a_p a_p a_s a_i + a_s a_i a_p a_p),$ Где ω_p, ω_s и ω_i - собственные частоты поляритонов накачки (ω_p), сигнальной (ω_s) и холостой (ω_i) мод, μ - константа параметрической поляритон-поляритонной конверсии, \hat{a}_p , \hat{a}_s , \hat{a}_i - оператор уничтожения поляритона соответствующей моды. Используя (1), можно получить систему гайзенберговских уравнений для этих операторов. Усредняя эту систему и используя приближение среднего поля (mean field approximation) [9], можно получить систему нелинейных эволюционных уравнений для комплексных амплитуд поляритонов $a_{p,s,i} = \langle \hat{a}_{p,s,i} \rangle$. Вводя далее в рассмотрение плотности поляритонов $n_{p,s,i} = a_{p,s,i}^* a_{p,s,i}$ и две компоненты поляризации $Q = i (a_p a_p a_s^* a_i^* - a_s a_i a_p^* a_p^*), R = a_p a_p a_s^* a_i^* + a_s a_i a_p^* a_p^*$, нами получена следующая система нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\dot{n}_{p} = 2\mu Q, \ \dot{n}_{s} = \dot{n}_{i} = -\mu Q,$$

$$\dot{Q} = \Delta R + 2\mu (4n_{p}n_{s}n_{i} - n_{p}^{2}n_{s} - n_{p}^{2}n_{i}), \ \dot{R} = -\Delta Q,$$
(2)

где $\Delta = 2\omega_p - \omega_s - \omega_i$ – расстройка резонанса. Начальные условия для новых функций представляем в виде:

$$n_{p|t=0} = |a_{p0}|^{2} = n_{p0}, \ n_{s|t=0} = |a_{s0}|^{2} = n_{s0}, \ n_{i|t=0} = |a_{i0}|^{2} = n_{i0},$$

$$Q_{|t=0} \equiv Q_{0} = 2n_{p0}\sqrt{n_{s0}n_{i0}}\sin\theta_{0}, \ R_{|t=0} \equiv R_{0} = 2n_{p0}\sqrt{n_{s0}n_{i0}}\cos\theta_{0},$$
(3)

где $\theta_0 = \varphi_{s0} + \varphi_{i0} - 2\varphi_{p0}$ - начальная разность фаз, а φ_{p0} , φ_{s0} , φ_{i0} - начальные фазы соответствующих комплексных амплитуд поляритонов. Полученная система нелинейных дифференциальных уравнений (2), описывает временную эволюцию плотностей поляритонов накачки, сигнальной и холостой мод. Решение данной системы уравнений найдено с помощью эллиптических функций Якоби.

Показано, что динамика поляритонов в режиме параметрического осциллятора представляет собой периодическое превращение пары поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод и обратно. Период и амплитуда таких колебаний существенно зависят от начальной плотности поляритонов, начальной разности фаз и расстройки резонанса (рис.1). При определенном соотношении между параметрами возможна также апериодическая эволюция системы, которая сводится к превращению части поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод, чем эволюция и заканчивается. Существенная зависимость периода и амплитуды колебаний поляритонов от начальной разности фаз свидетельствует о возможности фазового управления динамикой системы. Аналогичный эффект предсказывался ранее для процесса атомномолекулярной конверсии в условиях бозе-эйнштейновской конденсации атомов и молекул [10, 11].



Рис.1. Зависимость амплитуды A и периода T колебаний плотности поляритонов накачки от начальной разности фаз θ_0 для значений $\alpha = \frac{\Delta}{2\mu m_{p0}}$, равных 1-0.01, 2-0.14, 3-0.3, 4-0.9

E-mail: florina of@mail.ru

Литература

1. D.M. Whittaker. Phys. Rev. B 63, 193305 (2001).

2. C.Ciuti, P. Schwendimann, B. Deveaud, A. Quattropani. Phys. Rev. B 62, R 4825 (2000).

3. P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, R.M. Stevenson, M.S. Skolnick, D.M. Whittaker, J.S. Roberts. Phys. Rev. Lett. 84, 1547 (2000).

4. J.J. Baumberg, P.G. Savvidis, R.M. Stevenson, A.I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, D.M. Whittaker, J.S. Roberts. Phys. Rev. B 62, R 16247 (2000).

5. C.Ciuti. Phys. Rev. B 69, 245304 (2004).

6. P. Schwendimann, C.Ciuti, A. Quattropani. Phys. Rev. B 68, 165324 (2003).

7. P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, D. Porras, D.M. Whittaker, M. S. Skolnick, J.S. Roberts. Phys. Rev. B 65, 073309 (2002).

8. I.A. Shelykh, A.V. Kavokin, G. Malpuech. Phys. Status Solidi B 242, 2271 (2005). 9. Л.П. Питаевский. УФН, 168, 641 (1998).

10. П.И. Хаджи, Д.В. Ткаченко. Письма в ЖЭТФ, 83, 120 (2006); ЖЭТФ, 131, 425 (2007).

11. P.I. Khadzhi, D.V. Tkachenko. J. of Nanoelectronics and Optoelectronics, 4, 101, (2009).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ С ДВИЖУЩЕЙСЯ НЕЛИНЕЙНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКОЙ

Войтова Т.А.

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

В данной работе представлена оригинальная теория дифракции оптического импульса на попутно движущейся решетке, индуцированной в нелинейной среде. Такую решетку можно получить, используя интерференцию двух импульсов накачки с близкими частотами в кубично-нелинейной среде или их каскадное трехчастотное взаимодействие в среде с квадратичной нелинейностью. Ранее рядом авторов были изучены свойства пространственных периодических структур в нелинейных средах [1-3]. В данной работе развита теория дифракции оптических импульсов на попутно движущейся индуцированной решетке: описана динамика дискретной дисперсии во временном домене, генерации суб-импульсов, подавления дисперсионного уширения и захвата сигнала в параметрический солитон.

Взаимодействие сигнальной волны на частоте ω_2 с волной накачки ω_1 и суммарной волной $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ с большой расстройкой волновых векторов $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ в каскадном приближении можно представить как распространение сигнала в оптически неоднородной среде:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + v_{21} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - iD_2 \frac{i}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = ik_2 n_{nl} A_2, \qquad (1)$$

где A_j - медленно меняющаяся комплексная амплитуда; $n_{nl} = -\gamma_2 \gamma_3 (k_{20} \Delta k)^{-1} |A_1(\tau)|^2$ – профиль неоднородности, повторяющий распределение интенсивности импульса накачки; $\tau = t - z/u_1$ - бегущее время; u_1 - групповая скорость; $v_{j1} = u_j^{-1} - u_1^{-1}$ – расстройка обратных групповых скоростей; $D_2 = 1/2 (\partial^2 k_j / \partial \omega^2)$ - коэффициент дисперсии второго порядка; γ – коэффициент нелинейности.

Уравнение (1) решалось численными методами при задании огибающей бигармонической накачки в виде:

$$A_1(\tau) = E_1 \sin(\Omega_1 \tau) \exp(iD_1 \Omega_1^2 z).$$
⁽²⁾

При средней глубине модуляции наблюдается дискретная дифракция на периодической последовательности импульсов накачки, в результате которой на выходе из среды появляются нескольких суб-импульсов на сигнальной частоте (рис. 1). По аналогии с описанием дискретной дифракции одиночного пучка можно найти решение уравнения (1) в дискретной форме, представляя решетку как набор элементарных связанных между собой волноводов:

$$A_{2n} = E_2(i)^n J_n(2Cz) \,. \tag{3}$$

Здесь $C = C(\gamma E_1^2, \tau_0)$ - коэффициент связи соседних ячеек решетки, n – номер субимпульса накачки. С увеличением интенсивности накачки усиливается связь и сигнал может захватиться одним из суб-импульсов накачки в параметрический солитон. Таким образом, подбирая мощность бигармонической накачки, можно получать на выходе из среды нужное число оптических импульсов.

Если сигнальные импульсы распространяются с другой скоростью, чем нелинейно индуцированная решетка, то наблюдаются другие не менее интересные эффекты. С увеличением величины расстройки сигнал проходит через решетку, не чувствуя ее.



Рис. 1. Дискретная дисперсия сигнального импульса: a – при групповом синхронизме, $v_{21} = 0$, $D_2 = 0.5$, $\gamma_1 = 10$; \overline{o} – с расстройкой $v_{21} = 0.8$, $D_2 = 0.5$, $\gamma_1 = 10$

Симметричное распределение сигнала по индуцированным каналам на выходе из среды (рис. 1*a*) в случае синхронного движения решетки и сигнального импульса становится асимметричным при введении расстройки скоростей $v_{21} = 0.8$ (рис. 1*б*).

Также путем численного моделирования установлено, что при выполнении условия бездисперсионного распространения:

$$v_{21} = \pm \pi D_2 / \tau_0 \quad , \tag{4}$$

где τ_0 - период решетки, длительность импульса не изменяется. Можно показать, что для импульса, изображенного на рис. 1*a*, при групповой расстройке $v_{21} = 1.57$ длительность на выходе из среды такая же, как и на входе в среду. Таким образом, можно селектировать импульсы по скоростям.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ 09-02-01028, 10-02-90010-Бел_а, 11-02-00681

E-mail: voitovata@mail.ru

Литература

1. Eisenberg H.S., Silberberg Y., Moradotti R., Boyd A.R., Aitchison J.S. Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3383.

2. Lederer F., Stegeman G.I., Christodoulides D.N. *et. al.* Discrete solitons in optics // Phys. Rep. 2008. V. 463. P. 1.

Сухорукова А.К., Сухоруков А.П., Лобанов В.Е., Боровкова О.В. Дискретная дифракция на каскадно-индуцированной периодической решетке // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 19-22.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КАЧЕСТВА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ МОДЫ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ ФИЛАМЕНТА В ВОЗДУХЕ.

**Волков М.В.

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

В экспериментах по исследованию филаментации фемтосекундного лазерного импульса в газах и сопутствующих явлений, таких, как генерация суперконтинуума, перестраиваемых по частоте предельно коротких импульсов, терагерцового изучения и т.п., необходимо использовать лазерный импульс с мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки в газе. В настоящее время большинство экспериментальных групп для создания филамента используют лазерное излучение генерируемое лазерной системой на кристалле сапфира с титаном. Наличие нескольких каскадов многопроходных усилителей в таких лазерных системах неизбежно приводит к ухудшению качества пространственной моды лазерного импульса. В результате мода лазерного импульса значительно отличается гауссовской.

В данной работе экспериментально исследовано влияние качества пучка лазерного импульса на процесс образования филамента. Особое внимание уделено влиянию фактора M² и эллиптичности моды.

В эксперименте для формирования филамента использовалось излучение, генерируемое лазерной системой на кристалле Ti:Sa с центральной длиной волны 805 нм, частой повторения импульсов 10Гц, длительностью 55 фс, и энергии от 0.5 до 4.5 мДж (см. рис. 1). В ходе исследования использовалось два различных типа пучка: в первомслучае мода пучка была круговой, с параметром качества M² = 2, а во втором эллиптическая с $M^2 = 1.3$. Фактор распространения M^2 характеризует угловую расходимость излучения в сравнении с идеальной гауссовской ТЕМаа модой. Для создания пучков с разной модой в лазерной системе заменялся лазер накачки усилителей. Для формирования относительно короткого (2-3м) филамента пучок предварительно уменьшался с 1 см до 1,6 мм в диаметре, с помощью телескопа, состоящего из собирающей линзы с фокусным расстоянием 4.5 м рассеивающего сферического зеркала с фокусным расстоянием 1 м. Для диагностики пространственной моды на оси распространения излучения вдоль филамента располагался кварцевый клин, от поверхности которого отражалось 4% излучения. Отражённая часть проходила набор нейтральных светофильтров и регистрировалась CCD камерой. Следует отметить, что при малом диаметре пучка дифракционная длина сравнима с расстоянием от клина до матрицы камеры, поэтому измеренный диаметр пучка в филаменте имеет завышенное значение, что, однако, не влияет на качественную картину формирования фокуса.

На рисунке 2 показана экспериментально полученная зависимость диаметра пучка в филаменте от расстояния вдоль распространения излучения от сферического зеркала в телескопе. В данном случае использовался пучок с M²=2. Хорошо заметно, что филамент начинает формироваться на расстоянии около 240 см. Оценить длину самофокусировки можно по известной формуле Марбургера [1]:

$$z_f = \frac{0.367 k a^2}{\sqrt{\left(\left(\frac{p}{P_{er}}\right)^{2/2} - 0.852\right)^2 - 0.0219^2}}$$
(1)

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

являющейся обобщением результатов численного моделирования стационарной самофокусировки гауссовского пучка с изначально плоским фронтом. Рассчитанное по формуле (1) расстояние самофокусировки составляет 165 см. Эта величина значительно отличается от значения, оцененного в эксперименте. Изменение формулы (1) с учетом фактора M^2 позволяет получить более адекватные оценки.



Рис.1 Схема экспериментальной установки



вдоль оси распространения

Решая нелинейное уравнение Шредингера в безаберрационном приосевом приближении можно получить аналитическую формулу для изменения радиуса гауссовского пучка [2]: $a^2(z) = a_0^2 + \left(1 - \frac{p}{p_{er}}\right) \frac{2z^2}{k^2 a_0^2}$. Если учесть, что угловая расходимость пучка больше в M² раз, и принять за точку фокусировки z: a(z)=0, получим ka^2/M^2

$$z_f = \frac{1}{\sqrt{\frac{F}{F_{cf}M^4} - 1}}$$

Поскольку формула Марбургера является следствием более точного численного решения той же задачи, можно ожидать, что модифицированное выражение:

$$z_f = \frac{0.367 \kappa \alpha^2 / M^2}{\left[\left(\left(\frac{P}{F_{\rm CF} M^2} \right)^{5/2} - 0.0219 \right)^2 - 0.0219 \right]}$$
(2)

позволит оценить длину самофокусировки пучка с данным М². Данная формула даёт значение 235 см что значительно лучше согласуется с экспериментом.

В эксперименте по исследованию влияния эллиптичности пространственной моды пучка на процесс формирования филамента по мере распространения излучения наблюдалось равномерное уменьшение размера моды пучка с последовательной самофокусировкой то по одной, то по другой оси эллипса. При приближении к моменту формирования филамента расзмер полуосей эллипса сравнялся (см. рис. 3). Подобное поведение пространственной моды излучения хорошо согласуется результатами численного моделирования [3].

Таким образом, показано, что наличие негауссовской пространственной моды излучения приводит к увеличению критической мощности самофокусировки и расстояния до точки формирования филамента. Для расчета расстояния самофокусировки пучка предложено модифицированное выражение на основе формулы Марбургера с учетом фактора качества пучка.

E-mail: mv.volkov@physics.msu.ru

Литература

1.J.H. Marburger, «Self-focusing: Theory», Prog. Quantum Electron. 4, 35-110 (1975).

2. Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. John Wiley & Sons, New York (1984).

3. Численное моделирование выполнено Н.А. Пановым и О.Г.Косаревой

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ИНДУЦИРОВАННОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

**Гранкин А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, экономический факультет, Москва, Россия

Настоящая работа продолжает цикл работ по полному внутреннему отражению в различных нелинейных средах, выполненных в последние годы на кафедре фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ. Например, это явление было исследовано в средах с квадратичной, тепловой нелинейностями, в фоторефрактивных кристаллах, а также в в бозе-эйнштейновском конденсате[1-4]. Однако, в большинстве работ предполагалось, что неоднородность имеет некий заданный вид.

Мною рассмотрена неоднородность произвольного вида.

В работе рассмотрено взаимодействие двух неколлинеарных пучков с кратными частотами в неоднородной среде с дефокусирующей нелинейностью. Такое взаимодействие можно описать следующей системой уравнений для медленно меняющихся амплитуд:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_{1}}{\partial z} + iD_{1}\Delta_{\perp}A_{1} = -i(\varepsilon_{11}|A_{1}|^{2} + \varepsilon_{12}|A_{2}|^{2})A_{1} - iU_{1}(x,y)A_{1} \\ \frac{\partial A_{2}}{\partial z} + iD_{2}\Delta_{\perp}A_{2} = -i(\varepsilon_{21}|A_{1}|^{2} + \varepsilon_{22}|A_{2}|^{2})A_{2} - iU_{2}(x,y)A_{2} \end{cases}$$

где х,у– нормированные продольные координаты, Δ_{\perp} – лапласиан в поперечных координатах, $D_j = 1/2ik_j$ коэффициент дифракции, k_j – волновой вектор, $a_{1,2}$ –ширина пучка, ε_{ii} – коэффициент кубичной нелинейности в дефокусирующей среде, причем из-за

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

выбранного соотношения частот коэффициенты отличаются в 2 раза. Функция $U_i(x, y)$ описывает неоднородность среды.

Для случая произвольной геометрии профиля неоднородности показателя преломления были аналитически получены траектории распространения лучей в приближениях геометрической оптики и заданного поля. Также для такой неоднородности получены аналитические результаты по полному внутреннему отражению слабого сигнального пучка от мощного опорного пучка накачки.

Для численного моделирования распространения неколлинеарных пучков разных частот в неоднородном бозе-эйнштейновском конденсате с керровской нелинейностью была написана программа на языке C++.

E-mail:grankin@physics.msu.ru

Литература

1. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Серия физ., 2005, Т. 69, С. 1775.

2. Кабакова И.В., Сухоруков А.П. // Изв РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1752.

3. Калинович А.А., Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 12.

4. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П., Цырендоржиев А.Ж., Калинович А.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1731.

5. Lobanov V.E., Kalinovich A.A., Sukhorukov A.P., F. Bennet, D. Neshev // Laser Physics. 2009. V. 19, No. 5. P. 1112.

СТОЛКНОВЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Зверев Д.М.

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

Данная работа посвящена изучению явления полного внутреннего отражения в случае взаимодействия оптических импульсов в кубически нелинейной среде при столкновении под малым углом слабого сигнального импульса с более мощным опорным.

Для изучения явления полного внутреннего отражения в данном случае было предпринято теоретическое исследование уравнений для медленно меняющихся амплитуд, задаваемых системой [1]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i D_{d1} \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} - i D_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} - i k_1 n_2 |A_1|^2 A_1 - i k_1 n_2 |A_2|^2 A_1,$$
(1)

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -i D_{d2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} - i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - i k_2 n_2 \left| A_1 \right|^2 A_2 - v \frac{\partial A_2}{\partial x} - \alpha \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - i k_1 n_2 \left| A_2 \right|^2 A_2,$$
(2)

В случае слабого сигнала ($A_2 \ll A_1$) систему можно свести, используя подходящую замену, к одному уравнению вида

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_{d2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = i k_2 n_{nl} A_2, \qquad (3)$$

где введены обозначения:

$$\tau = t - \frac{z}{u_1}, \quad v = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1}, \quad u_j = \left(\frac{\partial k_j}{\partial \omega_j}\right)^{-1}, \quad D_j = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 k_j}{\partial \omega_j^2}, \quad D_{dj} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{k_j}.$$

Уравнение (3) описывает распространение импульса в среде неоднородностью показателя преломления

$$n_{nl} = n_2 |A_1(\tau, x, z)|^2, n_2 = const,$$

Для того, чтобы иметь возможность наблюдать и анализировать полное внутреннее отражение были выведены уравнения для траектории сигнального импульса. Здесь, на ряду с возможностью использования вариационного метода, был выбран метод геометрической оптики для оптических импульсов [2] и получено уравнение эйконала в виде

$$\frac{\partial S_2}{\partial z} - i D_2 \left(\frac{\partial S_2}{\partial \tau}\right)^2 - i D_{d2} \left(\frac{\partial S_2}{\partial x}\right)^2 = k_2 n_{nl}(z, x, \tau), \tag{4}$$

после чего, применяя метод характеристик, были получены искомые уравнения для траектории:

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = D_x \frac{\partial n_{nl}}{\partial x}, D_x = 2 D_{d2}, \qquad (5)$$

$$\frac{d^{2}\tau}{dz^{2}} = D_{\tau} \frac{\partial n_{nl}}{\partial \tau}, D_{\tau} = 2D_{2}, \qquad (6)$$

При анализе данной системы в случае, когда x(z) и $\tau(z)$ имеют решения, отличающиеся друг от друга на постоянный множитель, что соответствует наиболее выраженному эффекту полного внутреннего отражения, получается что система уравнений для траектории сводится к одному уравнению. Для граничных условий, соответствующих столкновению под малым углом сигнального импульса, не изменяющего свою форму с течением времени и имеющего гауссову форму, с опорным, получены траектории для различного значения интенсивности опорного импульса (см. рис.1,2).



Рис. 1. Траектория распространения сигнального импульса в случае прохождения через опорный сигнал



Рис. 2. Траектория распространения сигнального импульса в случае полного внутреннего отражения

E-mail: zverev@physics.msu.ru

Литература

1. А.П. Сухоруков, Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике// НАУКА, Москва (1988).

2. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков Изменение скорости и частоты оптического сигнала при каскадном параметрическом взаимодействии с мощным опорным импульсом // ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2009, том 73, № 12, с. 1680–1682

ДИНАМИКА СТИМУЛИРОВАННОЙ АТОМНО – МОЛЕКУЛЯРНОЙ КОНВЕРСИИ В ОТСУТСТВИИ МОЛЕКУЛ В НАЧАЛЬНЫЙ МОМЕНТ ВРЕМЕНИ

Зинган А.П.

Приднестровский гос. университет им. Т.Г. Шевченко, Тирасполь, Молдова

В настоящее время особый интерес представляет исследование динамики связанных атомно-молекулярных бозе-эйнштейновских конденсатов. В [1, 2] был изучен процесс конверсии двух атомов в гомоядерную молекулу в присутствии двух рамановских импульсов резонансного лазерного излучения. Было показано, что имеют место как периодический, так и апериодический режимы конверсии.

Нами детально изучено явление стимулированной рамановской атомномолекулярной конверсии в бозе-эйнштейновском конденсате с образованием гетероядерной двухатомной молекулы типа *KRb*. Предложен гамильтониан взаимодействия между фотонами двух импульсов, атомами двух сортов и гетероядерными молекулами, который имеет вид

$$H_{\rm int} = \hbar g(a_1^* a_2^* b c_1^* c_2 + a_1 a_2 b^* c_1 c_2^*), \tag{1}$$

где g - константа взаимодействия, a_1, a_2 - атомные амплитуды, b - амплитуда молекулы, c_1, c_2 - амплитуды фотонов.

Исходя из гамильтониана взаимодействия (1), получена система нелинейных дифференциальных уравнений для плотностей атомов, молекул и фотонов, участвующих в химической реакции. Получен ряд интегралов движения, которые позволяют свести задачу к одному дифференциальному уравнению для плотности молекул. Это уравнение можно интерпретировать как уравнение, описывающее временную эволюцию нелинейного осциллятора:

$$\frac{dN}{dt} = \pm 2g \left\{ N(N_0 + n_{10} - N)(N_0 + n_{20} - N)(N_0 + f_{10} - N)(N - N_0 + f_{20}) - \left[\frac{\Delta}{2g} (N - N_0) + \sqrt{N_0 n_{10} n_{20} f_{10} f_{20}} \cos \theta_0 \right]^2 \right\}^{1/2},$$
(2)

где N - плотность молекул, $N_0, n_{10}, n_{20}, f_{10}, f_{20}$ - начальные плотности молекул, атомов обоих сортов и фотонов обоих импульсов, θ_0 - начальная разность фаз, Δ - расстройка резонанса.

Поскольку интерес представляет процесс производства молекул, то мы будем считать, что в начальный момент времени в системе отсутствуют молекулы ($N_0 = 0$). Тогда временная эволюция плотности молекул N(t) выражается интегралом

$$\int_{0}^{N} \frac{dy}{\sqrt{y(n_{10} - y)(n_{20} - y)(f_{10} - y)(f_{20} + y)}} = 2gt.$$
 (3)

Из (3) видно, что возможна как периодическая, так и апериодическая эволюция плотности молекул в зависимости от соотношений между начальными плотностями частиц. В общем случае, когда $f_{20} \neq 0$ и $n_{10} \neq n_{20} \neq f_{10}$, эволюция системы является периодической и период колебаний T определяется интегралом вида

$$\int_{0}^{m} \frac{dy}{\sqrt{y(n_{10} - y)(n_{20} - y)(f_{10} - y)(f_{20} + y)}} = gT, \qquad (4)$$

где $n_m = \min(n_{10}, n_{20}, f_{10})$ есть наименьшая из плотностей, содержащихся в скобках под знаком функции min. При этом амплитуда колебаний плотности молекул A также равна n_m .

Результаты численного интегрирования выражения (3) представлены на рис. 1. Видно, что с ростом n_{10}/n_{20} амплитуда и период колебаний монотонно растут. При приближении n_{10}/n_{20} к единице период колебаний начинает быстро расти и обращается в бесконечность при $n_{10} / n_{20} = 1$. Следовательно, с ростом n_{10} периодический режим эволюции трансформируется в апериодический при $n_{10} = n_{20}$. При этом плотность молекул монотонно растёт с ростом n_{10} / n_{20} от нуля при $t_0 = 0$ до единицы при $n_{10} / n_{20} = 1$. Из рис. 1 видно, что плотность молекул монотонно растёт со временем и асимптотически стремится к величине n₁₀ снизу. Обратный процесс, т.е. диссоциация молекул на атомы, в этом случае не идёт из-за сложного индуцирования процесса атомно-молекулярной конверсии. Если все атомы с начальными плотностями $n_{10} = n_{20}$ связываются в молекулы, то в отсутствии атомов прекращается процесс индуцирования ими и диссоциация молекул не происходит. Далее с ростом n_{10}/n_{20} при $n_{10} / n_{20} > 1$ восстанавливается периодический процесс атомно-молекулярной конверсии, однако амплитуда колебаний плотности молекул теперь равна n₂₀ (т.е. меньшей из плотностей n_{10} и n_{20}) и остаётся постоянной с ростом n_{10} . Период колебаний при $n_{10} / n_{20} \ge 1$ сначала быстро убывает с ростом отношения n_{10} / n_{20} , а затем имеет место медленное монотонное уменьшение периода (рис. 1).



Рис. 1. Временная эволюция нормированной плотности молекул N/n_{20} в зависимости от значений параметра n_{10}/n_{20} при $f_{10}/n_{20} = f_{20}/n_{20} = 50$, $N_0 = 0$.

Таким образом, видно, что имеют место как периодический, так и апериодический режимы превращения пары различных бозе–атомов в гетероядерную молекулу в зависимости от начальных условий. В заключение приведём оценку периода колебаний плотности частиц. Сравнивая гамильтониан (1) с гамильтонианом (2) из [3], можно получить соотношение $g = \chi / \hbar \sqrt{f_{10} f_{20}}$, где константа χ из [3] равна $8 \cdot 10^{-7} c M^{3/2} c^{-1}$. Полагая плотности частиц порядка $10^{14} c M^{-3}$, для периода колебаний получаем величину порядка $10^{-3} - 10^{-4} c$. E-mail: fmfdekan@spsu.ru

Литература

1. П.И. Хаджи, Д.В. Ткаченко. Письма в ЖЭТФ, 83, 120 (2006)

2. П.И. Хаджи, А.П. Зинган. Письма в ЖЭТФ 92, 490 (2010)

3. D.J. Heinzen, R. Wynar. Phys. Rev. Lett. 84, 5029 (2000).

ФИЗИКА НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ В КАЛИЕВО-АЛЮМОБОРАТНОМ И СИЛИКАТНОМ СТЕКЛЕ С НАНОЧАСТИЦАМИ ХЛОРИДА МЕДИ

Ким А.А.

Санкт-Петербургский гос. университет информационных технологий, механики и оптики, Ст.-Петербург, Россия

Композитные материалы на основе стекла с наночастицами хлорида меди, хлорида серебра обнаруживают нелинейно-оптическое ограничение при малых плотностях энергии в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-3} Дж/см² [1]. Целью данной работы является исследование физики процесса нелинейно-оптического ограничения в стеклах с наночастицами хлорида меди в наносекундном диапазоне на длинах волн 0.53 и 1.064 мкм.

В экспериментах использовались образцы калиево-алюмоборатного стекла и силикатного стекол. Исходные стекла термически обрабатывались выше температуры стеклования для силикатного выше 500 °C и для калиевоалюмоборатного выше 390 °C в течение 10 часов. Термообработка приводит к формированию в объеме стекла нанокристаллов хлорида меди, кристалличность которых подтверждается данными исследования рентгеноструктурного анализа этих образцов. Размер частиц регулируется длительностью термообработки и температурой. Размер нанокристаллов варьируется от 3 нм до 10 нм.

Эксперименты показали, что при среднем размере нанокристаллов 7-10 нм наблюдается характерное ограничение падающего излучения. Причем, на зависимости для $\lambda = 0,53$ мкм, можно выделить две области с различным наклоном кривой относительно оси абсцисс. Первая часть, более пологая, соответствует диапазону плотностей энергии от 10⁻⁸ до 10⁻³ Дж/см². Вторая часть зависимости проявляет более крутой наклон в диапазоне плотностей энергии от 10⁻³ до 10⁻² Дж/см². Аналогичную зависимость коэффициента пропускания от плотности энергии падающего излучения наблюдается для $\lambda = 1,064$ мкм в диапазонах плотностей энергий от 10⁻⁷ до 10⁻³ Дж/см² и от 10⁻³ до 10⁻¹ Дж/см² соответственно.

При малых плотностях энергии падающего излучения оптическое ограничение связано с нелинейным поглощением свободными носителями заряда, находящиеся на глубоких примесных уровней в нанокристаллах хлорида меди. Такое ограничение возникает в импульсном режиме и имеет насыщающийся характер при непрерывном облучении. При высоких плотностях энергии оптическое ограничение связано с несколькими процессами, протекающими одновременно: фотогенерацией нестабильных центров окраски в нанокристаллах CuCl [1] и двухфотонным поглощением [2] в меньшей степени из-за высокого порога возникновения двухфотонного поглощения. образованием отрицательной динамической тепловой линзы. Силикатные стекла, обладая фотохромным эффектом, создают эффект нелинейного ограничения за счет протекания процесса фотолиза и распада хлорида меди на медь и хлор. Такой процесс обратим, но время релаксации значительно больше времени воздействия лазерного излучения, порядка 60-120 с. Также играет роль нагрев нанокристаллов хлорида меди, который составляет за время импульса около 10 °C. Фотогенерация центров окраски характерна для «медленного» фотохромизма и связана с захватом ионами меди свободных электронов и образованием нейтральных атомов меди. Аналогичный процесс может происходить и при наносекундном лазерном воздействии. Однако, в этом случае атом меди может находиться в возбужденном состоянии и центр окраски оказывается нестабильным с малым временем жизни.

kimalexandr@yandex.ru

Литература

1. Никоноров Н.В., Сидоров А.И., Цехомский В.А. Низкопороговый нелинейнооптический отклик фотохромных стекол с нанокристаллами хлорида меди // Оптический журнал.Т 75.№12.С. 61-65. 2008

2. Said A.A., Xia T., Hagan D.J. and Van Stryland E.W. Nonlinear absorption and refraction in CuCl at 532 nm // J. Opt. Soc. Am. B. April 1997. V. 14. N 4.

КВАНТОВАЯ ЗАПУТАННОСТЬ СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ДИССИПАЦИЕЙ

**Кирюхин О.М.

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

Современные оптомеханические системы в ближайшие несколько лет должны достичь такого уровня чувствительности, при котором станет возможным наблюдение

участием квантовых явлений с массивных макроскопических объектов. наиболее интересных Одной ИЗ экспериментальных задач в данной области является проверка парадокса Эйнштейна-Подольского-Розена в его исходной трактовке, то есть для координат И импульсов макроскопических механических объектов [1]. Следует отметить, что достижения последних лет в области прецизионных механических измерений, стимулированные, в частности, разработкой лазерных детекторов гравитационных волн [2], позволяют рассчитывать на практическую реализацию таких экспериментов [3].



Рис.1 График зависимости логарифмической отрицательности от времени и взаимного угла сжатия начальных состояний осцилляторов, сжатие - 10 dB, $2\kappa_B T/(Q_m \hbar \omega_m) = 1, \gamma/\Lambda = 0.1$

В общем случае анализ таких экспериментов достаточно сложен ввиду необходимости учитывать влияние многочисленных каналов диссипации и, как следствие, декогеренции квантового состояния исследуемой системы. В качестве приближения реальной схемы оптомеханического эксперимента нами проанализирована модель возникновения квантовой запутанности в системе двух связанных осцилляторов с затуха-

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

нием. Для данной модели мы рассчитываем логарифмическую отрицательность [4], одну из наиболее популярных мер квантовой запутанности, как функцию времени. Эта величина позволяет исследовать характерные времена «выживания» запутанного состояния в системе с диссипацией.

В отсутствие диссипации запутанность в рассматриваемой системе осциллирует с периодом, равным удвоенному периоду биений в системе связанных осцилляторов. При наличии затухания запутанность уменьшается с течением времени. Нами проанализирована зависимость логарифмической отрицательности от величины коэффициентов трения осцилляторов, температуры, при которой находится система, и параметров начального состояния (см. рис.1).

Нами также сформулированы требования к системе двух связанных осцилляторов с затуханием, при которых возможен эксперимент по наблюдению квантовой запутанности, получены оптимальные параметры, гарантирующие максимальное время выживания «квантовости» рассматриваемой системы в рассматриваемом эксперименте.

E-mail: kiryukhin@physics.msu.ru

Литература

- 1. A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, Phys. Rev. 47, 777 (1935).
- 2. <u>http://www.advancedligo.mit.edu/</u>
- 3. H. Müller-Ebhardt et. al., Phys. Rev. A 80, 043802 (2009)
- 4. G. Vidal, R. F. Werner, Phys. Rev. A 65, 032314 (2002)

ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫЕ МОДЫ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СИММЕТРИЧНОЙ СТРУКТУРЕ С ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Левкина Г.Ю., Сапарина Д.О.

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

Плазмон-поляритонные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела сред с разным знаком диэлектрических и магнитных проницаемостей, локализуются вблизи нее. Такие волны могут возбуждаться на границе диэлектрика и металла [1,2] или метаматериала [4,5]. В обоих случаях поверхностные волны могут иметь только строго определенную поляризацию. В нашей работе [3] теоретически исследовано распространение поверхностных волн вдоль границы оптически активных сред и металла или метаматериала.

В данной работе исследуются поверхностные плазмон-поляритонные волны в трехслойной среде, где слой металла заключен между двумя полубесконечными слоями сред с оптической активностью (рис.1).

В линейном приближении по коэффициенту гирации α нами получено дисперсионное уравнение:

$$e^{-4\gamma_m a} = \frac{(\varepsilon_{g1}\gamma_m + \varepsilon_m\gamma_{10})(\varepsilon_{g2}\gamma_m + \varepsilon_m\gamma_{20})}{(\varepsilon_{g1}\gamma_m - \varepsilon_m\gamma_{10})(\varepsilon_{g2}\gamma_m - \varepsilon_m\gamma_{20})},$$

где $\gamma_{i0,m} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{gi,m} \mu_{gi,m}}$ – коэффициенты локализации в нулевом приближении по коэффициенту гирации α , $\varepsilon_{gi,m}$ и $\mu_{gi,m}$ – диэлектрические и магнитные проницаемости, i = 1,2, a – толщина слоя металла, β – постоянная распространения, k_0 – величина волнового вектора в вакууме. В случае симметричной трехслойной структуры дисперсионное уравнение имеет два решения, при этом две различные постоянные распространения β_{+} соответствуют двум возможным профилям мод: симметричному и антисимметричному. Коэффициент гирации в линейном приближении не входит в дисперсионное уравнение, следовательно, оптическая активность не влияет на постоянную распространения. На рисунке 2 представлены дисперсионные зависимости для случая распространения плазмон-поляритонной волны в слое металла толщиной 40 нм, заключенного между двумя одинаковыми оптически активными средами с диэлектрическими и магнитными проницаемостями равными соответственно $\varepsilon_{g1} = \varepsilon_{g2} = 1,5$, $\mu_{g1} = \mu_{g2} = 1$ и для

случая границы двух полубесконечных сред.

Важно отметить, что внутри оптически активных сред плазмон-поляритонная волна представляет собой сумму двух экспоненциально затухающих компонент с различными коэффициентами локализации $\gamma_{a,b}$, соответствующих двум собственным объемным волнам с правой и левой круговой поляризацией:

$$\vec{E} = \vec{E}_a e^{-\gamma_a |z| + i\beta x} + \vec{E}_b e^{-\gamma_b |z| + i\beta x}$$

где x и z – продольная и поперечная координата соответственно. На рисунках 3 и 4 изображены зависимости коэффициентов локализации в диэлектрике от частоты для оптической активности $\alpha k_0 = 0.05$ и от коэффициента гирации для частоты $\omega = 1.02 \cdot 10^{15} \Gamma u$ ($k_0 = 3.4 \text{ мкm}^{-1}$) соответственно.



Рис. 1. Геометрия распространения поверхностной электромагнитной волны в 3-слойной среде.



Рис. 2. Дисперсионная зависимость (a = 40 нм , $\varepsilon_{g1} = \varepsilon_{g2} = 1,5$, $\mu_{g1} = \mu_{g2} = 1$).



Рис. 3. Частотная зависимость коэффициентов локализации ($\alpha k_0 = 0.05$).



Рис. 4. Зависимость коэффициентов локализации от коэффициента гирации ($\omega = 1,02 \cdot 10^{15} \Gamma u$).

Существенное изменение претерпевает поляризация плазмон-поляритонных волн. Установлено, что отличны от нуля все шесть компонент поля, причем появившиеся вследствие гиротропии диэлектрика компоненты пропорциональны коэффициенту гирации, а остальные компоненты поля остаются такими же, что и в случае отсутствия оптической активности.

Таким образом, в симметричной трехслойной структуре оптическая активность в линейном приближении не влияет на величину постоянной распространения. Как и в случае негеротропных внешних сред в слое металла могут существовать симметричные и антисимметричные моды с разными значениями постоянной распространения. Вследствие гиротропии изменяется поляризация плазмон-поляритонных волн, отличны от нуля все шесть компонент поля.

E-mail: levkinagu@mail.ru

Литература

1. Князев Б.А., Кузьмин А.В. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 108.

2. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 10. С. 92-98.

3. Левкина Г.Ю., Сапарина Д.О., Калиш А.Н., Сухоруков А.П. Поверхностные плазмон-поляритонные волны в оптически активных средах // Изв. РАН. Серия физическая. 2010. Т. 38. №12. С. 1800 – 1803.

4. Ruppin R. Surface polaritons of a left-handed medium // Physics Letters A. 2000. Vol. 277, Pp. 61-64.

5. Shadrivov I.V., Sukhorukov A.A., Kivshar Yu.S. *et al.* Nonlinear surface waves in left-handed materials // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016617.

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ СВЕТА ПРИ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Мещеряков А.В.

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

Акустооптические устройства находят широкое применение в современных оптоэлектронных приборах. В современной акустооптике требуется постоянно совершенствовать акустооптические приборы, поэтому при расчетах их характеристик необходимо учитывать всё новые эффекты [1], которые не удается описать традиционными методами [2].

В данной работе исследуется эффект параметрического преломления и отражения оптических пучков при взаимодействии света с акустической волной при малом угле падения света на ультразвук. Система уравнений, описывающая взаимодействие световых и звуковых волн при учете дифракции 1-го порядка, может быть записана в следующем виде:

$$\begin{split} &\Delta_{\perp} B_{a} - 2i(\vec{K}\vec{\nabla})B_{a} = 0, \\ &\Delta_{\perp} B_{0} - 2i(\vec{k}_{0}\vec{\nabla})B_{0} + k_{0}^{2}pB_{a}B_{1}e^{i(\vec{\eta}_{1}\vec{r})} = 0, \\ &\Delta_{\perp} B_{1} - 2i(\vec{k}_{1}\vec{\nabla})B_{1} + k_{1}^{2}pB_{a}^{*}B_{0}e^{-i(\vec{\eta}_{1}\vec{r})} = 0, \end{split}$$
(1)

где p – эффективная константа фотоупругости, B_0 и B_1 – амплитуды света в нулевом и в первом порядке дифракции, B_a – амплитуда акустической волны, $\vec{K}, \vec{k_0}$ и $\vec{k_1}$ волновые

вектора ультразвука и света нулевого и первого порядка дифракции. Вектор расстройки в выражении (1) $\vec{\eta}_1 = \vec{k}_1 + \vec{K} - \vec{k}_0$ направлен коллинеарно направлению распространения волн.

Выберем в качестве направления распространения ось *x* и введем обозначения: $C_a = B_a$, $C_0 = B_0$, $C_1 = B_1 e^{i(\vec{n}_1\vec{r})}$. При этом будем считать, что акустическая волна - это волна накачки, а значит ее мощность меняется незначительно. B_0 - сигнальная волна, B_1 - холостая волна, амплитуда которой до взаимодействия равна нулю. С учетом этого, выражение (1) запишется в виде:

$$\frac{\partial^2 C_a}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial C_a}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial^2 C_0}{\partial y^2} - 2ik_0 \frac{\partial C_0}{\partial x} = -k_0^2 p C_a C_1,$$

$$\frac{\partial^2 C_1}{\partial y^2} - 2ik_1 \frac{\partial C_1}{\partial x} = -2ik_1 \eta_1 C_1 - k_1^2 p C_a^* C_0.$$
(2)

Если условие синхронизма нарушено $\vec{\eta}_1 \neq 0$, то возникает каскадный процесс, при котором холостая волна возбуждается локально с малой амплитудой $C_1 = ik_1 p C_a^* C_0 / 2\eta_1$. В результате уравнение для амплитуды сигнальной волны можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial^2 B_0}{\partial y^2} - 2ik_0 \frac{\partial B_0}{\partial x} = \frac{-ik_0^2 k_1 p^2 |B_a^2| B_0}{2\eta_1} = -ik_0^2 n_{nl} B_0$$

Данное уравнение описывает распространение волны в среде с показателем преломления $n = n_0 + n_{nl}$, где $n_{nl} = k_1 p^2 |B_a^2| / 2\eta_1$ - нелинейная часть коэффициента преломления, индуцированная волной накачки B_a . Таким образом, акустическая волна создает оптическую неоднородность в среде, поэтому световой пучок, падающий под углом к пучку накачки, будет преломляться или испытывать полное отражение [3]. В данном выражении можно перейти от амплитуды к плотности мощности ультразвука, используя выражение: $p_a = \rho v^3 |B_a^2| / 2$, где v – скорость звука в среде, а ρ – плотность среды. Очевидно, что нелинейная часть коэффициента преломления n_{nl} будет иметь наибольшее значение при $\eta_1 \rightarrow 0$. Однако необходимо выполнить требование отсутствия брэгговского синхронизма.

Так как на практике в акустооптике используются акустические пучки с прямоугольным начальным профилем, зависимость эффективности дифракции от величины вектора расстройки, имеет вид $\zeta = B_1(x)/B_0(0) = \sin^2(\sqrt{q^2 + \eta_1^2}x)/(q^2 + \eta_1^2)$ [2]. Очевидно, что наибольшее значение n_{nl} будет достигаться, если значение η_1 соответствует первому минимуму зависимости $\zeta(\eta_1)$. Акустооптические приборы характеризуются полосой частот ультразвука Δf в пределах которой эффективность дифракции изменяется не более, чем в два раза. Если в рассматриваемой задаче условие синхронизма нарушается за счет изменения частоты ультразвука, а не угла падения света, то оптимальное значение вектора расстройки будет равно $\eta_1 = 1, 1\Delta f/v$. Таким образом, максимально возможная величина индуцированного показателя преломления будет определяться выражением:

$$n_{nl} = \frac{k_1 p_a v M_2}{2,2 \Delta f n_0^3 n_1^3},$$

где $M_2 = n_0^3 n_1^3 p^2 / \rho v^3$ - коэффициент акустооптического качества, n_0 и n_1 .- показатели преломления для света нулевого и первого порядка дифракции.
Исследованный в работе эффект может наблюдаться на практике в таких акустооптических приборах как коллинеарные и квазиколлинеарные фильтры. Данные устройства характеризуются весьма узкой полосой Δf и из-за большой длины взаимодействия очень чувствительны к углу падения и расходимости оптического пучка. Поэтому рефракция оптического пучка при акустооптическом взаимодействии может повлиять на работу таких приборов. Расчеты, проведенные на основе характеристик квазиколлинеарного акустооптического фильтра, созданного для работы в волоконнооптических WDM системах [4] показали, что эффективный показатель преломления может достигать величины $n_{nl} = 10^{-5} - 10^{-4}$. Так как длина акустооптического взаимодействия в фильтре достигает 6,7 мм, полученное возмущение показателя преломление может привести к заметному изменению траектории светового луча нулевого порядка дифракции.

E-mail: a.v.mesheryakov@gmail.com

Литература

Ю.С. Доброленский и др., Квант. электроника 38, № 1, 46, (2008).

В.И. Балакший и др., Физические основы акустооптики. Москва: Радио и связь. 1985.

В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков, Изв. Ран. Сер. физ. 72, № 12, 1691, (2008).

В.Я. Молчанов и др., Квант. электроника, 39, № 4, 353, (2009).

ДИНАМИКА ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ ПРИ ТРЕХВОЛНОВОМ ПАРАМЕТРИЧСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В УСЛОВИЯХ ОТСТРОЙКИ ОТ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА

Минвалиев Р.Н..

Ульяновский государственый университет, Ульянвск, Россия

Трехволновые (трехчастотные) взаимодействия охватывают широкий круг нелинейных явлений: возбуждение второй гармоники, генерацию суммарных и разностных волн, параметрическое усиление и распадную неустойчивость и др. В работе [1] был рассмотрен новый механизм компрессии импульсов, проявляющийся при трехчастотном параметрическом взаимодействии волн в условиях их фазового синхронизма. В связи с возможностью создания на основе указанного эффекта компактных компрессоров оптического излучения необходимо отметить, что в случае реального параметрического взаимодействия достижение фазового синхронизма весьма сложно. В сильно диспергирующих нелинейных средах при выполнении условия фазового синхронизма по частоте $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$ фазовый синхронизм по волновым числам может не выполняться. При этом величина отстройки от фазового синхронизма $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ может быть достаточно большой. Однако, как показано в работе [2], наличие отстройки от фазового синхронизма может оказывать существенное влияние на динамику совокупного волнового пакета и позволяет осуществлять эффективное управление динамикой парциальных импульсов.

В данной работе решения исходных систем уравнений рассматриваются последовательно для двух случаев: случая мощной низкочастотной квазимонохроматичной волны накачки и случай высокочастотной накачки. Показано, что в приближении неистощимой волны накачки нелинейная задача трехволнового параметрического взаимодействия, реализуемого в условиях отстройки от фазового синхронизма, может быть сведена к задаче о линейном взаимодействии сигнальной и холостой волны с сильным полем низкочастотной волны накачки. Решение системы может быть записано в виде суперпозиции двух парциальных импульсов (ПИ). В работе вводится понятие эффектвной дисперсии D_f , которое для режима полного фазового синхронизма $\Delta k = 0$ совпадает с приведенным в работе [3]. Из полученных выражений, в частности, следует, что значения эффективной дисперсии групповых скоростей могут достигать огромных (по сравнению со стандартными значениями материальной дисперсии $d \sim 10^{-26} \text{ c}^2/\text{м}$) величин, а именно $|D_f| \sim 10^{-21} \div 10^{-24} \text{ c}^2/\text{м}$.

Из решений, полученных в работе, так же следует, что скорость разбегания ПИ может меняться как в результате изменения интенсивности волны накачки, так и в результате изменения несущей частоты сигнальной волны, а также в результате варьирования скоростью фазы β . Следует отметить, что скорость распада единого волнового пакета может быть больше скорости света в вакууме. Последнее обстоятельство не противоречит специальной теории относительности (СТО), а только является следствием хорошо известного эффекта переформировки [4] связанного с трансформацией исходного импульса которая может иметь место в сильнодиспергирующей среде. Вместе с тем, представляется, что данная особенность рассматриваемых структур делает перспективным их использование для создания на их основе сверхбыстродействующих логических элементов принципиально нового типа.

Смещение несущей частоты β может быть получено в результате возбуждения в среде бегущей волны показателя преломления (ПП). В работах [5 – 8] для реализации ПП, «бегущего» со скоростью $V_f = c/n$, предлагается использовать нелинейнооптические среды с малым временем релаксации, в которых последовательности лазерных импульсов могут наводить движущуюся со световыми скоростями оптическую неоднородность. В качестве такой среды может быть использован обычный волоконный световод с кубической керровской нелинейностью. В планарной волноведущей структуре бегущий волновой фронт может быть получен с помощью лазерного «зайчика» [9, 10].

Нелинейный отклик любого материала всегда включает нелинейность следующих после квадратичной порядков (кубическую и т.д.), которая при определенных условиях может стать достаточно важной, чтобы конкурировать с квадратичной нелинейностью [11]. Поэтому в работе так же проанализированы решения системы уравнений, описывающих динамику импульсов при наличии в среде кроме квадратичной так же и кубической нелинейности. Здесь значение эффективного параметра отстройки от фазового синхронизма так же зависит от мощности волны накачки, что дает дополнительную возможность для управления динамикой ПИ. Однако в этом случае, взаимодействие ПИ определяется эффективным параметром $\Delta \tilde{k}$, зависящем в общем случае от мощности волны накачки от величины кубической нелинейности. Данное обстоятельство позволяет управлять эффективными параметрами отстройки от фазового синхронизма $\Delta \tilde{k}$ и нелинейной связи σ за счет изменения параметров нелинейности и мощности волны накачки. Их изменение, как будет показано ниже, в свою очередь может влиять на динамику процесса взаимодействия волн.

Таким образом, при реализации трехволнового параметрического взаимодействия в среде с кубической и квадратичной нелинейностями для случая низкочастотной волны накачки возникает нелинейная связь между сигнальной и холостой волнами. В результате происходит перекачка энергии из одной волны в другую, которой можно эффективно управлять отстройкой от фазового синхронизма, существенно зависящей от мощности волны накачки. При этом возможен распад сигнального импульса на два автономных ПИ, которые имеют различную динамику, так как их эффективные дисперсии групповых скоростей отличаются не только по величине, но и по знаку. Скорость разбегания ПИ может меняться как в результате изменения мощности волны накачки, так и в результате изменения несущей частоты сигнальной волны. Ее величина может превышать скорость света в вакууме, что не противоречит основным положениям СТО, а является следствием эффекта переформировки в сильнодиспергирующей среде [8, 9]. Для практических приложений также может представлять интерес зависимость динамики распада единого волнового пакета от знака параметра β , которая приводит к существенному различию в поведении прямой и обратной волны для рассматриваемого световода с нестационарным показетелем преломления. Выявленные особенности рассмотренных систем могут быть использованы при разработке на их основе оптических логических элементов и систем управления лазерным излучением принципиально нового типа.

E-mail: romeldd@mail.ru

Литература

1. Голенищев-Кутузов А.В. и др., Индуцированные доменные структуры в электро- и магнито- упорядоченных веществах (2003).

2. Золотовский И.О. и др., Оптика и спектроскопия, 109, 631 (2010).

3. Сухоруков А.П., Сухорукова А.К., Письма в ЖЭТФ, 34, 200 (1981).

4. Шварцбург А.Б., УФН 177, 43 (2007).

5. Киселев А.С. и др., Оптика и спектроскопия, 101, 124 (2006).

6. Розанов Н.Н., Письма в ЖЭТФ, 88, 577 (2008)

7. Розанов Н. Н., Оптика и спектроскопия, 106, 680 (2009).

8. Розанов Н. Н., ЖЭТФ, 135, 154 (2009).

9. Болотовский Б.М., Серов А.В., УФН, 159, 155 (1989).

10. Болотовский Б.М., Серов А.В., УФН, 175, 943 (2005).

11. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам (2005).

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Пасека О. И.

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

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят все более широкое применение в нелинейной оптике, медицине, спектроскопии и диагностике сверхбыстрых процессов и материалов, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом, в телекоммуникационных системах и других областях [1]. Импульсы, содержащие всего три - пять осцилляций поля, получены экспериментально в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн с помощью параметрических генераторов [2, 3]. Для получения ПКИ используются различные методы компрессии импульсов с фазовой модуляцией в средах с частотной дисперсией (волокнах, решетках и др.). Оптические импульсы приобретают фазовую модуляцию в самих лазерах или при распространении в нелинейных и диспергирующих средах. В нелинейных средах для сжатия импульса используется эффект самокомпрессии [4, 5]. В последнее время выполнены работы по сжатию импульсов, обладающих спектральным суперконтинуумом [6]. Сильная компрессия достигнута при параметрическом усилении импульсов с чирпом частоты [2, 3, 7-9]. Огромной дисперсией, необходимой для эффективной компрессии, обладают полые фотонные волокна, заполненные газом [10].

В данной работе исследуется процессы распространения и компрессии оптических импульсов, состоящих из малого числа колебаний, в нелинейной диспергирующей среде. Сообщаются результаты численного моделирования уравнения для напряженности электрического поля световой волны.

В работе анализируется волновое уравнение
$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = 0$$

где второе и третье слагаемые отвечают за дисперсию линейного поляризационного отклика электронной и колебательной природы, четвёртое и пятое- нелинейность отклика среды электронной и рамановской природы. Параметры a,b,g взяты для модельной среды и равны соответственно 2.89076е-44, 3.66077е17, -5.58881е-24. Среда полагается диэлектрической и однородной. Исследуется возможность сжатия импульса вплоть до одного периода осцилляций, анализируются формы профилей на выходе из среды.

E-mail: olgapaseka@gmail.com

Литература

1. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.:Мир, 1986

2. Baltuska A., Wei Z. et al. //Opt. Lett. V. 22. P. 102. 1997

3. Beddard T., Ebrahimzadeh M. // Opt. Lett. V. 25. P. 1052. 2000

4. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988

5. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.:Наука, 1996

6. Dudley J.M., Coen S. // Optics Express. V. 12, No. 11. P. 2423. 2004

7. Kinsler P., New G. H. C. // Phys. Rev. A 67. 2003

8. Witte S., Zinkstok R, et al. // Optics Express. V. 13. № 13. P. 4903. 2005

9. Tavella F., Nomura Y. et al. // Opt. Lett. V. 32, № 15. P. 2227. 2007

10. Nurhuda M., Suda A., Kaku M., and Midorikawa K. // Appl. Phys. B. V. 89. P. 209. 2007

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПУЧКА СВЕТА ЧЕРЕЗ ДВУМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ С ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩИМСЯ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Савочкин И.В.

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

В настоящей работе рассмотрено распространение пучка света через структуру, в которой показатель преломления периодически зависит как от поперечной, так и продольной координаты. Дискретная дифракция возникает в периодической структуре, состоящей из параллельных диэлектрических волноводов. Если волноводы расположены достаточно близко друг к другу, то между ними возможна перекачка световой энергии. Для двух волноводов параллельных оси *z* система, описывающая изменение амплитуды вектора напряженности с расстоянием выглядит так:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -iCA_2, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} = -iCA_1 \tag{1}$$

где A_1 и A_2 – амплитуды волны в первом и втором волноводах соответственно, C – коэффициент, характеризующий связь волноводов.

Теперь, если волноводы будут изогнуты по гармоническому закону вдоль оси *z*, то система примет вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -iCe^{-iqz}A_2, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} = -iCe^{iqz}A_1 \tag{2}$$

где *q* – параметр, характеризующий период изгиба волноводов.

Эта система имеет аналитическое решение:

а) для q ≠ 0:

$$A_{1} = C_{1} \exp\left(i\frac{C}{q}e^{-iqz}\right) + C_{2} \exp\left(-i\frac{C}{q}e^{-iqz}\right)$$

$$A_{2} = iC_{1} \exp\left(i\frac{C}{q}e^{-iqz}\right) - iC_{2} \exp\left(-i\frac{C}{q}e^{-iqz}\right)$$
(3)

б) для
$$q = 0$$
:
 $A_1 = C_1 \cos Cz - iC_2 \sin Cz$
 $A_2 = -iC_1 \sin Cz + C_2 \cos Cz$
(4)

где С₁ и С₂ – коэффициенты, определяемые из начальных условий.

Рассмотрим структуру, состоящую из большего числа волноводов, и направим пучок света в центральный из них. Для этого случая была составлена и решена численно система уравнений, подобная системе (2). Отметим, что при уменьшении периода изгиба волноводов, дифракция слабеет и пучок расширяется на меньшее количество волноводов; в пределе пучок будет проходить всего лишь по одному волноводу.

Во второй части данной работы изучен более общий случай дифракции в среде, показатель преломления которой непрерывно зависит от координат в виде двумерной функции (см. рис. 1):

$$n(x,z) = n_0 + \Delta n \cos(v_1 x + a(\cos v_2 z - 1)).$$
(5)



Рис. 1. Зависимости показателя преломления от координаты х и профиль пучка на входе в среду.



Рис. 2. Распространение пучка света через среду со следующими параметрами: *a*) n=1.2, $\Delta n=0.2$, a=0; *b*) n=1.2, $\Delta n=0.2$, a=5, $v_1=2$, $v_2=2$; *b*) n=1.2, $\Delta n=0.2$, a=5, $v_1=2$, $v_2=4$.



Рис. 3. Распространение пучка света через среду при разных углах α падения: *a*) tg $\alpha = 0$; *б*) tg $\alpha = 1$; *в*) tg $\alpha = 2$.

Медленно меняющаяся амплитуда параксиального пучка подчиняется параболическому уравнению дифракции в неоднородной среде [1]:

$$2ik\frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_{\perp}A + k^2 \Delta n^2(x, z)A.$$
(6)

Численное решение уравнения (6) позволило найти распределение амплитуды поля дифрагирующего пучка света в структуре из прямых и изогнутых волноводов (рис. 2). Видно, что в таких средах существенно меняется характер дифракции света. Подбирая параметры Δn , a, v_1 и v_2 , можно добиться того, что пучок света будет распространяться без дифракции [2].

Также было рассмотрено поведение пучка света, падающего на такую систему под углом. Выяснилось, что при угле падения, превышающем некоторую критическую величину, дискретная дифракция в волноводах разрушается (рис. 3).

E-mail: <u>savochkin@physics.msu.ru</u>

Литература

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн, 2-е изд. М.: Наука, 1990.

2. Ivan L. Garanovich, Andrey A. Sukhorukov, and Yuri S. Kivshar. Nonlinear diffusion and beam self-trapping in diffraction-managed waveguide arrays. Opt. Express, 2007.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ОБЪЁМЕ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ПОМОЩЬЮ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Шадура И.В., Потёмкин Ф.В.

МГУ имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Диагностика структурных неоднородностей в объёме прозрачных диэлектрических сред является важной задачей, как с точки зрения дефектоскопии объектов, так и прикладных технологий: оптической записи и считывания информации, лазерного микромашининга, создания фотонно-кристаллических структур и т.д.

Процесс генерации третьей гармоники (ГТГ) фемтосекундного лазерного излучения, остросфокусированного в объём прозрачного диэлектрика, обладает рядом особенностей, благодаря которым её можно использовать для регистрации структурных неоднородностей:

нелинейная восприимчивость третьего порядка $\chi^{(3)}$ отлична от нуля во всех средах;

при острой фокусировке лазерного излучения в центр изотропной среды эффективность преобразования излучения в третью гармонику $\eta_{3\omega}$ равна нулю в результате деструктивной интерференции;

при фокусировке излучения на границы среды или при наличии в объёме среды микронеоднородности эффективность $\eta_{3\omega}$ отлична от нуля.

Целью настоящей работы было создание автоматизированной системы сканирования объёма прозрачных диэлектриков на наличие неоднородностей с помощью процесса ГТГ фемтосекундного лазерного излучения системы на хром-форстерите. Для получения микронного разрешения методики и уверенной регистрации несинхронного сигнала третьей гармоники лазерное излучение системы на хром-форстерите остро фокусировалось (NA=0,4) в объём образца плавленого кварца толщиной 1,5 мм (Рис. 1). При этом интенсивность лазерного излучения в фокальной плоскости достигала величины $\sim 10^{12}$ Bt/cm², что всего на порядок ниже порога оптического пробоя прозрачных диэлектриков 10^{13} Bt/cm².



Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — нейтральный светофильтр, 2 — острофокусирующие линзы (NA=0,4), 3 — помещенный на трёхкоординатную подвижку исследуемый образец из плавленого кварца, 4 — полосовой фильтр (λ=410 нм, Δλ=10 нм), 5 — ФЭУ для регистрации сигнала третьей гармоники, 6 — фотоприёмник для контроля падающей энергии лазерного излучения, 7 — фотоприёмник для контроля прошедшей энергии лазерного излучения, 8 — излучение лазера на кристалле хром-форстерита (τ=140 фс, λ=1,24 мкм, E=0,01÷0,1 мкДж).

Эксперимент проводился в автоматическом режиме: перемещение подвижки с шагом 0,625 мкм по трём координатам было синхронизировано с частотой следования лазерных импульсов 10 Гц; в каждом выстреле автоматически измерялись энергии падающего и прошедшего лазерного излучения, а также энергия сигнала третей гармоники.



Рис. 2. Результат сканирования объёма плавленого кварца с помощью процесса ГТГ<u></u>W₃₀ — энергия сигнала третьей гармоники.

На Рис. 2 представлены результаты эксперимента. Зарегистрирован дефект структуры плавленого кварца с размерами 15х4 мкм.

Таким образом, процесс ГТГ фемтосекундного лазерного излучения может быть эффективно использован для регистрации дефектов в объёме прозрачных диэлектриков. Кроме этого, выбранная методика может быть применена для детектирования динамических неоднородностей в объеме диэлектрических сред, например, лазерноиндуцированной плазмы с временным разрешением.

E-mail: shadura.ivan@physics.msu.ru

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие

Подсекция АСТРОФИЗИКА

АНАЛИЗ КРИВОЙ БЛЕСКА ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ЭКЗОПЛАНЕТОЙ HD 189733 Абубекеров М. К., Гостев Н.Ю5
ФОРМИРОВАНИЕ СОСТАВА СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, БОГАТЫХ ТЯЖЕЛЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ Авдонин В.В.
НЕЙТРИННЫЙ ТЕЛЕСКОП ANTARES И ГАММА-ВСПЛЕСКИ Афанасьев А.А.
НАБЛЮДЕНИЯ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА РОБОТ-ТЕЛЕСКОПАХ МАСТЕР
Горбовской Е.С
РАНГОВЫЙ АНАЛИЗ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМ И ОЦЕНКА ИХ РАЗНООБРАЗИЯ Дятлова М.В., Хайбуллов Р.А
РАЗВИТИЕ МОДЕЛЕЙ ПЕРЕНОСА В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ. МЕТОД НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ Зубарев С.Н
ВОЗРАСТАНИЯ ПОТОКОВ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ИХ ЛОКАЛИЗАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНО ГРАНИЦ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА. Караваев М.В
ОЦЕНКА АКТИВНОСТИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ НА СОЛНЦЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ МУЛЬТИФРАКТАЛЬНОГО АНАЛИЗА ДИНАМИКИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН Козловский А.Л.
ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ АНТЕННЫ СИСТЕМЫ "GLOBALSTAR" ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ АЛЕРТОВ О ГАММА-ВСПЫШКАХ С КА "ЛОМОНОСОВ" Краснов А.С
исследование питч-углового распределения в последнем событии GLE по данным наземных установок Кураева А.С., Яковлева Е.И., Кузовкова А.Ю., Астапов И.И
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОТКЛИКА ЭМУЛЬСИОННОГО БЛОКА И МИКРОСКОПА НА ПРОЦЕДУРУ ПОИСКА ТРЕКОВ Левашев Д.К
ТЕСТИРОВАНИЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ МИКРОСХЕМЫ ДЛЯ СЧИТЫВАНИЯ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ "НУКЛОН" Лобанов А.А
ПРЕДЛОЖЕНИЕ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОНИКАЮЩЕЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В МЕЖДУНАРОДНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ "ПАМИР- ЧАКАЛТАЯ" Матвеев С.Ю. 23
ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА «УНИВЕРСИТЕТСКИЙ – ТАТЬЯНА - 2» Морозенко В.С
СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА ІА И КОСМИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ВАКУУМА Пружинская М.В
КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ МАССОВЫХ ПОТЕРЬ ЯДРА КОМЕТЫ Снеткова Ю.А

СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА НАУЧНОГО КОМПЛЕКСА «ГАММА-400» Тант Зин
ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОСВИЧ-ДЕТЕКТОРА ДЛЯ НАУЧНОГО УНИВЕРСИТЕТСКОГО СПУТНИКА «ЛОМОНОСОВ» Шилова Е.А
К ЗАДАЧЕ ДВУХ ТЕЛ-ТОЧЕК С ПЕРЕМЕННЫМИ МАССАМИ ПРИ НАЛИЧИИ РЕАКТИВНЫХ СИЛ Шукиргалиев Б.Т

Подсекция АОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Исследование поведения заряженных частиц в тяжелоионных столкновениях: Au + Au при энергии 9,2 ГэВ/нуклон Апарин А.А
СПЕКТРОСКОПИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПРОЦЕССА ДВУХФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ ОДНОКРАТНО ЗАРЯЖЕННЫХ ВЫСТРОЕННЫХ ИОНОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ Битюцкая А.С
ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСОВ НЕКОТОРЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ¹¹ В И ¹³ С ВБЛИЗИ ПОРОГОВ ЭМИССИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ Данилов А.Н
РАДИОГИПЕРБОЛОИД Дыбов А.В
ЗАМЕДЛЕНИЕ И АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В КРИОГЕННОМ ПОЗИТРОННОМ ИСТОЧНИКЕ УСТАНОВКИ LEPTA Зыков П.А., Снигур И.М
ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЯ ВЫХОДА ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С АТОМАМИ МИШЕНИ Иванов И.А., Александренко В.В
АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКОГО ПОЛУЛЕПТОННОГО РАСПАДА НА УСТАНОВКЕ LHCB Комаров И.А40
АТОМНЫЕ ОБЪЕМЫ ЭЛЕМЕНТОВ С NP ВНЕШНИМИ ОБОЛОЧКАМИ Крылов Д.А., Душкин А.В., Зацаренко П.Б42
РАДИАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ОБЛАГОРАЖИВАНИЯ ТОПАЗОВ Кудрявцева А.А
ПОИСК ОПТИМАЛЬНЫХ КРИТЕРИЕВ ОТБОРА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ НА УСТАНОВКЕ LHCb Мизурова В.А
АТОМНЫЙ АНАЛОГ ФОТО-ЯДЕРНОГО КОНФИГУРАЦИОННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ Никитин Д.П
ДВОЙНОЕ РОЖДЕНИЕ t-КВАРКОВ В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВ МЕНЯЮЩИХ АРОМАТ Пашкова Ю.В.
МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ЧИСЛА СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ В КЛЕТКЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ Петрунькин Г.В.
ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОН-ПРОТОННОГО И ПРОТОН-АНТИПРОТОННОГО РАССЕЯНИЙ ПРИ ПОЛНОЙ ЭНЕРГИИ 900 ГЭВ Ралченко Н В
РЕДКИЕ ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ К, В, D МЕЗОНОВ В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ И ЕЕ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ РАСШИРЕНИЯХ Ретинская Е.М. 52
СОЗДАНИЕ ПРОТОТИПА КРЕМНИЕВОГО ВЕРШИННОГО ДЕТЕКТОРА ЭКСПЕРИМЕНТА CLAS12 Рогожин С.В

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ С 4В-СТРУЯМИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS Сауханбек Е.Н
ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ OPERA Трошина В.Л
ДЕФОРМИРОВАННЫЕ ЯДРА Трощиев С.Ю
РЕКОНСТРУКЦИЯ РАСПАДА В± → J/Ψ K± В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ Турчихин С.М
МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОЩНОСТИ ДОЗЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНОЙ АКТИВНОСТИ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОАКТИВНОГО ⁶⁰ Со Федотова Д.А
РЕКОНСТРУКЦИЯ РАСПАДА W → LN НА ДЕТЕКТОРЕ ATLAS Черемушкина Е.В
РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЛЯТОРА ДЛЯ СИСТЕМ НЕПРА И LENPA ПРОЕКТА ITER НА ОСНОВЕ ZNO КЕРАМИКИ Черненко К.А
РАЗРАБОТКА ЗАДАЧИ «ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ МЕТОДОМ РАДИОХРОМНОЙ ПЛЁНОЧНОЙ ДОЗИМЕТРИИ» ДЛЯ СПЕЦИАЛЬНОГО ПРАКТИКУМА» Шевель М.А
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ 11В(¹⁶ О, ¹⁶ О)11В ПРИ ЭНЕРГИИ 28 МЭВ Эшбеков Н.У., Ильясова А.Ж

Подсекция БИОФИЗИКА

ИССЛЕДОВАНИЕ КЛЕТОЧНЫХ МЕМБРАН С ПОМОЩЬЮ ГРАМИЦИДИНА КАК СЕНСОРА МЕТОДОМ ЛОКАЛЬНОЙ ФИКСАЦИИ ПОТЕНЦИАЛА Адельянов А.М
ОСОБЕННОСТИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ РАСТЕНИЙ ПРИ МНОГОКОМПОНЕНТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ Алексеев А.А
ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ КАЛЬЦИЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОБЕЛИНА Алиева Р.Р
ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ДЕНАТУРАЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЦТАБ
Журавлева В.В., Власова И.М
РОЛЬ D-ASP В БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ И ОНТОГЕНЕЗЕ Ивлиева А.А
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НОВЫХ АНТРАТИОФЕНДИОНОВ С РАЗЛИЧНЫМИ СТРУКТУРАМИ ДНК Ильинский Н.С
СПЕКТРЫ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ЛИСТЬЕВ БОБОВ ПРИ ИНГИБИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ХЛОРОПЛАСТАХ Калмацкая О.А., Левыкина И.П
ВЛИЯНИЕ ВАРИАЦИИ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ВОДЫ НА ПОДВИЖНОСТЬ СПЕРМАТОЗОИДОВ Киркина А.А
ВЛИЯНИЕ МОДИФИКАЦИЙ ПОРФИРИНА ТМРУР4 НА СТАБИЛИЗАЦИЮ СТРУКТУРЫ G- КВАДРУПЛЕКСОВ
Ковалёва О.А

ИЗУЧЕНИЕ ИОННОГО ТРАНСПОРТА, ОСУЩЕСТВЛЯЕМОЕ NA,K,АТФАЗОЙ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ИСКУССТВЕННОЙ МЕМБРАНЕ НА ТВЕРДОЙ ПОДЛОЖКЕ Конев С.Д
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГИПОМАГНИТНЫХ УСЛОВИЙ НА ЭМБРИОНАЛЬНОЕ РАЗВИТИЕ ЯПОНСКОГО ПЕРЕПЕЛА Круглов О.С
ИЗУЧЕНИЕ АГРЕГАЦИИ СИГМА-СУБЪЕДИНИЦЫ РНК-ПОЛИМЕРАЗЫ С ПОМОЩЬЮ АСМ Кузьмина Н.В.
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО НАНОМАРКЕРА БЕНГАЛЬСКОГО РОЗОВОГО С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА Кулешова А.А., Власова И.М.
Моделирование группы нейронов и астроцитов в условиях ишемического инсульта Макаров С.С.
Влияние полилизинов на распределение электрического потенциала в липидных мембранах Марукович Н.И., МакМюррей М. Д80
МАЛООБЪЁМНЫЙ АВТОМАТИЧЕСКИЙ СТРАТОСТАТ ДЛЯ ЗАБОРА ПРОБ ВОЗДУХА Миронов Н.И.
АНАЛИЗ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ГЕНОМОВ МЕТОДОМ DFA Назаров Л.И
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АДСОРБЦИИ КИСЛОРОДА В МОЛЕКУЛЕ БЫЧЬЕГО СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА МЕТОДОМ СПИНОВОГО ЗОНДА Немова Е.Ф
МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУР ВОДЫ МЕТОДАМИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ Рубцова Е.В.
ВОЗДЕЙСТВИЕ ДЕЙТЕРИРОВАННОЙ ВОДЫ НА ОДНОКЛЕТОЧНЫЕ ЗЕЛЕНЫЕ ВОДОРОСЛИ Семенов К.Т
НЕИНВАЗИВНЫЕ БИОМАРКЕРЫ ЖИЗНЕСПОСОБНОСТИ ЭМБРИОНОВ Грошина М.Н
- РЕГУЛЯТОРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ЭНАНТИОМЕРОВ АМИНОКИСЛОТ В ТЕСТОВЫХ БАКТЕРИАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ Гушканов А.В.,Ивлиева А.А
Подсекция ГЕОФИЗИКА

МЮОННАЯ ДИАГНОСТИКА АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ С ПОМОЩЬЮ МЮОННОГО ГОДОСКОПА Ампилогов Н.В., Дмитриева А.Н., Михайленко А.С. , Терегулов А.И. , Толкачева Н.В	91
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАСЧЕТОВ НА ГРАФИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОРАХ ПРИ ТОМОГРАФИИ ИОНОСФЕРЫ Базыленко Л.В.	92
ЗАВИСИМОСТЬ ВЫСОТЫ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАЧНОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА Бокова Э.Р	93
УЧЁТ ОТКЛОНЕНИЙ ОПОРНОЙ ЧАСТОТЫ GNSS-ПРИЁМНИКОВ В ИОНОСФЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ Васильев А.Е.	95
ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ Громушкин Д.М., Щеголев О.Б.	96
СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ Закиров А.А.	98
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПОВ ГОРНЫХ ПОРОД ПО ПЕТРОФИЗИЧЕСКИМ ДАННЫМ Леляев П.А.	99

ФОРМИРОВАНИЕ НАВЕДЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ ПРИ ТЕРМОНАМАГНИЧЕННОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД Мбеле Ж.Р	x .101
ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЯВЛЕНИЕ САМООБРАЩЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД Минина Ю.А	.102
ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЕЙСМИЧЕСКОГО БАРЬЕРА Нафасов А.Э.	.104
ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ РОЕВОЙ АКТИВНОСТИ Потанина М.Г.	.106
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДНА МЕЛКОГО МОРЯ МЕТОДАМИ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ Прудникова А.В.	.107
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УСВОЕНИЯ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ПРОГНОЗЫ РЕГИОНАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ Смирнова М.М.	.108
ПРОЦЕССЫ ЗАХВАТА КРУПНЫХ ДОННЫХ ЧАСТИЦ ВИХРЯМИ В ПОТОКАХ ПРОРЫВА ПЛОТИНЫ Семенюк В.Н.	.109
О ВЛИЯНИИ ФЛУКТУАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ И ЭНТРОПИИ НА ИНДИКАТРИСУ РАССЕЯНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ Юшков Е.В.	.110

Подсекция МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ В КВАНТОВОМ ВОЛНОВОДЕ С ЭФФЕКТОМ РАШБА Адо И.А.	111
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЯ КОНТРАСТНОЙ СТРУКТУРЫ ТИПА СТУПЕНЬКА В ЗАДАЧЕ РЕАКЦИЯ-АДВЕКЦИЯ-ДИФФУЗИЯ Антипов Е.А., Ягремцев А.В	112
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛНОВОДОВ Боголюбов Н.А.	112
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ. ТЕМНЫЕ СОЛИТОНЫ Болотина Н.В.	113
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ МАЛОПЛОТНЫХ МЕТАЛЛОВ С РЕНТГЕНОВСКОГО ТОМОГРАФА SKYSCAN 1074 (НА ПРИМЕРЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СЛОЕВ ИЗ НАНОЧАСТИЦ ВІ) Борисенко Л.А., Маликова А.С., Орехов А.С.	114
ДВУМЕРНЫЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ТОКОВЫЙ СЛОЙ Васько И.Ю	116
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДА ПЕРЕМЕННОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ С ВХОДЯЩИМИ УГЛАМИ Ерохин А.И.	117
ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ВО ВХОДНОМ УЧАСТКЕ КОЛЬЦЕВОГО КАНАЛА Ислямов И.Ш., Васильев А.А.	117
О СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОЙ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ В СЛУЧАЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ КОРНЕЙ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ Костин А.В	119
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА В БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ Никитенко А.В.	122
ДВИЖУЩИЕСЯ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРУ ТИПА ВСПЛЕСКА В УРАВНЕНИЯХ РЕАКЦИЯ- ДИФФУЗИЯ Пыркин В.А.	123
•	

РЕШЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ С АДВЕКТИВНЫМ ЧЛЕНОМ С ПОМОЩЬЮ АСИМПТОТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ Саранцева Т.А.	125
ПРИ ПОМОЩИ ДРОБНОГО ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЯ Смирнова Д.Д.	126
ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАДАЧИ В ВОЛНОВОДЕ С КИРАЛЬНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ Ткач Е	
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА Хлебников Ф.Б.	128
НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ КОЛМОГОРОВА-ПЕТРОВСКОГО-ПИСКУНОВА Шарло А.С.	128

Подсекция МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КРУГЛОГО БРИЛЛИАНТА Васильев Н.В
СОЗДАНИЕ ПРОГРАММНОГО ПРИЛОЖЕНИЯ ПО РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ СВОЙСТВ ГАЗОВ, ЖИДКОСТЕЙ И ИХ СМЕСЕЙ Гжимайло П.В
Компьютерное моделирование физических явлений в пакете Maple Дьяконов С.С
КОМПЬЮТЕРНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ МЕТОДОВ В ЗАДАЧАХ НЕФТЕГАЗОВОЙ ГЕОФИЗИКИ Исаева А.В
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ Казак О.В
РЕШЕНИЕ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО: БЛУЖДАНИЕ ПО СЕТКЕ СО СЛУЧАЙНЫМ ШАГОМ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИФФУЗИОННОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА Кочкарева Я.В
ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЬЕЗОКОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ Криворучко А.В
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СОЗДАНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В ВТСП Мохненко С.Н
ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВОДОРОДА Новосёлов А.А
МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ КЛАСТЕРОВ ТІ13 С МНОГОЧАСТИЧНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ЦЕНТРАЛЬНОЕ СТОЛКНОВЕНИЕ Панькин Н.А
РАЗРАБОТКА НОВЫХ ПОДХОДОВ К СИНТЕЗУ НЕФОРМАЛЬНОЙ АКСИОМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДЛЯ КОНКРЕТНОЙ, НО ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПРЕДМЕТНОЙ ОБЛАСТИ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ Поботойно П.А.
ГАРАНТИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ РЕАКТОРОМ НА ТЯЖЕЛОЙ ВОДЕ Разуваева А.П
РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОЛЛОИДНОЙ СИСТЕМЕ ВБЛИЗИ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ПЕРЕХОДА Чванова А.Вё4
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА, НАПОЛНЕННОГО МЕДЬЮ Саросек С.И., Бачурина А.Ю

УЧЁТ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ПРОТЯЖЕННОЙ ОБЛАСТИ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОЛИЭТИЛЕНА Сивцева В.В1	.46
МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОГО ПИКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ Тухлиев З.К	.47
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ С ПОМОЩЬЮ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК ПЕРЕМЕННОЙ КОНФИГУРАЦИИ Фундаев С.В., Журавлев В.М	48
МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА АМОРФНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА NI ³³ ZR ⁶⁷ Хадеев И.И	49
ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПОЯВЛЕНИЯ ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ВОЗНИКАЮЩИХ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ Хмеленко Д.Ю1	50
ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПРИБОРОВ ЯДЕРНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ В ALTIUM DESIGNER Шмелёв И.А	52
МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОСФЕРНЫХ ТОКОВ ЗЕМЛИ Черемных А.В1	53

Подсекция МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛ АЛЬБУМИНА С НАНОЧАСТИЦАМИ КРЕМНИЯ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ МЕТОДАМИ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА И ИК СПЕКТРОСКОПИИ	
Аненкова К.А, Тамаров К.П1	54
КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ФАЦИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КЛИНОВИДНОЙ ДЕГИДРАТАЦИИ Астахов О.В.	56
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МНОГОЭЛЕКТРОДНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ В КАЧЕСТВЕ МОНИТОРА ПОЛОЖЕНИЯ ЦЕНТРА ТЯЖЕСТИ ПРОТОННОГО ПУЧКА Бурый В.Е., Кравченко П.П1	58
КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ КАЧЕСТВА ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ЛЕЧЕНИЯ ВНУТРИГЛАЗНЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ Владимирова О.М	59
МАГНИТОРЕЗОНАНСНАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ Волков А.А., Какагельдыев С.К1	60
ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕДЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА В МОДЕЛЬНЫХ РАСТВОРАХ СЫВОРОТКИ КРОВИ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА Гибизова В.В., Сергеева И.А1	61
ВЛИЯНИЕ ГОМОГЕННОСТИ ФАНТОМА НА ПАРАМЕТРЫ ДОЗНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПУЧКА ФОТОНОВ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ КОЛЛИМАТОРОВ Денисов А.Л1	62
АКУСТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ Зотов Д.И.	64
ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТРАНСФОРМАТОРА МАГНИТНОГО ПОТОКА Миронюк А.Н	65
ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ УСТАНОВКИ ДЛЯ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОЙ ХИРУРГИИ НА ПОЛУЧАЕМЫЕ ДОЗНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ Осипов А.С.	67
ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИЛЬНОРАССЕИВАЮЩИХ ОБРАЗЦОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Пелих М.О.	.69

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛ АЛЬБУМИНА С НАНОЧАСТИЦАМИ АЛМА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ФОТОННО-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	\ЗA
Самсонова Ю.С.	.170
РОЛЬ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ ПРИ УЧЕТЕ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В СЛУЧАЕ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ Смирнов Е.А.	.171
ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЁННОЙ ДОЗЫ ПРИ КРУПНОПОЛЬНОМ ОБЛУЧЕНИИ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ Тюрнина С.В., Коконцев А.А.	.172
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ДИНАМИКА СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОГЕСТЕРОНА И 17А- ГИДРОКСИПРОГЕСТЕРОНА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ	
Федулова Е.В., Смирнова И.Н.	.173
СОЗДАНИЕ ИММУНОФЕНОТИПИЧЕСКОГО АТЛАСА ЛИМФОЦИТОВ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА Хвастунова А.Н.	.175
ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПОДВИЖНОСТИ В РАСТВОРАХ ПЕПСИНА МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА Имен Сладът, Ю.М. Патриарии, Г.П. Патрора	177
чжан Схолэи, юли, петруссвич, г.п.петрова	.1//

Подсекция МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ РОСТА ГРАНИ {100} КРИСТАЛЛА ХЛОРИДА КАЛИЯ Д.В. Богдашкина, Д.А. Воронцов, Е.В. Петрова	.178
МОДЕРНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ МОДУЛЯЦИИ ДАВЛЕНИЯ В УСТАНОВКЕ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ Васильев Д.А.	.179
ИЗУЧЕНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ АДСОРБЦИИ В БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ Дробышевский И.А., Куроедов Н.А., Габышев А.Н	.179
АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ МОДЕРНИЗИРОВАННЫХ СЕПАРАТОРОВ- ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЕЙ СПП-500-1 ТУРБОУСТАНОВКИ IV БЛОКА ЛЕНИНГРАДСКОЙ АЭС Егоров М.Ю.	.181
ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВЕТВЛЕННЫХ СТРУКТУР ПРИ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ПЕРЕХОДЕ В КОЛЛОИДНОМ РАСТВОРЕ С.О. Забегаев	.184
СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЖИДКОЙ ВОДЫ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВНЕШНЕГО ДАВЛЕНИЯ Зарипов Р.Р.	.185
КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ТРУБКАХ, ОХЛАЖДАЕМЫХ ВОЗДУХОМ Осипова Е.А.	.187
ТЕОРИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЛАПСА ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНОЙ ЗВЕЗДЫ О.В. Рудь	.189
ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЯ ПОСЛЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА ТЕНЕВЫМ ТЕНЕВЫМ ФОНОВЫМ МЕТОДОМ Цзинь Цзинь	ГИ .191
ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ПОДВИЖНОСТИ БЕНЗОЛЬНЫХ КОЛЕЦ В ПОЛИСУЛЬФОНЕ И ПОЛИКАРБОНАТЕ Шаймухаметова Э.Р	.192
ДИНАМИКА ДРЕЙФА ПУЗЫРЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ, ДРЕЙФ ТЕЛА ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЯХ Шатрова Е Ф	194
	/ 1

Подсекция

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ GAAS, ПОМЕЩЕНН ВНУТРИ РЕЗОНАТОРА ЛАЗЕРА, НА ФОРМУ ГЕНЕРИРУЕМЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬС Аль-Хужейри Р.М., Белякова Т.С.	IOM COB 196
ОБРАЗОВАНИЕ ЦВЕТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ Антонов Д.Н.	зии 197
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ДЛЯ ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД ЛАЗЕРЕ НА КРИСТАЛЛЕ Yb:LYSO Бурцев А.А	В 198
ОСОБЕННОСТИ ДВУХФОТОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ В СИСТЕМЕ БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЧЁТОМ УПРУГИХ МЕЖЧАСТИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ Васильев В.В.	199
ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОНОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ Васильева О.Ф.	200
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ С ДВИЖУЩЕЙСЯ НЕЛИНЕЙНО- ИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКОЙ Войтова Т.А.	202
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КАЧЕСТВА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ МО, ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ ФИЛАМЕН В ВОЗДУХЕ Волков М.В.	ДЫ ТА 204
НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В СРЕДЕ С КЕРРОВСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ИНДУЦИРОВАННОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ Гранкин А.С	206
СТОЛКНОВЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ Зверев Д.М.	207
ДИНАМИКА СТИМУЛИРОВАННОЙ АТОМНО – МОЛЕКУЛЯРНОЙ КОНВЕРСИИ В ОТСУТСТВ МОЛЕКУЛ В НАЧАЛЬНЫЙ МОМЕНТ ВРЕМЕНИ Зинган А.П.	ИИ 209
ФИЗИКА НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ В КАЛИЕВО-АЛЮМОБОРАТНОМ И СИЛИКАТНОМ СТЕКЛЕ С НАНОЧАСТИЦАМИ ХЛОРИДА МЕДИ Ким А.А.	
КВАНТОВАЯ ЗАПУТАННОСТЬ СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ДИССИПАЦИЕЙ Кирюхин О.М.	
Г ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫЕ МОДЫ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СИММЕТРИЧНОЙ СТРУКТУРЕ С ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ Левкина Г.Ю., Сапарина Д.О.	213
ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ СВЕТА ПРИ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ Мещеряков А.В.	215
ДИНАМИКА ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ ПРИ ТРЕХВОЛНОВОМ ПАРАМЕТРИЧСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В УСЛОВИЯХ ОТСТРОЙКИ ОТ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА Минвалиев Р.Н.	217
ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ Пасека О. И	219
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПУЧКА СВЕТА ЧЕРЕЗ ДВУМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ С ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩИМСЯ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ Савочкин И.В.	220
ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ОБЪЁМЕ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ПОМОЩЬЮ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
Шадура И.В., Потёмкин Ф.В.	222