

**Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Физический факультет**



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

**ЛОМОНОСОВСКИЕ
ЧТЕНИЯ
Секция физики**

Апрель 2009 года

СБОРНИК
ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

2009

Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики

16-25 апреля 2009 года

Сборник тезисов докладов

Москва
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
2009

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2009. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ. Сборник тезисов докладов. М., Физический факультет МГУ, 2009, 264 с.

Сборник тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения» печатается на физическом факультете МГУ уже в девятый раз.

Высокий уровень докладов этой конференции обусловлен существующим требованием обязательно включать в программу конференции доклады с изложением основных результатов научных работ, выдвигаемых на премии Московского университета им. М.В. Ломоносова и имени И.И. Шувалова.

В программу конференции также включены доклады, подготовленные на основе недавно защищенных или готовых к защите докторских диссертаций, что позволяет слушателям конференции ознакомиться с самыми актуальными научными исследованиями, проводимыми в стенах физического факультета.

В этом году в программу конференции включены около семидесяти докладов, которые будут сделаны на заседании восьми подсекций секции «Физика», соавторами этих докладов являются около ста сорока сотрудников, аспирантов и студентов нашего факультета.

Руководство факультета с признательностью встретит любые пожелания по улучшению организации проведения конференции «Ломоносовские чтения».

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

Профессор *В.И. Трухин*, профессор *Н.Н. Сысоев*

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 26.03.2009 г.
Объем 16,5 п.л. Тираж 110 экз. Заказ

Отпечатано в отделе оперативной печати
физического факультета МГУ

Подсекция:

ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели

профессор В.А.Макаров, профессор В.В.Михайлин,
профессор А.В.Андреев

КВАДРАТИЧНЫЕ И КУБИЧНЫЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Ст. науч. сотр. *Мурзина Т.В.*

Физика наноструктурированных материалов является в настоящее время одним из наиболее активно развивающихся направлений исследований. Основными причинами этого является, во-первых, интерес к изучению физических свойств наноструктур и новых эффектов, существующих только в структурах с ограниченной геометрией и отсутствующих в объемных материалах. Во-вторых, именно понимание функциональных возможностей наноструктур и развитие технологической базы для их производства определили бурный технический прогресс последнего времени. Особый интерес с точки зрения возможных приложений в информационных технологиях представляют собой магнитные и сегнетоэлектрические наноструктурированные материалы, магнитное или электрическое состояние которых можно изменять с помощью внешних воздействий – температуры, приложения электрического или магнитного полей. Наноструктурированность сегнетоэлектриков и магнетиков предоставляет дополнительные возможности по оптимизации их параметров, таких как температура и тип фазовых переходов, параметры переключения поляризации и намагниченности. Поэтому изучение свойств наноструктурированных магнитных и сегнетоэлектрических материалов представляет собой важную и актуальную задачу. Вторым актуальным аспектом этой задачи является необходимость развития высокочувствительных методов таких систем.

Перспективными для исследования наноструктур являются квадратичные и кубичные нелинейно-оптические методы, основанные на явлениях генерации второй и третьей оптических гармоник, магнитоиндуцированных эффектов в нелинейно-оптическом отклике, эффектах светового самовоздействия. Высокая чувствительность этих эффектов к структурным, симметричным, электронным, магнитным, сегнетоэлектрическим и проч. свойствам обусловлена в первую очередь их нелинейно-оптической природой, определяющей появление дополнительных по сравнению с линейно-оптическими методами возможностей для диагностики параметров структур. При выполнении данной работы были использованы следующие особенности нелинейно-оптического отклика. Во-первых, это запрет на генерацию второй оптической гармоники (ВГ) в объеме центросимметричных сред, приводящий к локализации квадратичных нелинейно-оптических источников в тонком нанометровом приповерхностном слое, что приводит к уникальной чувствительности ВГ к свойствам поверхностей и внутренних границ раздела центросимметричных сред, изучение ко-

торых традиционными методами затруднительно. В случае магнитных сред, одновременное нарушение пространственной симметрии на поверхности/границе раздела и симметрии по отношению к инверсии времени, связанной с намагниченностью среды, приводит к появлению магнитоиндуцированных составляющих квадратичной поляризации, амплитуда которых пропорциональна величине намагниченности. Именно наличие таких компонент поляризации дает возможность изучать магнитные свойства поверхности магнитной среды или границ раздела магнитных материалов, что представляет большой интерес. Во-вторых, чувствительность нелинейно-оптического сигнала к изменению симметрии структуры вещества обуславливает возможность диагностики фазовых переходов, особенно – при сегнетоэлектрическом переходе из полярной фазы в centrosymmetricную неполярную. В-третьих, такие параметры излучения, как направленность, поляризация, спектральная зависимость интенсивности и фазы связана со структурой вещества и морфологией его поверхности, а именно, наличие неоднородности структуры вещества или его поверхности на масштабах, меньших по сравнению с длиной волны света, приводит к так называемому гипер-релеевскому рассеянию (ГРР), или генерации диффузного и деполяризованного отклика на соответствующей частоте. На основании измерения параметров ГРР можно судить о морфологии исследуемой структуры. Интересными свойствами обладают так называемые магнитофотонные кристаллы (МФК) и микрорезонаторы (МФМР) - периодические структуры, частично или полностью образованные чередующимися магнитными материалами и с периодом, сравнимым с длиной волны света. Наличие в спектре МФК и МФМР фотонной запрещенной зоны и микрорезонаторной моды приводит к многократному усилению линейного и нелинейного магнитооптического отклика в таких структурах.

Целью данной диссертационной работы является исследование основных особенностей квадратичных и кубичных нелинейно-оптических эффектов, наблюдающихся при взаимодействии лазерного излучения с сегнетоэлектрическими и магнитными нано- и микроструктурами, развитие на базе квадратичных и кубичных эффектов нелинейно-оптических методов диагностики таких наноструктур.

Актуальность работы заключается в развитии нелинейно-оптических методов исследования магнитных и сегнетоэлектрических нано- и микроструктур и собственно в выборе объектов исследования, представляющих интерес как с точки зрения изучения их фундаментальных свойств, так и с точки зрения возможных применений.

Научная новизна работы состоит в обнаружении и исследовании механизмов ряда новых физических эффектов в нелинейно-оптическом отклике магнитных и сегнетоэлектрических нано- и микроструктур, в развитии нелинейно-оптической диагностики сегнетоэлектрических и магнит-

ных свойств поверхности и наноструктур магнитных сред, магнитных и сегнетоэлектрических.

В работе приведены результаты экспериментальных исследований нелинейно-оптического отклика сегнетоэлектрических и магнитных нано- и микроструктур, а также периодических магнитных микроструктур – магнитофотонных кристаллов. Развита методика диагностики сегнетоэлектрических и магнитных нано- и микроструктур, основанные на квадратичных и кубических нелинейно-оптических эффектах, таких как спектроскопия второй и третьей оптических гармоник, гипер-релеевское рассеяние второго и третьего порядков, температурные зависимости интенсивности нелинейно-оптического отклика, генерация магнитоиндуцированных второй и третьей гармоник, кубические эффекты светового самовоздействия.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

I. Особенности нелинейно-оптического отклика сегнетоэлектрических систем:

- Методом генерации второй оптической гармоники наблюдался сегнетоэлектрический фазовый переход на свободной поверхности многослойных ленгмюровских пленок сегнетоэлектрического полимера поливинилиденфторида с трифторэтиленом, связанный с сегнетоэлектрическим упорядочением дипольных моментов полимерных молекул в поверхностном ленгмюровском слое. Обнаружены сегнетоэлектрические свойства в предельном случае планарной двумерной системы - мономолекулярном слое сегнетоэлектрического полимера поливинилиденфторида с трифторэтиленом. Показано, что температурный гистерезис интенсивности ВГ является проявлением сегнетоэлектрического фазового перехода первого рода, который в монослойной структуре является вырождением двух ФП, присущих объемному полимеру - объемного и поверхностного [1-4].
- Методами генерации ВГ и атомно-силовой микроскопии исследована структура тонких пленок сегнетоэлектрика ниобата калия, KNbO_3 . Показано, что структура пленок неоднородна, характерный масштаб неоднородности составляет около 200 нм в латеральном и 30÷60 нм - в нормальном к поверхности направлении. Обнаружено снижение температуры Кюри (более чем на 20°) и уширение температурной области фазовых переходов первого рода по сравнению с монокристаллическим KNbO_3 , обусловленное нанокристаллической структурой пленок [5].
- Методом генерации ВГ показано, что структура эпитаксиальных пленок феррита висмута, BiFeO_3 (толщиной 100÷400 нм), изготовленных методом металлоорганического осаждения из газовой фазы, является преимущественно однородной и их структура соответству-

ет классу симметрии 2. Обнаружено обусловленное механическими напряжениями снижение температуры Кюри сегнетоэлектрического фазового перехода в эпитаксиальных пленках феррита висмута (T_C^{film}) по сравнению с температурой Кюри (T_C) для монокристалла BiFeO_3 . Показано, что разница температур $\Delta T = T_C - T_C^{\text{film}}$ увеличивается с ростом механического напряжения в пленках BiFeO_3 : температурный сдвиг ΔT достигает величины $65 \pm 20^\circ$ при эпитаксиальном напряжении $\sigma = 0.27$ ГПа и около $135 \pm 20^\circ$ при $\sigma = 0.36$ ГПа [6,7].

II. Особенности магнитоиндуцированного нелинейно-оптического отклика магнитных наноструктур:

- Обнаружено, что в магнитных наноструктурах - нанослоях и наночастицах магнитных металлов и железо-иттриевого граната - величина магнитооптического эффекта Керра на частоте второй и третьей оптических гармоник существенно, на один-два порядка величины, превышает аналогичные значения линейного магнитооптического эффекта. Усиление магнитного нелинейно-оптического отклика связано с появлением магнитоиндуцированной составляющей нелинейной поляризации в приповерхностной области магнитной среды [8-16].
- Установлено, что генерация второй оптической гармоники в неупорядоченных ансамблях магнитных наночастиц имеет вид гиперрелевского рассеяния, или генерации диффузной и деполаризованной ВГ при падении на образец линейно-поляризованного излучения накачки. Характерные значения относительной величины магнитной гиперполяризуемости наночастиц составляют 0,1 [10,11].
- Показано, что в наногранулярных магнитных пленках достигается усиление магнитного нелинейно-оптического эффекта Керра на частоте второй и третьей оптических гармоник в области существования гранулярной структуры. Обнаружена корреляция нелинейно-оптического магнитного эффекта Керра и коэффициента гигантского магнитосопротивления (ГМС) в гранулярных пленках состава $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$, проявляющаяся в качественно одинаковой зависимости магнитного контраста и коэффициента ГМС от концентрации магнитной компоненты в структуре пленок [14-16].

III. Особенности нелинейно-оптического отклика ансамблей металлических наночастиц:

- Методом спектроскопии второй гармоники обнаружено возрастание как магнитного, так и немагнитного (кристаллографического) отклика на частоте ВГ в наногранулярных пленках состава $\text{Co}_x\text{Ag}_{1-x}$, обусловленного резонансным возбуждением локальных поверхност-

ных плазмонов в магнитных наногранулах в спектральном диапазоне 3.9÷4 эВ [15, 16].

- Обнаружен эффект усиления интенсивности второй и третьей гармоник в островковых пленках серебра (ОПС), связанный с возрастанием факторов локального поля при резонансном возбуждении локальных поверхностных плазмонов в ОПС (соответствующие коэффициенты усиления составляют $\sim 10^2$). Спектральные особенности нелинейно-оптического отклика, подтверждающие плазмонный механизм усиления нелинейного отклика в ОПС, заключаются в сдвиге спектрального максимума интенсивности ВГ и ТГ в длинноволновую область спектра при уменьшении расстояния между пленкой и кремниевой подложкой [17,18].

IV. Особенности нелинейно-оптического отклика периодических планарных магнитных микроструктур:

- Обнаружено усиление генерации второй и третьей оптических гармоник на краю фотонной запрещенной зоны и микрорезонаторной моды в магнитофотонных кристаллах и микрорезонаторах. В области усиления нелинейно-оптического отклика исследованы магнитоиндуцированные эффекты при генерации ВГ и ТГ. Магнитный контраст интенсивности ВГ в экваториальном эффекте Керра достигает 90 %, магнитоиндуцированный поворот плоскости поляризации - 140° [19-22].
- Обнаружено значительное усиление кубичных нелинейно-оптических эффектов: самофокусировки, двухфотонного поглощения и поляризационного самовоздействия в фотоннокристаллических микрорезонаторах в спектральной окрестности микрорезонаторной моды. Возрастание нелинейно-оптических эффектов обусловлено усилением локальных оптических полей при пространственной локализации излучения в микрорезонаторной моде или выполнении условий фазового синхронизма вблизи края фотонной запрещенной зоны в магнитофотонных микрорезонаторах [23].

По теме диссертационной работы опубликовано более 40 работ. Некоторые из них приведены ниже в списке литературы.

Литература

1. Т.В. Мурзина, Т.В. Мисюряев, Ю.Г. Фокин, С.П. Палто, С.Г. Юдин, О.А. Акципетров. Поверхностный фазовый переход в многослойных полимерных ленгмюровских пленках. Письма в ЖЭТФ, **78**, с. 160 (2003).
2. O.A. Aktsipetrov, L.M. Blinov, V.M. Fridkin, T.V. Misuryaev, T.V. Murzina, S.P. Palto, S.G. Yudin. Two-dimensional ferroelectricity and second-

harmonic generation in PVDF Langmuir-Blodgett films. *Surf. Sci.* **454-456**, 1016 (2000).

3. O.A. Aktsipetrov, T.V. Misuryaev, T.V. Murzina, S.P. Palto, N.N. Petukhova, V.M. Fridkin, Yu.G. Fokin, and S.G. Yudin. Two-dimensional ferroelectricity and phase transitions in PVDF Langmuir-Blodgett films probed by second-harmonic generation. *Integrated Ferroelectrics*, **35**, 23 (2001).

4. Yu.G. Fokin, T.V. Misuryaev, T.V. Murzina, S.P. Palto, N.N. Petukhova, S.G. Yudin, and O.A. Aktsipetrov. Two-dimensional ferroelectricity in monolayer PVDF Langmuir Blodgett films studied by optical second-harmonic generation. *Surf. Sci.* **507-510**, 719 (2002).

5. T. V. Murzina, S. A. Savinov, A. A. Ezhov, and O. A. Aktsipetrov, I. E. Korsakov, I. A. Bolshakov, and A. R. Kaul. Ferroelectric properties in KNbO₃ thin films probed by optical second harmonic generation. *Applied Phys. Lett.*, **89**, 062907 (2006).

6. M.S. Kartavtseva S.A. Savinov O.Yu. Gorbenko T.V. Murzina, A.R. Kaul A. Barthélémy. BiFeO₃ thin films prepared using metalorganic chemical vapor deposition. *Thin Solid Films*, **515**, 6416 (2007).

7. M.S. Kartavtseva, O.Yu. Gorbenko, A.R. Kaul, A.R. Akbashev, T.V. Murzina, S. Fusil, A. Barthelemy, F. Pailloux. BiFeO₃ thin films prepared by MOCVD. *Science Direct*, **201**, 9149 (2007).

8. T.V. Murzina, E.A. Ganshina, V.S. Guschin, T.V. Misuryaev, and O.A. Aktsipetrov. Nonlinear Magneto-Optical Kerr Effect and Second-harmonic Generation Interferometry in Co-Cu Granular Films. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3769 (1998).

9. O.A. Aktsipetrov, T.V. Murzina, E.M. Kim, R.V. Kapra, A.A. Fedyanin, M. Inoue, A.F. Kravets, S.V. Kuznetsova, M.V. Ivanchenko, and V.G. Lifshits. Magnetization-induced second- and third-harmonic generation in magnetic thin films and nanoparticles. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 137 (2005).

10. T.V. Murzina, A.A. Nikulin, O.A. Aktsipetrov, J.W. Ostrander, A.A. Mamedov, N.A. Kotov, M.A.C. Devillers, and J. Roark. Nonlinear magneto-optical Kerr effect in hyper-Rayleigh scattering from layer-by-layer assembled films of yttrium iron garnet nanoparticles. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1309 (2001).

11. T.V. Murzina, G.B. Khomutov, A.A. Nikulin, Th. Rasing, and O.A. Aktsipetrov. Hyper-Rayleigh scattering in Gd-containing LB superstructures. *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 63 (2000).

12. T.V. Murzina, E.M. Kim, R.V. Kapra, O.A. Aktsipetrov, A.F. Kravets, M. Inoue, S.V. Kuznetsova, M.V. Ivanchenko, V.G. Lifshits. Magnetization-induced optical third-harmonic generation in Co and Fe nanostructures. *Phys. Rev. B*, **73**, 140404(R) (2006).

13. I.A. Kolmychek, T.V. Murzina, S. Fourier, J. Wouters, V.K. Valev, T. Verbiest, O.A. Aktsipetrov. Second harmonic generation in core(shell) γ -Fe₂O₃ nanoparticles. *Solid State Phenomena*, **152-153**, 508 (2009).

14. T.V. Murzina, T.V. Misuryaev, A.F. Kravets, J. Gьdde, D. Schuhmacher, G. Marowsky, A.A. Nikulin, and O.A. Aktsipetrov. Nonlinear magneto-optical Kerr effect and plasmon-assisted second-harmonic generation in magnetic nanomaterials exhibiting giant magnetoresistance. *Surf. Sci.* **482-485**, 1101 (2001).

15. T.V. Murzina, T.V. Misuryaev, A.A. Nikulin, O.A. Aktsipetrov, and J. Gьdde. Correlation between GMR and nonlinear magneto-optical Kerr effect in granular films. *J. Mag. Mag. Mat.* **258-259**, 99 (2003).

16. Т.В. Мурзина, Е.М. Ким, С.Е. Мацкевич, О.А. Акципетров, А.Ф. Кравец, А.Я. Вовк, Генерация магнитоиндуцированной третьей оптической гармоники в магнитных наногранулярных пленках: корреляция с гигантским магнитосопротивлением. *Письма в ЖЭТФ*, **79**, вып. 4, 190 (2004).

17. Е.М. Ким, С.С. Еловигов, Т.В. Мурзина, О.А. Акципетров, М.А. Бадер, Г. Маровский, Генерация гигантской третьей оптической гармоники в островковых пленках серебра. *Письма в ЖЭТФ*, **80**, вып. 8, с. 600-604 (2004).

18. E.M. Kim, S.S. Elovikov, T.V. Murzina, O.A. Aktsipetrov, M.A. Bader, G. Marowsky. . Surface-Enhanced Optical Third-Harmonic Generation in Ag Island Films. *Phys. Rev. Letters*, **95**, 227402 (2005).

19. O.A. Aktsipetrov, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, T.V. Murzina, M. Inoue, K. Nishimura, and H. Uchida. Magnetization-induced second-and third-harmonic generation in magnetophotonic crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 176 (2005).

20. О.А. Акципетров, Р.В. Капра, Т.В. Мурзина, А.А. Рассудов, К. Нishимура, Х Учида, М. Иноуэ. Генерация магнитоиндуцированной третьей гармоники в магнитных фотонных микрорезонаторах. *Письма в ЖЭТФ*, **77**, с. 639 (2003).

21. T.V. Murzina, R.V. Kapra, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, O.A. Aktsipetrov, K. Nishimura, H. Uchida, and M. Inoue. Magnetization-induced second-harmonic generation in magnetophotonic crystals. *Phys. Rev. B* **70**, 012407 (2004).

22. T. V. Murzina, E. M. Kim, R. V. Kapra, I. V. Moshnina, O.A. Aktsipetrov, D.A. Kurdyukov, S.F. Kaplan, V.G. Golubev, M.A. Bader, G. Marowsky. Magnetophotonic crystals based on yttrium-iron-garnet infiltrated opals: Magnetization-induced second-harmonic generation. *Applied Phys. Letters*, **88**, 022501 (2006).

23. И.Э. Раздольский, Р.В. Капра, Т.В. Мурзина, О.А. Акципетров, М. Иноуэ. Кубичные эффекты самовоздействия в фотонно-кристаллических микрорезонаторах. *Письма ЖЭТФ*, **84**, вып. 8, 529-532 (2006).

ШИРОКОДИАПАЗОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ 1D ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ФИБОНАЧЧИ

Аспирантка *Грушина Н.В.*, вед. программист *Зотов А.М.*,
профессор *Короленко П.В.*, инженер *Мишин А.Ю.*

В оптике фотонных структур большое внимание уделяется эффекту широкодиапазонного отражения излучения от 1D фотонных кристаллов Фибоначчи, в роли которых часто выступают диэлектрические многослойные системы (МС). Указанный эффект связан с возможностью обеспечить высокий коэффициент отражения световых волн при всех углах падения и в достаточно широком спектральном интервале. Возможность его реализации применительно к МС Фибоначчи рассматривалась в литературе на основе различных подходов [1-2]. Среди этих подходов можно выделить такие, которые основываются либо на применении повторяющихся блоков элементов, либо на внесении в систему различного рода (иногда случайных) возмущений. Такие подходы позволяют в ряде случаев значительно расширить диапазон длин волн, на котором коэффициенты отражения оказываются близкими к единице. Тем не менее, обозначенная проблема сохраняет свою актуальность с точки зрения поиска дополнительных возможностей для более эффективного широкодиапазонного отражения волн. Эти возможности в значительной степени связаны с появлением новых технологий, позволяющих изготавливать качественные МС, насчитывающие несколько сот слоев [3]. В данной работе на основе численного моделирования проведен анализ особенностей широкодиапазонного отражения от систем с различными параметрами и разным количеством слоев. Рассмотрены также возможности улучшения характеристик отражения от МС за счет вариации толщин ее слоев.

Сразу отметим, что применительно к МС Фибоначчи отсутствует проблема эффективного отражения излучения в узких диапазонах частот излучения. Если центральные частоты этих диапазонов известны, то не представляет большого труда изготовить соответствующую МС. Сказанное иллюстрирует *рис. 1*, на котором изображены распределения коэффициентов отражения четвертьволновой МС из 34 слоев по частотам и углам падения для s-поляризации излучения. Распределения построены в предположении, что чередуются слои со значениями показателей преломления $N_l = 1,44$ и $N_h = 3,35$. *Рис. 1,а* выполнен в трехмерном представлении, а *рис. 1,б* – в двумерном. На *рис. 1,б* проведены две прямые вертикальные линии (штрих-пунктир), положения которых соответствуют центральным частотам спектральных интервалов, в пределах которых достигается высокий коэффициент отражения при всех углах падения излучения. Первая из них расположена в левой по отношению к частоте $\bar{\omega} = 1$ широкой запре-

щенной зоне и соответствует центральной частоте $\bar{\omega} = 0,84$, вторая расположена в правой широкой зоне, ее центральная частота равна – $\bar{\omega} = 1,4$ ($\bar{\omega}$ – нормированная частота $\bar{\omega} = \omega/\omega_0$, где ω – циклическая частота излучения, ω_0 – частота, при которой оптическая толщина слоев составляет четверть волны). Из приведенных распределений следует, что наилучшие условия для высоких значений коэффициентов отражения под разными углами существует в области левой запрещенной зоны. Диапазон частот, в котором проявляется почти 100-процентное отражение независимо от угла падения, для этой зоны составляет $0,65 < \bar{\omega} < 0,88$. В правой запрещенной зоне диапазон частот высокого отражения резко уменьшается.

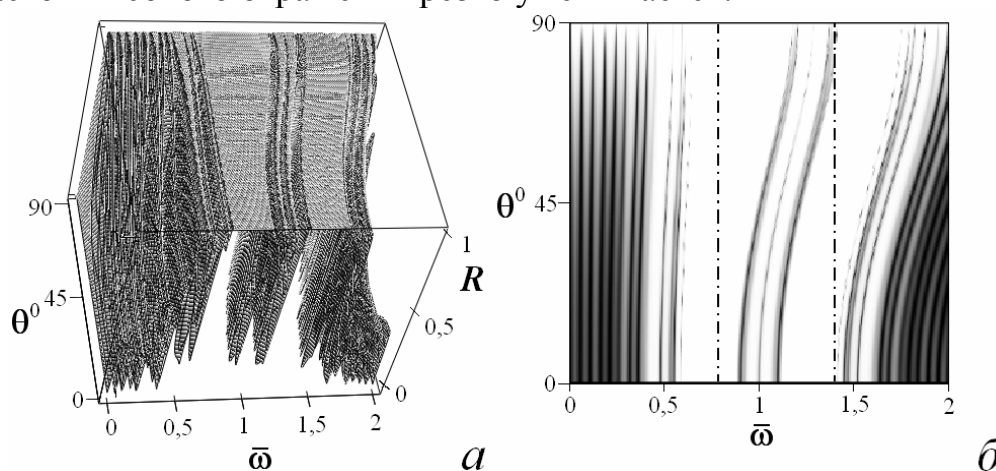


Рис. 1. Распределение коэффициента отражения МС по частотам излучения и углам падения (s-поляризация). *a* – 3D распределение; *б* – 2D распределение (светлые зоны соответствуют большим значениям коэффициента отражения)

Для р-поляризации излучения распределения коэффициента отражения имеют схожий характер. Однако в этих распределениях существуют отдельные локальные области, где коэффициент отражения может принимать более низкие значения.

Расширить спектральную область полного отражения излучения с s- и р-поляризациями можно путем внесения изменений в структуру МС. В процессе выполнения данной работы рассматривались разные варианты. Среди них: регулярное чередование блоков МСФ с определенной последовательностью слоев, а также внесение фиксированного или случайного рассогласования в оптическую толщину слоев с разным значением показателя преломления. Все эти способы наряду с достоинствами обладают и рядом недостатков. Численное моделирование показало, что наиболее универсальным и достаточно простым с точки зрения практической реализации является способ расширения спектрального диапазона, основанный на внесении линейного тренда в оптическую толщину слоев. При наличии такого тренда фазовые набег в слоях описываются выражением $\varphi_j = \alpha + k(j-1)$, где j - номер слоя; α - фазовый набег в первом слое; коэф-

коэффициент k , характеризующий увеличение толщины слоев с ростом j , удобно задать в виде $k = (\frac{\pi}{2} - \alpha) \cdot \frac{2}{J}$, где J – число слоев в системе. Из приведенных выражений видно, что при $\alpha = \pi/2$ фазовые набегги в слоях будут одинаковыми и равными $\pi/2$ (случай четверть-волновой системы). Путем изменения α можно найти оптимальное значение k , обеспечивающее максимальную ширину спектральной области с максимальным отражением при разных углах падения. Выполненные оценки показали, что наилучший результат достигается при $\alpha = \frac{\pi}{2} \cdot 0,65$ независимо от числа J слоев в системе. Например, для МС из 34 слоев при всех углах достигается коэффициент отражения на уровне не меньшем, чем 0,99, если $0,61 < \bar{\omega} < 0,97$. Ширина этого спектрального интервала почти вдвое превосходит ширину интервала, соответствующую невозмущенной системе. Еще более расширить спектральную область с высокими значениями коэффициента отражения можно путем увеличения числа слоев МС.

При проведении расчетов было обнаружено, что для достижения широкодиапазонного отражения линейное изменение толщин можно заменить на ступенчатое изменение. Такой вариант приводит практически к тому же самому результату, но гораздо проще реализуется технически.

Прием, основанный на внесении изменений в толщины слоев, позволяет решить еще одну проблему, относящуюся к разработке модуляторов фазы на основе МС. Было установлено, что этот прием позволяет формировать в спектральном диапазоне, характеризуемом высоким коэффициентом отражения, области с резким изменением фазы отраженного сигнала. Их наличие и обуславливает возможность эффективной модуляции фазы при малых изменениях геометрии системы без внесения изменений в интенсивность отраженной волны.

Таким образом, представленный в данном разделе материал свидетельствует о перспективности предложенного метода улучшения широкодиапазонного отражения посредством внесения изменений в оптические толщины слоев.

Литература

1. Dong J.W., Han P., Wang H.Z. // Chin. Phys. Lett, v.20, №11 (2003) p.1963–1965.
2. Barriuso A.G., Monzon J.J., Sanchez-Soto L.L., Felipe A. // Optics express, v.13, №11 (2005) p.3913–3917.
3. Pavesi L., Gaburro Z. et. al. // Optics and Laser in Engineering v.39 (2003) p.345-368.

СВЯЗЬ РЕКОРДНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ВЫХОДА ИОДИДА ЛЮТЕЦИЯ С ЭФФЕКТИВНЫМ КАНАЛОМ ОЖЕ-РЕЛАКСАЦИИ ДЫРОК, СОЗДАВАЕМЫХ НА 4F УРОВНЕ ЛЮТЕЦИЯ

Вед.науч.сотр. *Васильев А.Н.*, аспирант *Марков И.А.*

Введение

В последние два десятилетия происходил интенсивный поиск и исследование новых высокоэффективных сцинтилляционных кристаллов. Эти исследования проводились из-за повышения требований к сцинтилляторам для точной калориметрии в физике высоких энергий, для медицинских применений, геофизических исследований и других научных и промышленных приложений. В частности, пристальное внимание уделяется кристаллам, активированным церием, из-за быстрого разрешенного 5d-4f перехода в трехвалентном церии, хорошем световом выходе и энергетическом разрешении. В ряде кристаллов, активированных церием, квантовый выход очень велик, приближаясь к теоретическому пределу. Рекордсменом является иодид лютеция, где квантовый выход достигает 100000 фотонов/МэВ [1], что можно объяснить только, если все этапы процесса сцинтилляции являются высокоэффективными. В нашем докладе мы рассмотрим одну из главных причин столь рекордного выхода, связанную с новым каналом переноса энергии к экситонам и напрямую к церию – процессом Оже, когда дырки Lu 4f релаксируют в валентную зону с одновременным созданием дополнительного экситона или возбуждения на церии.

Дополнительный канал переноса энергии в LuX_3 , связанный с особенностями электронной структуры

Известно, что эффективность сцинтилляции возрастает в следующем ряду матриц, активированных церием: $\text{LuCl}_3 < \text{LuBr}_3 < \text{LuI}_3$. Было предположено, что при комнатной температуре перенос энергии посредством отдельной электронно-дырочной диффузии является доминирующим механизмом в $\text{LuCl}_3:\text{Ce}^{3+}$ и $\text{LuBr}_3:\text{Ce}^{3+}$, тогда как при более низких температурах диффузия и последующий захват автолокализованных дырок (STH), вероятно, становится более важной. Однако, роль различных механизмов переноса энергии в $\text{LuI}_3:\text{Ce}^{3+}$ до сих пор остается неясной.

Для объяснения высокой эффективности $\text{LuI}_3:\text{Ce}^{3+}$ мы использовали следующие гипотезы: (а) дополнительный канал переноса энергии в результате релаксации дырки на Lu 4f уровне; (b) эффективный захват дырки I 5p церием Ce^{3+} в LuI_3 ; (c) эффективный перенос энергии от автолокализованного экситона (STE) к Ce^{3+} в LuI_3 . В настоящем докладе остановимся только на первом факторе.

Анализ электронной структуры лютециевых галоидов проводился на основании расчетов методом функционала плотности. Результаты этих расчетов приведены в [2]. Валентная зона в галоидах лютеция довольно узкая (около 3 эВ). Так как зона проводимости состоит преимущественно из $\text{Lu}^{3+}5d$ состояний, то положение $\text{Lu}^{3+}4f$ зоны может быть оценено около 10 эВ ниже дна зоны проводимости. Несложная арифметика показывает, что зона $\text{Lu}^{3+}4f$ должна находиться от 0.5 эВ (для LuCl_3) до 2 эВ (для LuI_3) ниже дна валентной зоны. Состояние дырки в пределах $\text{Lu}^{3+}4f$ зоны является метастабильным, и она должна перейти X^- пр зону. Рис. 1 показывает, что лишняя энергия в переносе может быть освобождена или как энергия достаточно большого числа фононов (многофононный процесс), или как энергия электронного возбуждения (процесс Оже). Если для LuCl_3 величина зазора достаточно мала, и в этом кристалле превалирует многофононная релаксация основной дырки без создания дополнительного возбуждения, то в кристалле LuI_3 основным каналом релаксации основной дырки должен стать канал Оже с созданием дополнительного экситона или возбужденного состояния церия. Таким образом, если в LuCl_3 создание дырки на основной зоне приводит к одному конечному возбуждению, то в LuI_3 – к двум.

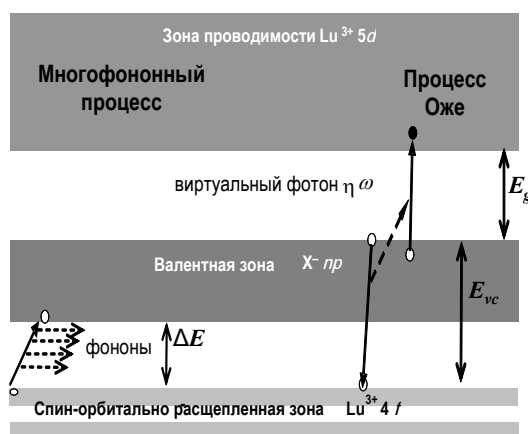


Рис. 1. Два пути релаксации дырки из зоны $\text{Lu}^{3+}4f$ в галоидах лютеция

Эффективность создания дырок в зоне $\text{Lu}^{3+}4f$ во время каскада рассеивания

Эффективность создания дырок $\text{Lu}4f^{13}$ может быть оценена в поляризованном приближении, в котором процессы рассеивания электрона и дырки могут быть рассмотрены как испускание реальных (поперечных) или виртуальных (продольных кулоновских) фотонов с последующим их поглощением.

Первичный электрон высокой энергии создает вторичные электронно-дырочные пары и экситоны в кристалле. Вторичные дырки распределены по основной и валентной зонам. Глубокие дырки распадаются с созданием

электрона Оже и двух дырок в более высоких зонах. В этих процессах дырки создаются, в конечном счете, в валентной $X^- np$ зоне и $\text{Lu}^{3+} 4f$ зоне. Число состояний в $\text{Lu}^{3+} 4f$ зоне равно 14, число состояний в $X^- np$ зоне равно 18 (на одну молекулу) и, таким образом, полное количество дырок, созданных в зоне $\text{Lu}^{3+} 4f$ в процессах ионизации и каскадной релаксации в треке ионизирующей частице, может быть значительным. На рис. 2 приведен коэффициент поглощения LuI_3 вместе с парциальным поглощением $\text{Lu}^{3+} 4f$, оцененными с использованием базы данных EPDL97. Отношение этих кривых показано на правом рисунке. Этот график показывает, что реальные или виртуальные фотоны с энергией от 30 до 60 эВ и от 100 до 700 эВ создают $\text{Lu}^{3+} 4f$ дырки с высокой эффективностью (вплоть до 70%). Виртуальные фотоны с подобными энергиями могут быть созданы как при рассеивании электрона, так и при дырочных процессах Оже. Распределение виртуальных фотонов по энергии при неупругом рассеивании электрона пропорционально функции потери энергии $\text{Im}(-1/\epsilon)$ (пунктирная кривая на правом рисунке). Из перекрытия этой функции с частью созданных дырок $\text{Lu} 4f^{13}$ можно оценить, что около 9% рассеянных электронов высокой энергии напрямую создают $\text{Lu}^{3+} 4f$ дырки (нужно заметить, что область от 100 до 700 эВ является существенной в данной оценке – полулогарифмическая шкала графика делает это перекрытие менее очевидным). На рис. 3 показаны выполненные нами результаты расчета распределения вторичных дырок по валентной зоне и верхней остовной зоне лютеция, полученные методом Монте-Карло. Эти расчеты также подтверждают оценку высокой эффективности создания дырок в зоне $\text{Lu}^{3+} 4f$.

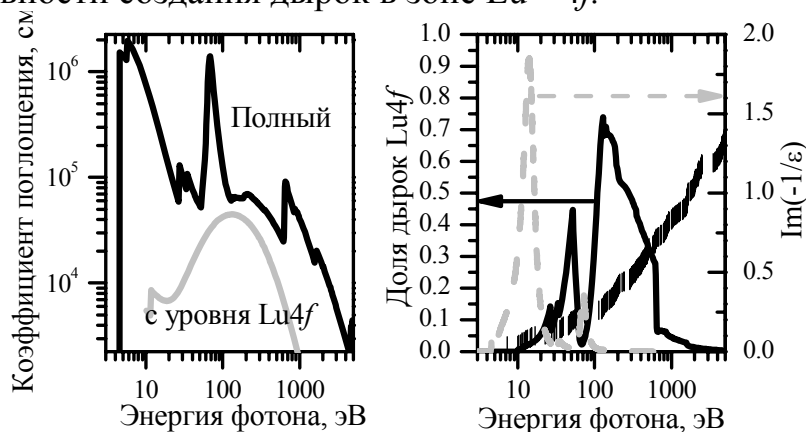


Рис. 2. Верхний график: коэффициент рентгеновского поглощения LuI_3 (сплошная кривая) и парциальный коэффициент поглощения для переходов с $\text{Lu}^{3+} 4f$. Доля дырок $4f^{13}$, создаваемых реальными или виртуальными фотонами различных энергий, показана сплошной кривой в правом графике. Пунктирная кривая показывает функцию потерь энергии $\text{Im}(-1/\epsilon)$. Энергии процессов Оже и рентгеновских фотонов флуоресценции показаны штрихами

Процессы Оже и рентгеновская флуоресценция, происходящие из релаксации глубоких остовных дырок, также приводят к созданию $\text{Lu} 4f^{13}$

дырок. Черные штрихи показывают реальные и виртуальные фотоны, испущенные при переходах между ионными и лютециваемыми основными уровнями. Около 25% этих переходов соответствуют областям высокой эффективности создания верхних основных дырок лютеция.

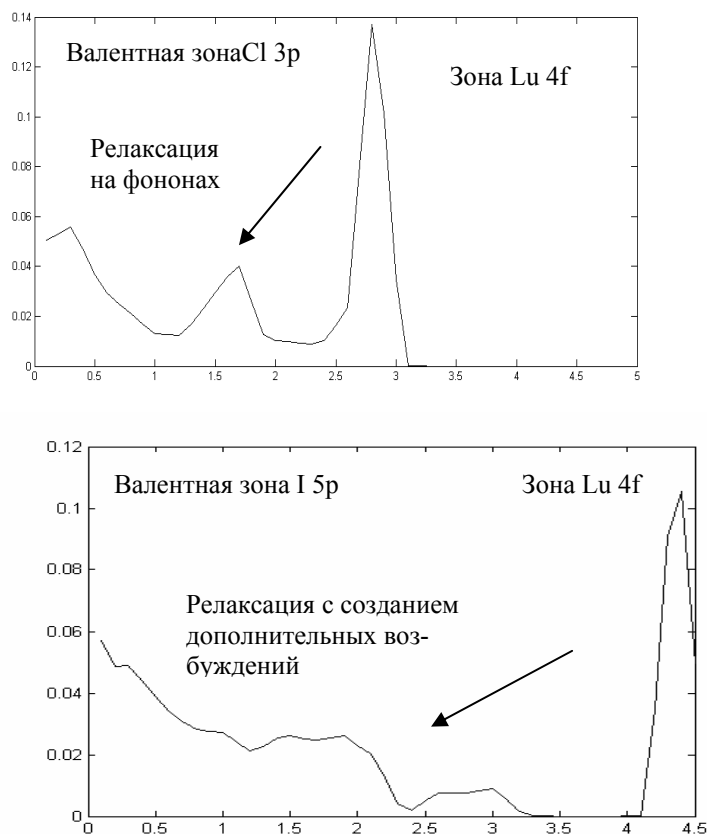


Рис. 3. Рассчитанное методом Монте-Карло распределение дырок в LuCl₃ (левый рисунок) и LuI₃ (правый) в валентной зоне Xpr и зоне Lu4f после каскада неупругого рассеяния, начинающегося с энергии фотона в 200 эВ

Заключение

Предложено объяснение высокой эффективности сцинтилляторов на основе иодида лютеция за счет Оже-релаксации дырок, образуемых в 4f зоне лютеция, отщепленной от валентной зоны. Анализ эффективности процессов релаксации таких дырок согласуется с тенденцией повышения выхода в ряду LuCl₃:Ce³⁺ → LuBr₃:Ce³⁺ → LuI₃:Ce³⁺.

Литература

- [1] M.D. Birowosuto, P. Dorenbos, J.T.M. de Haas, C.W.E. van Eijk, K.W. Krämer, H.U. Güdel, J. Lumin. **118**, 308 (2006).
- [2] A.Knizhnik, A.N.Vasil'ev, I.M.Iskandarova, A.V.Scherbinin, I.Markov, A.A.Bagatur'yants, B.Potapkin, A.Srivastava, J.Vartuli, S.Duclos, Mater. Res. Soc. Symp. Proc., v. 1111, Warrendale, PA, 2009, 1111-D08-09.
- [3] D. E. Cullen, J. H. Hubbell, and L. Kissel, Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-50400, v. 6, Rev. 5, (1997).

ОПТИЧЕСКАЯ ФТОРИДНАЯ НАНОКЕРАМИКА

Профессор *Михайлин В.В.*, профессор *Федоров П.П.*,
аспирант *Шапочкин Г.М.*

Одним из наиболее серьезных инновационных достижений последних лет в области лазерных материалов является разработка оксидной лазерной керамики на основе алюмоиттриевого граната и оксида иттрия, по своим спектрально-генерационным характеристикам практически не уступающей монокристаллам. Лазерная керамика обладает рядом преимуществ, по сравнению с монокристаллами, а именно:

- возможность изготовления элементов больших размеров;
- улучшенные механические свойства;
- большие концентрации ионов-активаторов, при их равномерном распределении (например, Nd:YAG);
- возможность получения оптических сред для составов, которые трудно или невозможно приготовить в виде монокристаллов (например, Y_2O_3).

Поскольку решающий технологический прорыв фирмы «Коношима Кемикл» был достигнут в результате использования процессов самоорганизации наночастиц, такой продукт получил название нанокерамики. В настоящее время разработка лазерной керамики успешно осуществляется на ряде оксидных материалов. Что же касается фторидной керамики, то уровень соответствующих разработок отстает, хотя первые образцы лазерной керамики были получены именно на фторидах ($CaF_2:Dy^{3+}$) в самом начале лазерной эры, в середине 1960-х годов, фирмой Kodak (США).

Вместе с тем анализ тенденций развития современной фотоники показывает, что в ближайшие годы важную роль будут играть устройства на основе фторидных материалов. Приготовление искусственной фторидной керамики оптического качества осуществляется двумя методами. Первый, классический метод, заключается в спекание предварительно подготовленного порошка. Данный метод позволяет равномерно

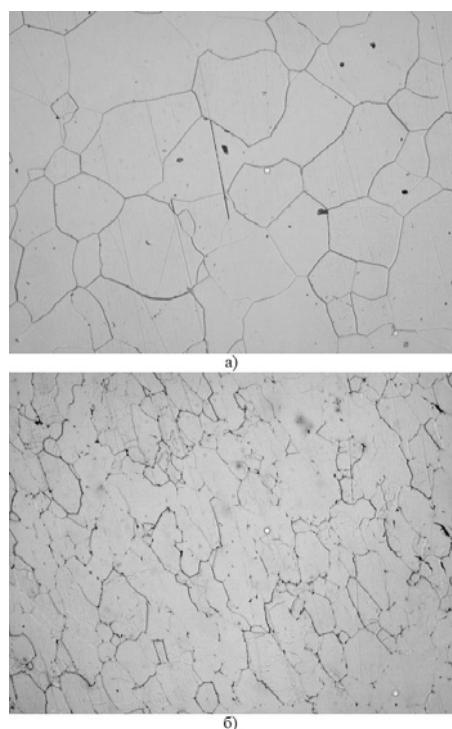


Рис. 1. Микроструктура керамических образцов CaF_2 : *a* - керамика, полученная методом горячего прессования, *b* – природная керамика Суранского месторождения

распределить примесные ионы по объему образца. Второй, метод горячего прессования, заключается в сжатии монокристаллического образца, при температуре плавления вещества в контролируемой атмосфере. Также в России имеется уникальное Суранское месторождение (Южный Урал) бесцветного оптического флюорита (CaF_2), который обладает скрытокристаллической структурой и фактически представляет собой природный аналог оптической керамики. Зеренная структура керамики, выявленная методом химического травления серной кислотой, представлена на рис. 1. Характерные размеры зерна составляют $R \sim 60 \div 80$ мкм. Исследования методом атомно-силовой микроскопии выявили слоистую структуру каждого зерна (рис. 2), с расстоянием между слоями менее 100 нм, что, по-видимому, связано с процессами двойникования [1]. Структура двойникования имеет размеры, порядка, 30 нм. Экспериментальное исследование спектрально-люминесцентных свойств образцов искусственной нанокерамики CaF_2 , BaF_2 и $\text{BaF}_2:\text{Ce}^{3+}$, а так же природной керамики CaF_2 Суранского месторождения было проведено на установке SuperLumi (HASYLAB, Гамбург, Германия) [2]. Концентрация иона Ce^{3+} в образце $\text{BaF}_2:\text{Ce}^{3+}$ составляет 0.12 мол. %. Образцы искусственной нанокерамики были получены методом горячего прессования из монокристаллов соответствующего состава в ГОИ им. С.И. Вавилова и имели полированные поверхности. Спектры люминесценции исследуемых образцов, измеренные при одинаковом спектральном разрешении, представлены на рис. 3. Люминесценция образца $\text{BaF}_2:\text{Ce}^{3+}$ представлена в виде дуплета свечения иона Ce^{3+} с максимумами на 308 и 325 нм, природой которых являются переходы с нижних $5d$ - уровней в ионах Ce^{3+} на расщепленные спин-орбитальным взаимодействием ${}^2F_{5/2}$ и ${}^2F_{7/2}$ уровни основной конфигурации.

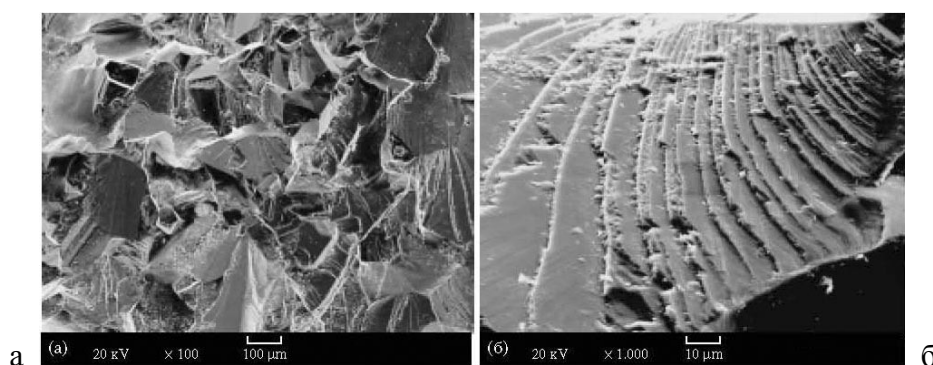


Рис. 2. Электронная сканирующая микроскопия скола образца искусственной оптической керамики CaF_2 (а) и тонкой структуры отдельных зерен (б)

Люминесценция чистых матриц BaF_2 и CaF_2 так же представлены в виде широких полос свечения. Видно, что наибольшей интенсивностью, среди чистых матриц, обладает образец искусственной керамики CaF_2 , превышающей по максимуму интенсивность свечения природной кера-

мики CaF_2 почти в четыре раза. Интенсивность люминесценции активированной церием матрицы BaF_2 по максимуму превышает интенсивность свечения чистой матрицы в 3 раза. Природой люминесценции чистых матриц является свечение автолокализованного экситона. Вид кинетики затухания люминесценции (рис.4), при возбуждении 4 эВ, показывает, что происходит прямое возбуждение ионов Ce^{3+} . При увеличении энергии возбуждения, передача энергии на Ce^{3+} начинается происходит через собственные дефекты матрицы, о чем свидетельствует вид кинетики с разгоранием (9 эВ). Неэкспоненциальный вид кинетики, при дальнейшем повышении энергии, указывает что передача энергии на Ce^{3+} через матрицу неэффективна. Сравнение спектрально-кинетических характеристик нанокерамик CaF_2 , BaF_2 и $\text{BaF}_2:\text{Ce}^{3+}$ с монокристаллами того же состава в

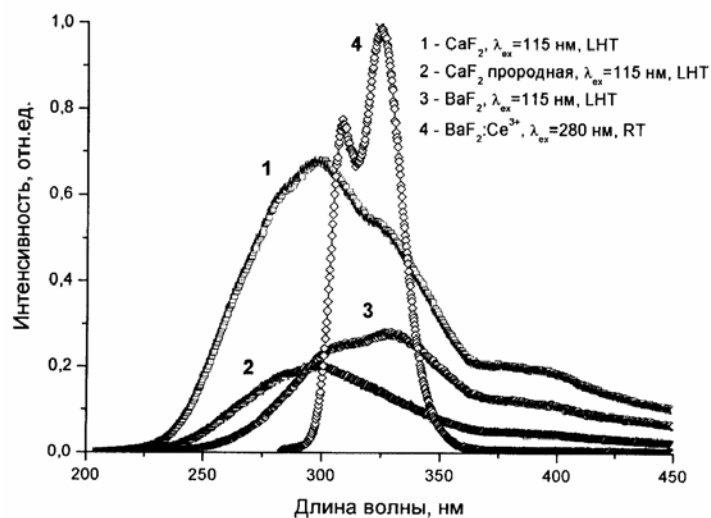


Рис. 3. Спектры люминесценции образцов оптических керамик BaF_2 , $\text{BaF}_2:\text{Ce}^{3+}$, CaF_2 и природной керамики Суранского месторождения CaF_2

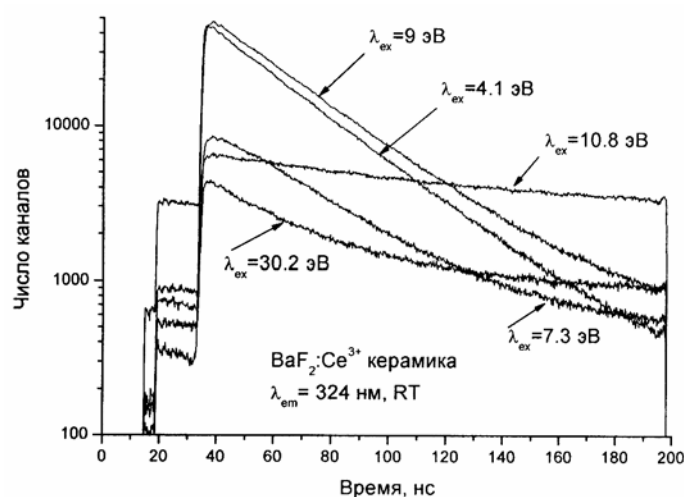


Рис.4. Кинетика затухания люминесценции $5d \rightarrow 4f$ переходов иона Ce^{3+} в $\text{BaF}_2:\text{Ce}^{3+}$

области спектра вакуумного ультрафиолета, показывает, что нанокерамика по своим свойствам не уступает монокристаллу. Нанокерамика BaF_2 , активированная ионом Ce^{3+} , обладает эффективной и быстрой ($\tau \sim 30$ нс) люминесценцией. Результаты экспериментальных исследований показывают, что нанокерамика является пригодным материалом для использования в области вакуумного ультрафиолета. Учитывая тот факт, что нанокерамика по ряду своих физических и механических свойств не уступает монокристаллу и даже превосходит его, и то, что ее люминесцентные свойства не отличаются от монокристаллических, делают ее перспективным материалом для использования вместо монокристаллов.

Литература

1. Басиев Т.Т., Дорошенко М.Е., Конюшкин В.А., Осико В.В., Федоров П.П., Дукельский К.В., Миронов И.А., Демиденко В.А., Смирнов А.Н. *Фторидная оптическая нанокерамика* // Изв. РАН. сер.хим. №5 (2008) С. 863-873.
2. Zimmerer G. *Status report on luminescence investigations with synchrotron radiation at HASYLAB* // Nucl. Instr. and Meth. V.308 (1991) p.178-186.

СИСТЕМА ПОЛУЧЕНИЯ ТРЕХМЕРНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА И ВРЕМЯ-ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА ИЗЛУЧЕНИЯ

Профессор *Александров А.Ф.*, профессор *Сысоев Н.Н.*, ст. науч. сотр. *Юсупалиев У.*, ст. науч. сотр. *Шутеев С.А.*, физик *Юсупалиев П.У.*

Введение. Существует ряд важных практических задач, для решения которых требуется получать послойное изображение обозреваемого пространства. Такими задачами являются: наблюдение объектов в мутных средах (в тумане, под водой); получение изображения кожных и подкожных локализаций человека для ранней диагностики онкологических заболеваний; разработка перспективных космических систем поиска малых объектов и слежения за ними; создание интеллектуального зрения роботизированных систем. Система получения послойного изображения обозреваемого пространства включает в себя импульсный лазер, ЭОП, ПЗС-матрицу, быстродействующую измерительную электронику и специализированное программное обеспечение для обработки информации с использованием метода стробирования ЭОП, который существенно улучшает соотношение сигнал/шум. Для такой системы основными характеристиками являются длительность стробирования Δt_c и время задержки импульса строга относительно импульса облучения (лазера) $t_3 = 2Z/c$, где Z – расстояние от облучателя до объекта, а c – скорость света в среде. Меняя величину t_3 , можно получать изображение обозреваемого пространства по слоям. Глубина слоя равна $\Delta Z = (c \times \Delta t_c) / 2$. Если $\Delta t_c \leq 10$ нс ($\Delta Z \leq 1,5$ мм) и шаг задержки $\Delta t_3 \leq 10$ нс, то можно утверждать о получении трехмерного изображения, так как появляется возможность получения пространственного рельефа исследуемого объекта с точностью 1,5 мм.

Идея стробирования сигнала в установках с ЭОП возникла еще при появлении импульсных лазеров, однако реализовать ее на практике оказалось сложно. Так, в лазерной системе видения [1] величина Δt_c составила ~500

нс, что соответствует глубине слоя ~ 75 м. По этой проблеме улучшение результатов достигнуто в работах [2, 3]: $\Delta t_c = 500$ пс ($\Delta Z = 7,5$ см), равной длительности импульса излучения лазера с шагом изменения 100 пс (слой через 3 см).

Попытка дальнейшего уменьшения величины Δt_c наталкивается на трудности принципиального характера: необходимо учитывать время задержки электрического сигнала в элементах ЭОП. При диаметре микроканальной пластины (МКП) 25 мм время распространения электрического сигнала с одного конца до другого составляет 83 пс, что сравнимо с длительностью строка. Это обстоятельство также отражается на процессе стробирования ЭОП: функция стробирования промежутка фотокатод – МКП при подаче высоковольтного импульса (амплитудой $400 \div 1000$ В) полностью восстанавливается только через время ~ 100 пс после начала стробирования. Для получения слоя глубиной $\Delta Z = 1,5$ мм требуется величина $\Delta t_c = 10$ пс. В настоящее время генерация высоковольтного импульса с такими характеристиками представляется сложной задачей вследствие существования паразитных индуктивности, емкости и сопротивления элементов предполагаемого генератора.

Для преодоления указанных недостатков авторами в работах [4-6] предложен другой принцип получения послойного изображения обозреваемого пространства в оптическом диапазоне спектра. Такой принцип реализован на основе нового метода одновременного измерения координат (X , Y) и момента поступления $t_3 = 2Z/c$ отдельных фотонов лазерного излучения, отраженных от элементов поверхности объекта. Одновременное измерение величин X , Y и t_3 проводится с помощью нового время-позиционночувствительного детектора излучения (ВПЧД) [7], работающего в однофотонном режиме.

Рассмотрим подробнее возможности метода выделения произвольного слоя, используемого при получении послойного изображения.

Обоснование метода выделения произвольного слоя из интегрального по дальности изображения. Требуется получать изображение объекта с пространственными координатами точек его поверхности. При этом особую актуальность приобретает вопрос о величине длительности регистрации оптического сигнала τ_k .

При получении изображения объекта любая система получения изображения (СПИ) за время τ_k , помимо полезного сигнала $N_0(\Delta\lambda, \tau_k)$, регистрирует $N_N(\Delta\lambda, \tau_k)$ фоновых фотонов из поля зрения системы, $N_{ob1}(\Delta\lambda, \tau_k)$ и $N_{ob2}(\Delta\lambda, \tau_k)$ фотонов, рассеянных на атмосферных образованиях и отраженных от поверхностей посторонних предметов, расположенных за и перед рассматриваемым объектом (с координатой Z_0):

$$N(\Delta\lambda, \tau_k) = N_0(\Delta\lambda, \tau_k) + N_N(\Delta\lambda, \tau_k) + N_{ob1}(\Delta\lambda, \tau_k) + N_{ob2}(\Delta\lambda, \tau_k), \quad (1)$$

где $N_0(\Delta\lambda, \tau_k)$ – количество фотонов, отраженных от точек поверхности рассматриваемого объекта с координатой Z_0 , $\Delta\lambda$ – полоса пропускания интерференционного фильтра. Объем, из которого собираются фоновые фотоны, представляет собой шаровой сектор с вершиной в центре оптического блока СПИ и радиусом $Z_K = \tau_k \cdot c$. Поэтому количество фоновых фотонов N_N за время τ_k при предположении, что они распределены в пространстве изотропно, оценивается как:

$$N_N(\Delta\lambda, \tau_k) = \frac{n_n(\lambda) e^{-\mu(\lambda) Z_k} \Delta\lambda \Omega (c \tau_k)^3}{3} \left[1 - \frac{\Omega_0}{\Omega} e^{-\mu(\lambda)(Z_k - Z_0)} \left(1 - \frac{Z_0^3}{Z_K^3}\right) - \sum_i^n \frac{\Omega_i}{\Omega} e^{-\mu(\lambda)(Z_k - Z_i)} \left(1 - \frac{Z_i^3}{Z_K^3}\right) \right], \quad (2)$$

где Ω – телесный угол поля зрения входной оптики системы, $n_n(\lambda)$ – спектральная плотность фоновых фотонов в единице объема, Ω_0 и Ω_i – телесные углы, под которыми видны рассматриваемый объект и i -ый посторонний объект с координатой Z_i , $\mu(\lambda)$ – коэффициент ослабления излучения атмосферой. Спектральная плотность фоновых фотонов $n_n(\lambda)$ и коэффициент ослабления $\mu(\lambda)$ в пределах полосы пропускания интерференционного фильтра будем считать постоянными. Соотношение (2) справедливо для телесных углов Ω_0 и Ω_i , которые между собой не перекрываются.

Из (2) следует, что снижение уровня фона можно добиться за счет уменьшения спектральной плотности фоновых фотонов $n_n(\lambda)$, величины телесного угла Ω поля зрения, спектральной полосы пропускания фильтра $\Delta\lambda$ и длительности регистрации оптического сигнала τ_k . Способы снижения уровня фона, помимо уменьшения длительности регистрации τ_k , широко используются в существующих СПИ. Рассмотрим влияние величины τ_k на уровень фона для СПИ.

Для получения изображения объекта с линейным размером $\Delta Z = 3$ мм по глубине обозрения требуется длительность регистрации системы $t_{\Delta Z} = 2\Delta Z/c = 20$ пс. При длительности регистрации, значительно превышающей это значение, такой как, например, у видеосистемы или ЭОП (длительности их «кадра»), при получении изображения объекта с размером $\Delta Z = 3$ мм кроме фоновых фотонов в рассматриваемом объеме $\Delta V_{\Delta Z}$ поля зрения с характерным размером ΔZ накапливаются фоновые фотоны из других областей поля зрения. Исходя из выражения (2), при $\frac{\Delta Z}{Z_0} \ll 1$ определим отношение количества таких фотонов к количеству фоновых фотонов в рассматриваемом объеме $\Delta V_{\Delta Z}$ без учета фотонов от посторонних предметов:

$$\frac{(1/3)\Omega Z_K^3 - \Delta V_{\Delta Z}}{\Delta V_{\Delta Z}} \approx \left(\frac{c \tau_k}{3Z_0}\right)^2 \left(\frac{\tau_k}{t_{\Delta Z}}\right). \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что при получении изображения исследуемого объекта с размером $\Delta Z = 3$ мм, расположенного на расстоянии $Z_0 = 100$ м, видеосистема с $\tau_k = 4 \cdot 10^{-2}$ с накапливает в 10^{21} раз большее количество фоновых фотонов по сравнению с неизбежным фоном (из объема $\Delta V_{\Delta Z}$). Для ЭОП при его длительности стробирования $\tau_k \approx 10^{-7}$ с соответствующее отношение равно $\sim 3 \cdot 10^3$. Таким образом, сокращение длительности регистрации сигнала τ_k является одним из эффективных методов снижения уровня фона в СПИ, что связано с сильной зависимостью между величинами N_N и τ_k : кубической зависимостью $N_N \sim \tau_k^3$.

Таким образом, с помощью любой СПИ можно получать интегральное изображение по дальности $\Delta Z_K = \tau_k \cdot c$. Например, для видеосистемы в полосе прозрачности атмосферы величина ΔZ_K составляет 12000 км, а для ЭОП при длительности стробирования $\tau_k \approx 10^{-7}$ с – $\Delta Z_K \sim 30$ м. Соответственно, для СПИ, у которой $\tau_k = 10^{-11} \div 10^{-10}$ с, значение ΔZ_K будет в пределах $3 \div 30$ мм. Уменьшение длительности регистрации оптического сигнала τ_k в пределе приводит к регистрации моментов поступления отдельных фотонов. Другими словами, у такой СПИ должно появиться совершенно новое свойство: возможность одновременного измерения двух координат фотонов (плоское изображение) и момента их поступления. А при наличии импульсной подсветки с короткой длительностью, синхронизированной с такой СПИ, появляется возможность одновременного измерения трех координат точек поверхности исследуемого объекта, от которых отражаются фотоны.

Из (1) и (3) следует, что если из полученного изображения отсечь шумовые фотоны для исследуемого объекта и фотоны от посторонних предметов, то отношение сигнал/шум

$$\frac{N_0(\Delta\lambda, \tau_k)}{N_N(\Delta\lambda, \tau_k) + N_{ob1}(\Delta\lambda, \tau_k) + N_{ob2}(\Delta\lambda, \tau_k)}$$

сводится к выражению $\frac{N_0(\Delta\lambda, \tau_k)}{\Delta N_N(\Delta\lambda, \tau_k)}$, где $N_N(\Delta\lambda, \tau_k) = \Delta N_N(\Delta\lambda, \tau_k) +$

$N_{N1}(\Delta\lambda, \tau_k)$, $N_{N1}(\Delta\lambda, \tau_k)$ – количество фоновых фотонов из поля зрения системы за вычетом выбранного объема $\Delta V_{\Delta Z}$, $\Delta N_N(\Delta\lambda, \tau_k)$ – количество неизбежных фоновых фотонов из этого объема. Так как $\Delta N_N(\Delta\lambda, \tau_k) \ll N_{N1}(\Delta\lambda, \tau_k) + N_{ob1}(\Delta\lambda, \tau_k) + N_{ob2}(\Delta\lambda, \tau_k)$, то величина отношения сигнал/шум существенно повышается. Отсекание шумовых фотонов и фотонов от посторонних предметов в СПИ можно осуществить за счет выделения нужного слоя из интегрального по дальности изображения.

Метод выделения слоя из интегрального изображения реализован нами в системе «ВПЧД – пикосекундный лазер».

Реализация системы «ВПЧД – пикосекундный лазер». Система «ВПЧД – пикосекундный лазер» измеряет координаты (θ , φ , z) отдельных фотонов, отраженных от точек поверхности объектов с координатами (X , Y , Z), находящихся в поле зрения оптической системы ВПЧД. Процедура измерения координат точек поверхности наблюдаемых объектов проводится следующим образом. Оптический сигнал, формируемый отраженными от объекта фотонами излучения лазера, преобразуется в электронный сигнал, который затем оцифровывается. В блоке вычисления координат этой системы с помощью оцифрованных сигналов проводится процедура вычисления координат фотонов по заданному алгоритму, а координаты накапливаются в массиве данных. Этот массив представляет собой связанное множество координат точек X, Y и времени t их регистрации от момента посылки последнего импульса лазера: $\{(X_i, Y_i, t_i), i - \text{порядковый номер фотона}\}$. Множество фотонов, для которых t совпадает или лежит в заданном интервале времени $t \pm \Delta t$, формирует изображение плоского слоя, находящегося на расстоянии $Z = (c \cdot t)/2$. Толщина плоского слоя ΔZ очевидно равна $c \cdot \Delta t$. Поскольку точность измерения координаты Z системой «ВПЧД – пикосекундный лазер» составляет ~ 3 мм, то толщина слоя ΔZ не может быть меньше точности измерения дальности δZ : $(\Delta Z)_{\text{MIN}} \approx 3$ мм.

В рассматриваемой системе на аппаратном и программном уровнях реализованы две составляющие указанного метода:

выделение произвольного слоя из полученного интегрального по дальности изображения (по координате Z), что позволяет определять абсолютные геометрические размеры исследуемого объекта без априорных данных о нем [8] (см. рис. 1), чего нельзя добиться с помощью существующих СПИ;

регистрация пространственного распределения фотонов, отраженных от выбранного плоского слоя, находящегося на расстоянии Z_0 .

Для демонстрации новых возможностей системы, которая позволяет регистрировать пространственное распределение фотонов, проводился эксперимент, в котором использовался сильно рассеивающий экран (марля), помещенный между ВПЧД и тестовыми объектами. Изображение последних представлено на рис. 2. Изображения, полученные системой ВПЧД – лазер без марли за различное время при скорости счета импульсов $3 \cdot 10^4$ имп/с, показаны на рис. 3. При этом изображение объектов формируется за $0,5 \div 1,0$ с. Изображение в левой части рис. 3 является интегральным по дальности (по координате Z). Это есть сумма плоских изображений слоев толщиной $\Delta Z \approx 3$ мм в плоскости YX . А изображение в правой части рис. 3 представляет собой изображение тестовых объектов, разнесенных по дальности (по координате Z) в плоскости ZX . Видно, что по мере накопления сигнала улучшается качество изображения.

Изображения тестовых объектов, полученные с помощью цифрового фотоаппарата и системы ВПЧД – лазер через три слоя марли, приведены на рис. 4 и рис. 5 соответственно. Фотоаппарат помещался вместо ВПЧД. Изображение на рис.5,а представляет собой интегральное по дальности изображение. Распознать объекты на этих изображениях не представляется возможным. Заметим, что изображения тестовых объектов, полученные через три слоя марли видеосистемой и ЭОП в идентичных условиях, практически не отличаются от изображения на рис.4.

При обработке данных на рис. 5,б получено распределение величины сигналов по дальности (вдоль оси OZ), которое представлено на рис. 6. Для тестовых объектов марля является посторонним предметом, и величина сигнала от нее соответствует члену $N_{\text{об1}}(\Delta\lambda, \tau_k)$ в (1). В условиях эксперимента посторонний предмет за тестовым объектом отсутствует ($N_{\text{об2}}(\Delta\lambda, \tau_k) = 0$). Из рисунка видно, что величина сигнала от марли (фона для тестового объекта) в $\sim 5,5$ раз больше, чем величина сигнала от тестового объекта, что соответствует величине отношения сигнал/шум 0,18 для интегрального по дальности изображения (рис.5). Однако, если выбирать слой $\Delta Z = Z_2 - Z_1 = 2,57 - 2,4$ м, внутри которого находятся тестовые объекты, и установить такой режим работы системы, при котором регистрируются только «меченые» фотоны, пришедшие из этого выбранного слоя, то фоновый сигнал от марли устраняется. При таком режиме работы системы уже через 2 минуты можно наблюдать изображение объектов (рис. 7). Отношение сигнал/шум, соответствующее выбранному слою ΔZ , на момент $t = 2$ мин составляет ~ 2 . То есть метод выделения нужного слоя приводит к увеличению отношения сигнал/шум более чем на порядок. Со временем количество накопленных полезных сигналов растет и при $t=5$ минут (рис.7) отношение сигнал/шум равно ~ 5 (его рост составляет $\sim 27,7$). Следовательно, улучшается и качество изображения.

Таким образом, эксперимент показывает, что метод регистрации фотонов, отраженных от выбранной области поля зрения системы получения трехмерного изображения, позволяет отсекал фоновые сигналы. Это, в свою очередь, приводит к существенному улучшению отношения сигнал/шум, чего нельзя добиться существующими СПИ.

Улучшение разрешения по дальности системы «ВПЧД – пикосекундный лазер». Эксперимент показал, что разрешение момента поступления отдельных фотонов δt_{LSB} макетного образца ВПЧД составило ~ 90 пс для одного импульса. Однако такое разрешение недостаточно для решения большинства прикладных задач. Анализ существующих методов измерения коротких интервалов времени (ИВ) позволяет выбрать оптимальный метод измерения с разрешением порядка 10 пс для практической реализации в системе «ВПЧД – пикосекундный лазер».

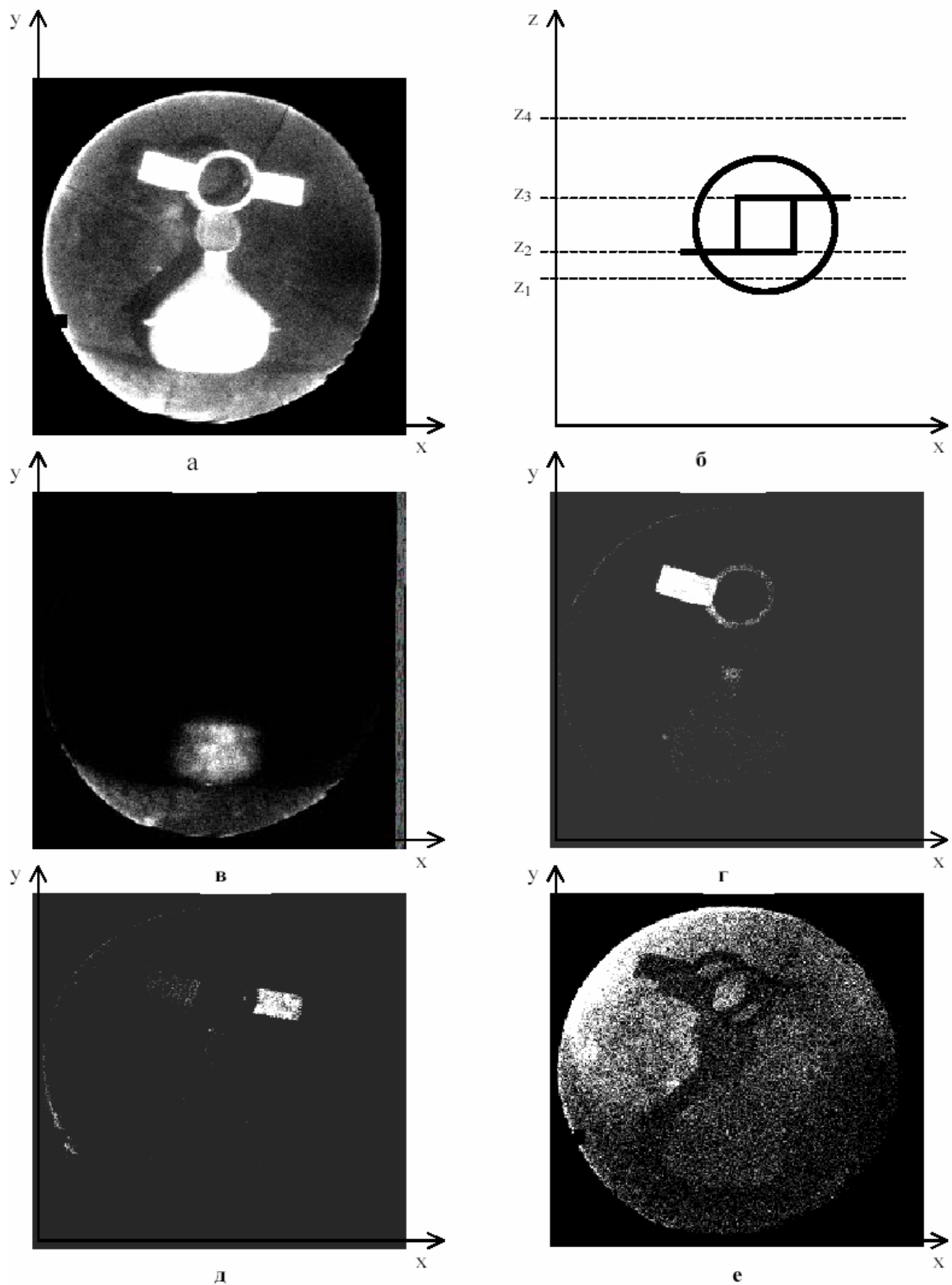


Рис. 1. Послойное изображение объекта сложной формы: (а)- интегральное по Z изображение, (б)- схематическое изображение объекта сверху. На рисунках (в), (г), (д) и (е) показаны изображения по слоям, находящимся на расстояниях z_1 , z_2 , z_3 и z_4 соответственно. На рисунке (е) видна тень от объекта на фоне шумовых фотонов.

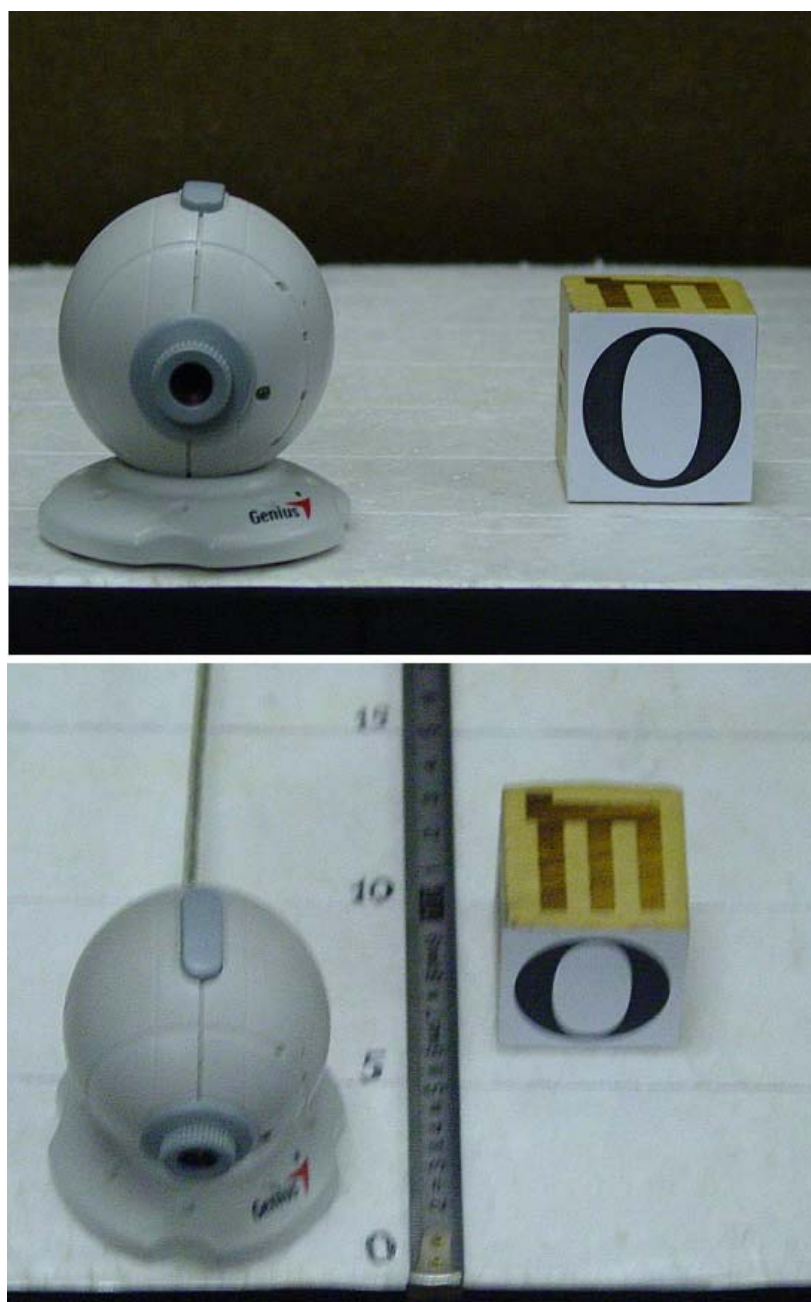


Рис. 2. Тестовые объекты.

Известно несколько принципиально разных методов измерения ИВ: численно-импульсный метод, метод заряда и разряда конденсатора, нонусный метод, метод цифровых линий задержек, интерполяционный метод. Каждый из них имеет свой предел точности, диапазон измерений, свои достоинства и недостатки с точки зрения практической реализации. В результате анализа существующих методов для измерителя ИВ системы «ВПЧД – пикосекундный лазер» был выбран интерполяционный метод, являющийся комбинированным.

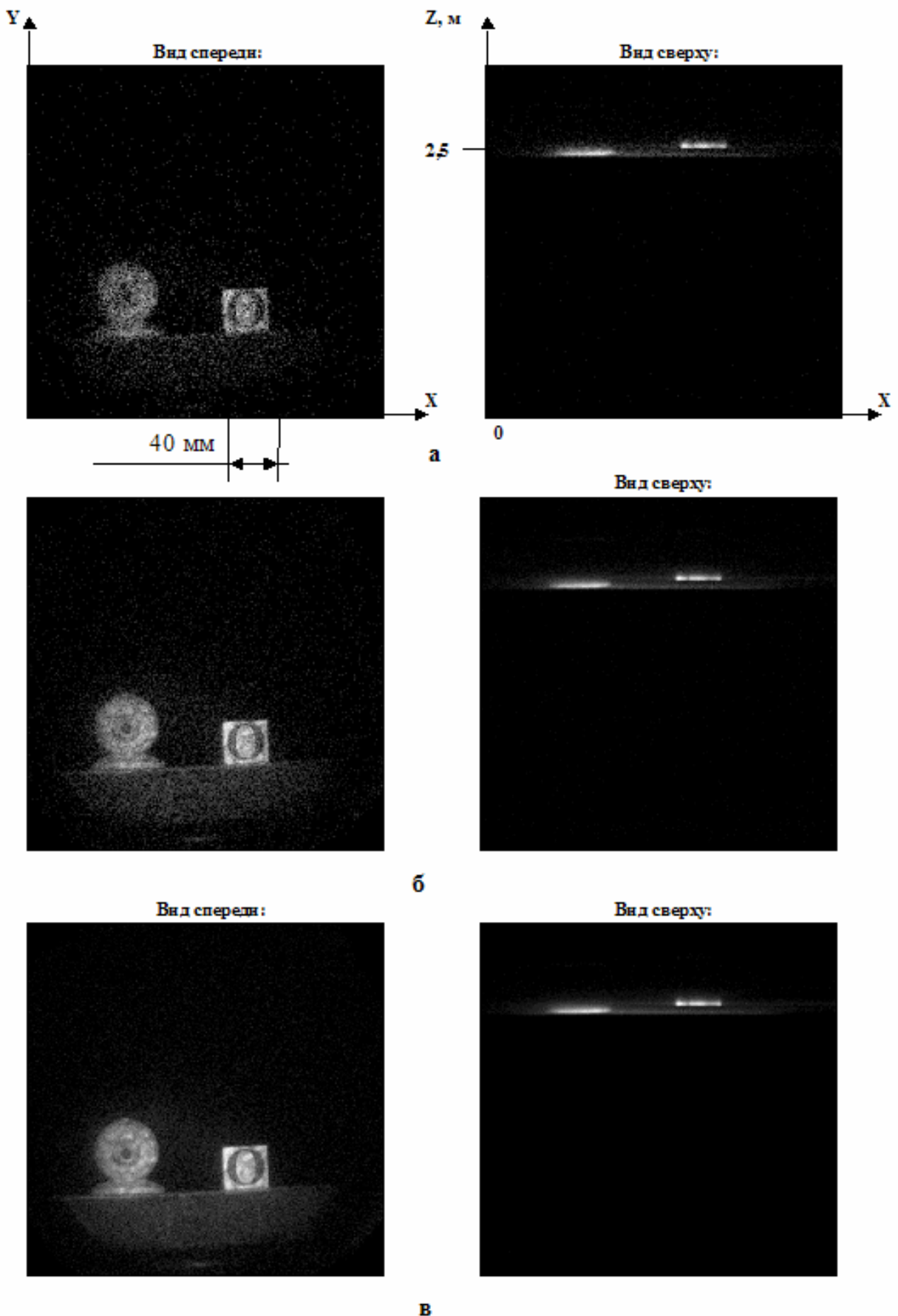


Рис. 3. Изображение тестовых объектов при отсутствии рассеивающего экрана (марли), полученное за различное время методом накопления.

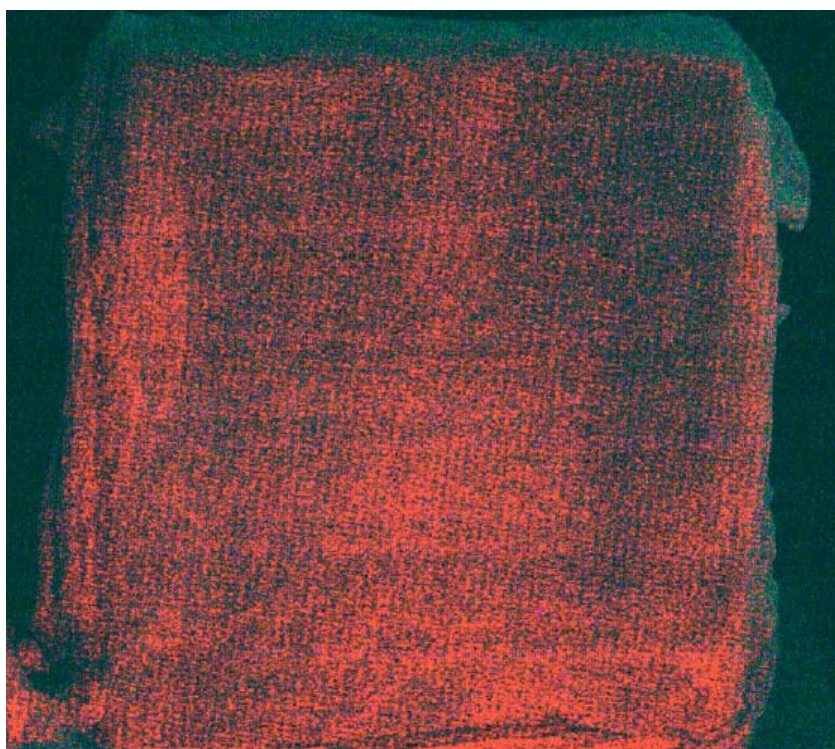


Рис. 4. Изображение тестовых объектов, полученное за тремя слоями марли цифровым фотоаппаратом.

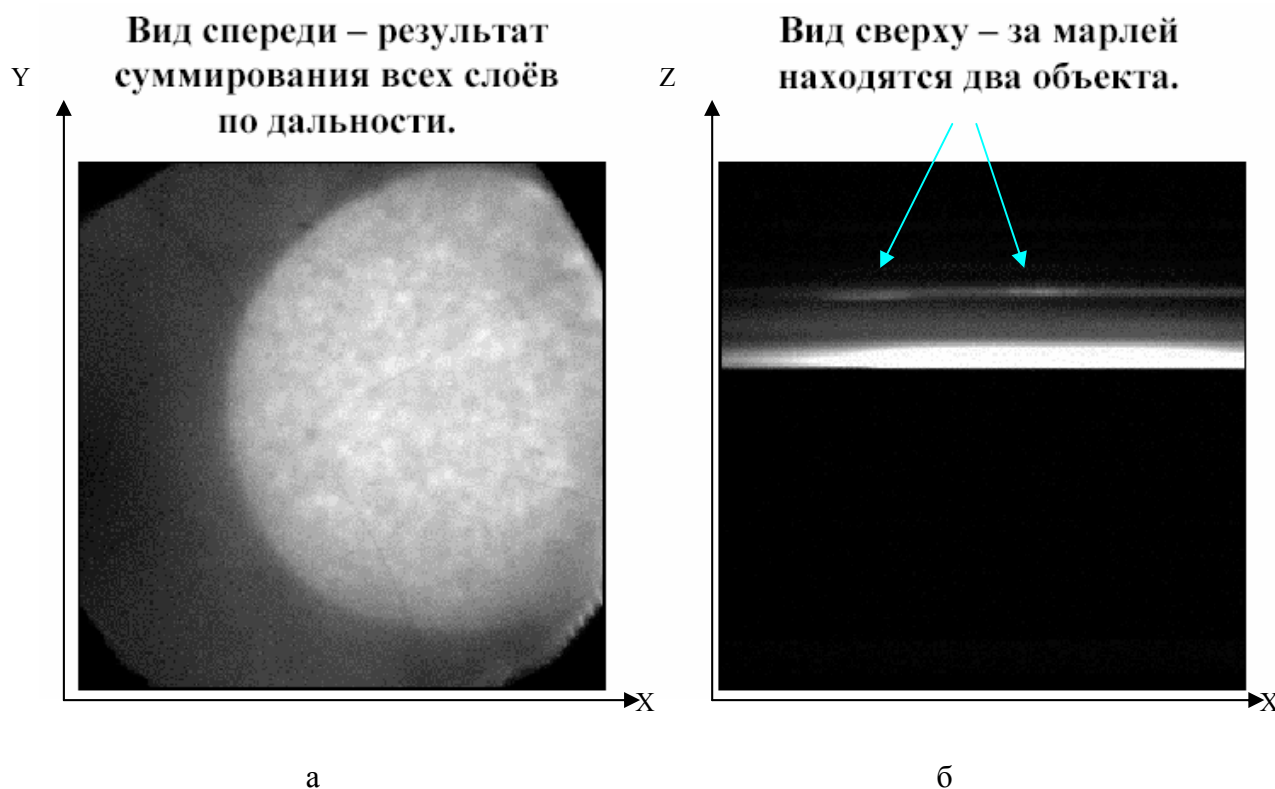


Рис. 5. Изображение объектов за тремя слоями марли в плоскости XY (а) и плоскости ZX (б).

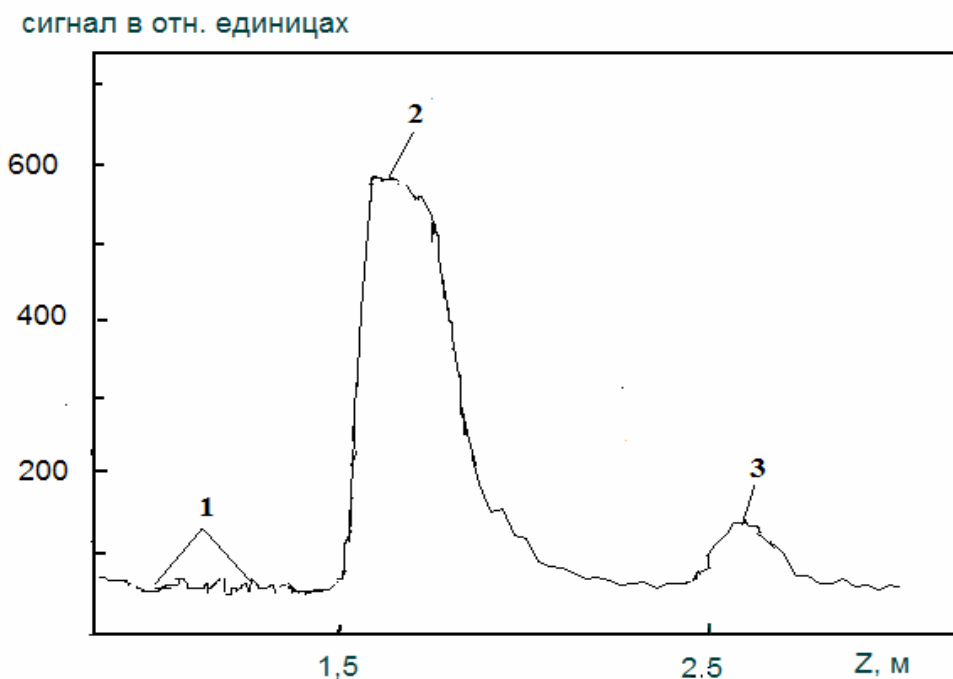


Рис. 6. Распределение сигнала вдоль оси OZ при наличии трех слоев марли между ВПЧД и тестовым объектом

Этот метод используется, когда требуется высокое разрешение при относительно большом диапазоне измерений. Измеряемый интервал времени разбивается на три отрезка. С помощью метода цифровых линий задержки измеряется начальный промежуток интервала времени (вблизи сигнала Старт) и конечный (в районе сигнала Стоп). Интервал времени, соответствующий полным циклам основной серии импульсов между сигналами Старт и Стоп, измеряется численно-импульсным методом.

Метод цифровых линий задержки был сформулирован в работе [9], а затем доработан и применен в разработках TDC (Time to Digital Converter) в Европейском центре ядерных исследований (CERN) [10, 11].

Использование внутренней распространяющейся задержки сигнала является основой метода, при этом величина линии задержки соответствует минимальному кванту измерений, т.е. является величиной временного разрешения. Современные КМОП технологии позволили создать TDC на одном кристалле с интерполятором и цепочкой линий задержки. Такие TDC отличаются высокой разрешающей способностью (до 10 пс), широким диапазоном измерений (сотни микросекунд), слабой температурной зависимостью, невысокими требованиями к источникам питания.

Измеритель ИВ для системы ВПЧД – пикосекундный лазер был создан на базе интегральной микросхемы TDC-GPX. В результате проведенной работы был реализован модуль, который имеет следующие характеристики:

- разрешающая способность δt_{LSB} – 10 пс;

- минимальный интервал времени, необходимый для обработки информации перед последующим измерением («мертвое» время) – 5,2 нс;
- диапазон измерений ИВ – от 0 до 40 мкс.

Использование разработанного измерителя ИВ позволяет достичь точности измерения момента поступления отдельных фотонов ~ 10 пс, что соответствует точности измерения дальности до элемента поверхности наблюдаемого объекта $\sim 1,5$ мм.

Заключение. 1. Создана новая система «ВПЧД – пикосекундный лазер», которая позволяет одновременно измерять три координаты (X, Y, Z) отдельных фотонов, отраженных от точек поверхности облучаемых лазерным лучом объектов. Это дает возможность построения трехмерного изображения поверхности исследуемого объекта с реальными координатами.

2. На аппаратном и программном уровнях эта система:

выделяет произвольный слой из полученного интегрального по дальности изображения (по координате Z) и

регистрирует фотоны, отраженные (рассеянные) от выбранного плоского слоя, находящегося на расстоянии Z в реальном времени.

Выделение произвольного слоя из полученного интегрального по дальности изображения объекта позволяет определять дистанционно его реальные трехмерные размеры.

Регистрация фотонов из выбранного плоского слоя с координатой Z существенно улучшает отношение сигнал/шум этой системы. Этот метод позволяет получать изображение объектов через сильно рассеивающий экран (через три слоя марли, см. рис.7), что невозможно реализовать с помощью существующих систем получения изображения.

3. Физические принципы, разработанные для этой новой системы в видимом диапазоне спектра можно использовать в других диапазонах (микроволновом, терагерцовом, ИК, УФ и рентгеновском). Создание такой системы в различных спектральных диапазонах существенно расширит функциональные возможности этих диапазонов. Так, например, в рентгеновском диапазоне появляется возможность получения послойного изображения внутренней части твердых тел, а терагерцовом диапазоне – возможность получения послойного изображения внутренних органов человека.

Реализация указанных физических принципов в других диапазонах потребует создание компактных пикосекундных лазеров в этих диапазонах спектра, получение новых материалов для время-позиционночувствительного детектора излучения, создание нового программного обеспечения и др.

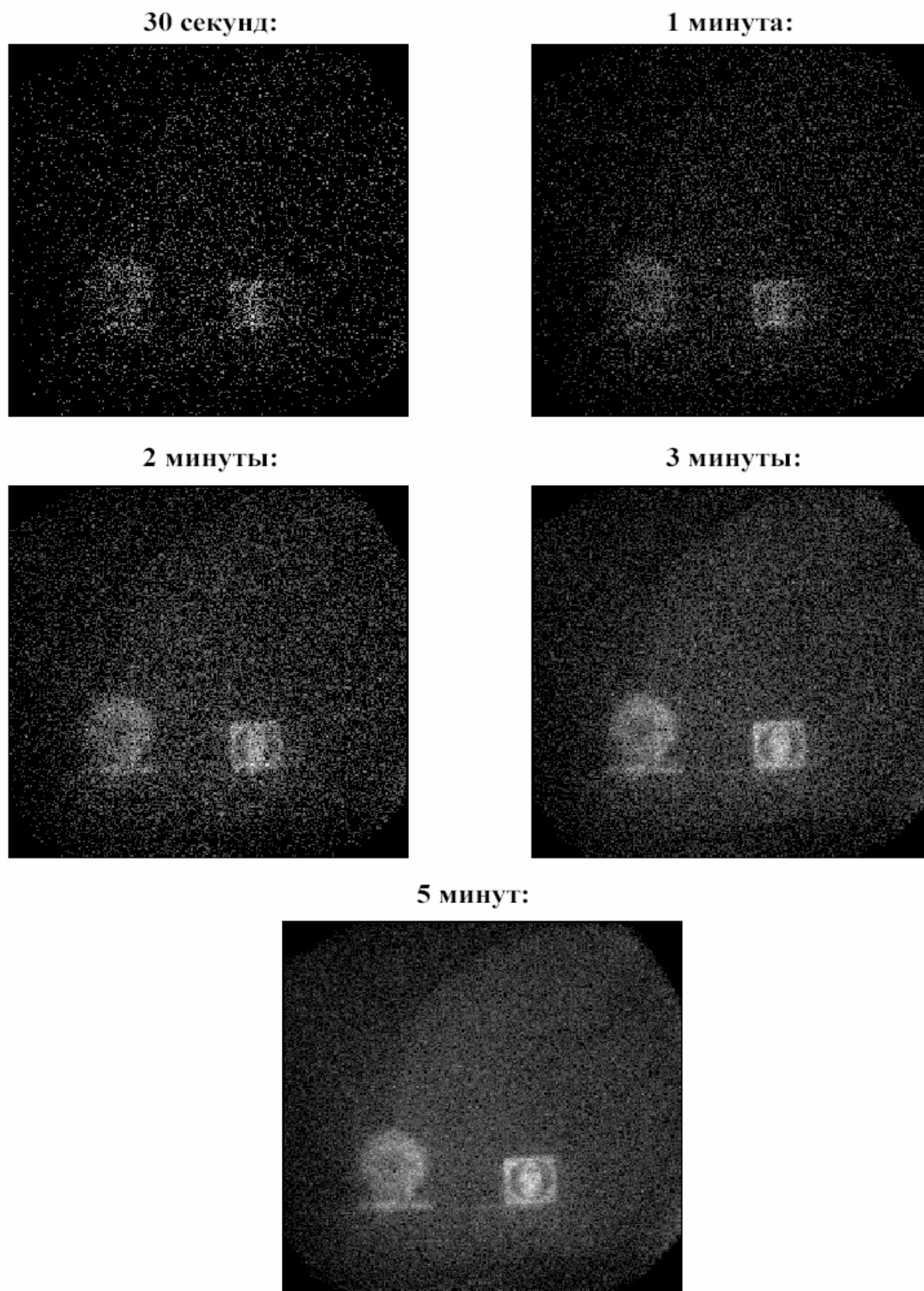


Рис. 7. Изображение тестовых объектов за тремя слоями марли, полученное за различное время методом накопления.

Литература

- [1] Карасик В.Е., Орлов В.М. Лазерные системы видения.- М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2001.
- [2] Busck J. and Heiselberg H. // Laser Radar Technology and Application IX. Proc. of SPIE. 5412 (SPIE Bellingham. WA. 2004).
- [3] Anderson J., Busck J and Heiselberg H. // Laser Radar Technology and Application IX. Proc. of SPIE. 5791 (SPIE Bellingham. WA. 2005).
- [4] Шутеев С.А. Диссертация на соиск. уч. степ. к.ф-м.н. - М.: МГУ, 2005.
- [5] Юсупалиев У., Шутеев С.А., Стрепетов А.Н., Юсупалиев П.У. // Прикладная физика. 2006. №6. С.123.
- [6] Юсупалиев У., Шутеев С.А., Юсупалиев П.У.//Краткие сообщения по физике.2008.№ 6. С.21.
- [7] Стрепетов А.Н., Шутеев С.А., Юсупалиев У. Время-позиционный детектор излучения. Патент РФ № 2217708 от 27.11. 2003 г. Дата начала действия патента 05.02.2002 г. Заявка № 2002102781/28(003108). Приоритет от 05.02.2002 г.
- [8] Шутеев С.А., Михеев В.В., Соколов А.И., Юсупалиев П.У.// Прикладная физика. 2003. № 3. С. 101.
- [9] Rahkonen T.E., Kostamovaara J.T.//IEEE Journal of Solid-State Circuits. 1993. V.28(8). P. 887.
- [10] Christiansen J. // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 1996. V.31(7). P. 952.
- [11] Mota M., Christiansen J. // IEEE Journal of Solid State Circuits. 1999. V.34(10). P. 1360.

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКИЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
профессор А.Ф.Александров, профессор А.П.Сухоруков,
профессор А.И. Коробов

НЕЭКВИДИСТАНТНЫЕ РЯДЫ НАЗЕМНЫХ И СПУТНИКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ФОНЕ ШУМОВЫХ ПРОЦЕССОВ.

Ведущий электроник *Шахпаронов В.М.*

Измерения любых физических величин неизбежно сопровождаются дестабилизирующими или шумовыми процессами. Наибольшие затруднения возникают когда отношение величины полезного сигнала к величине шума близко или даже значительно меньше единицы. Для получения надёжной информации и ослабления влияния шумов требуются методики эффективного выделения полезного сигнала. Спектральный анализ неэквидистантных временных рядов, то есть рядов, в которых результаты измерений физических величин фиксируются через различные временные интервалы и даже имеют продолжительные разрывы по оси времени, методом усреднения ординат на пробном периоде, позволяет выделить некоторые характерные скрытые периодичности [1]. Их анализ даёт полезную информацию о дестабилизирующих факторах.

Анализ тестовых данных иллюстрирует эффективность метода усреднения ординат на пробном периоде. При наличии значительных разрывов во времени он позволяет выделить полезный сигнал при наличии шумов, абсолютное значение амплитуды которых превышает полезный сигнал на два порядка. Увеличение временных разрывов приводит к появлению большого количества комбинационных периодов, среди которых выделяется периодичность полезного сигнала. При малых разрывах она заметно превышает по амплитуде комбинационные периоды, при больших разрывах ближайšie к полезному сигналу периодичности сравниваются с ним по амплитуде.

Приёмники GPS позволяют получить большие массивы измерений, которые всегда сопровождаются наличием шумовых процессов. Источников таких шумов много. Некоторые из них трудно устранимы. При удачном расположении приёмника он фиксирует большее количество спутников, что обеспечивает получение длительных эквидистантных рядов. Анализ периодичностей в таких рядах способствует выделению основных источников шумов в конкретных измерениях. При неудачной позиции приёмника количество видимых спутников может снизиться до трёх и менее, что неизбежно ведёт к срыву измерений. Шум в таких измерениях возрастает примерно на порядок, а ряды превращаются в неэквидистантные.

Измерения гравитационной постоянной на автоматизированной установке позволили создать большие массивы измерений. Наличие шумовых дестабилизирующих факторов ограничило точность экспериментов. Спектральный анализ позволил выделить основные дестабилизирующие факторы, связанные с нестабильностью параметров окружающей среды.

Микросейсмы, воздействующие на точку подвеса крутильных весов, ограничивали точность измерения периода колебаний, а флуктуации температуры смещали взаимное расположение взаимодействующих масс. Последний фактор привел к низкочастотным вариациям измеряемых значений гравитационной постоянной.

Развитие космической техники существенно расширяет область физических измерений. Появляются широкие возможности для постановки различных экспериментов, в том числе изучения шумовых процессов, измерения гравитационной постоянной, исследования параметров гравитационного поля Земли и других планет солнечной системы, регистрации параметров космического излучения. Измерения проводятся при наличии ряда дестабилизирующих факторов, которые накладывают на процесс шумовой фон. Для получения надёжной информации и устранения шумов требуются методики эффективного выделения полезного сигнала. Спектральный анализ выделил в данных служебной бортовой телеметрии характерные периоды [2, 3]. Чётко выделяется период длительностью 103,9 минут. Его наличие строго обусловлено периодом обращения спутника вокруг Земли. При обращении по орбите спутник заходит в тень Земли, при этом изменяются условия работы бортовых систем. Заметен период длительностью около 102 суток. Он обусловлен вращением спутника вокруг оси, направленной в надир. Обнаружен и более длительный период порядка 160 суток. Выделяются периоды, близкие по величине к полусуточному и суточному циклам. Их можно объяснить двухразовым включением бортовой аппаратуры в течение суток. Анализ выделяет дополнительный ряд минутных циклов, в которых основной период 103,9 минуты расширен или даже расчленён на два горба более длительными периодами.

Литература

1. Серебренников М.Г., Первозванский А.А. Выявление скрытых периодичностей М.: Наука, 1965, 244 с.
2. Шахпаронов В.М., Пархомов А.Г., Карагиоз О.В. Телеметрия бортовых систем малого космического аппарата "Университетский"// Метрология. – 2008. – №4. – С.26–31.
3. Шахпаронов В.М., Пархомов А.Г., Карагиоз О.В. Спектральный анализ напряжения солнечных батарей малого космического аппарата "Университетский"// Измерительная техника. – 2008. – №8. – С.39–41.

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ МИКРОПУЗЫРЬКИ В МЕДИЦИНСКОЙ АКУСТИКЕ: ВЫСОКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ, АКУСТИЧЕСКИЙ КОНТРАСТ, НОВЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ И ТОЧНОЙ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ

Доцент *Маков Ю.Н.*

Работа обусловлена важным многоцелевым применением на данном этапе и новыми перспективными возможностями при использовании в медицинской акустике таких микро(нано)структур как оболочечные микропузырьки, которые являются «продуктом» развития классической кавитации в теоретическом и прикладном аспектах. Кавитационные эффекты практически всегда сопровождают использование ультразвука в медицинских технологиях (диагностика, терапия и хирургия), что связано с образованием и динамикой газовых микропузырьков в биожидкостях, в биотканях и внутри отдельных клеток при прохождении ультразвуковой волны. В свою очередь, кавитация «вносит вклад» в структурно-функциональные изменения биологической системы при воздействии на нее ультразвука, а также влияет на ход акусто-медицинских процедур. Все это является предметом активного изучения медицинской акустикой, биофизикой и другими смежными науками [1]. Вместе с тем, проявление кавитационных эффектов при использовании ультразвука в медицине имеет еще один аспект, который сегодня является скорее историческим (и полузабытым) фактом, но который положил начало нескольким важным медицинским технологиям. В 1967 г. совершенно случайно при проведении эксперимента, преследующего другие цели, было обнаружено [2], что образовавшиеся в крови кавитационные пузырьки являются акустически контрастной средой для ультразвуковой волны, отраженной (частично рассеянной) данным объемом крови в сосуде. Этот эффект крайне важен в процедурах ультразвуковой диагностики (акустовидения или сонографии (УЗИ)). Однако образовавшиеся в крови обычные кавитационные пузырьки, заполненные в основном кислородом, очень быстро растворяются в плазме крови, т.е. время их «жизни» мало. Полученные в нашей работе аналитические результаты для анализа этого времени жизни в зависимости от различных параметров и условий подтвердили экспериментальные данные для характерного времени жизни обычного кавитационного пузырька в плазме крови в пределах одной секунды. Отметим также неконтролируемость процесса образования (а значит, общего количества, размерных и других характеристик) кавитационных пузырьков. Именно решением этих двух проблем (управляемость процессом образования пузырьков и увеличение времени их жизни) было обусловлено эффективное применение контрастных методов в сонографии. Реализация этих возможностей в 80-х годах прошлого века положила начало важному направлению, связанному с ис-

пользованием микропузырьков в искусственной оболочке, которые изготавливаются заранее, а при проведении ультразвуковой диагностической процедуры вводятся в нужный кровеносный сосуд с помощью соответствующего шприца. Для обеспечения длительного времени существования данной микросистемы в плазме крови сама оболочка должна заполняться более тяжелыми (плотными) по сравнению с кислородом или воздухом газами; для этой цели наиболее подходят газообразные перфторуглероды (в 5-7 раз тяжелее воздуха). Все это подтверждается аналитическими результатами данной работы.

Использование оболочечных микропузырьков в медицинской акустике предопределяет необходимость исследования их динамики при ультразвуковом воздействии. В имеющихся работах на основе уравнений механики сплошных сред и определяющих соотношений для жидкого окружения оболочечного микропузырька и для твердой упругой среды с линейным вариантом закона Гука было получено уравнение сферически симметричных колебаний таких систем. Однако предназначение оболочечных пузырьков как сильно эхогенных элементов предполагает большие расширения/сжатия оболочки, т.е. сильные деформации. Данные скоростной фото/киносъемки фиксируют изменение в разы радиуса оболочечных микропузырьков при ультразвуковом воздействии. Это показывает необходимость использования нелинейной теории упругости с характерными нелинейными определяющими уравнениями для вывода уравнения динамики оболочечного микропузырька, что и сделано в данной работе.

Будем исходить из строгой нелинейной теории упругости [3] для несжимаемого материала сферической оболочки, которая растягивается и сжимается сферически симметричным образом. Используя представление Лагранжа, введем сферические координаты (R, Φ, Θ) для начального недеформированного состояния и систему текущих (актуальных) координат (r, φ, θ) для деформированного состояния (см. Рис. 1).

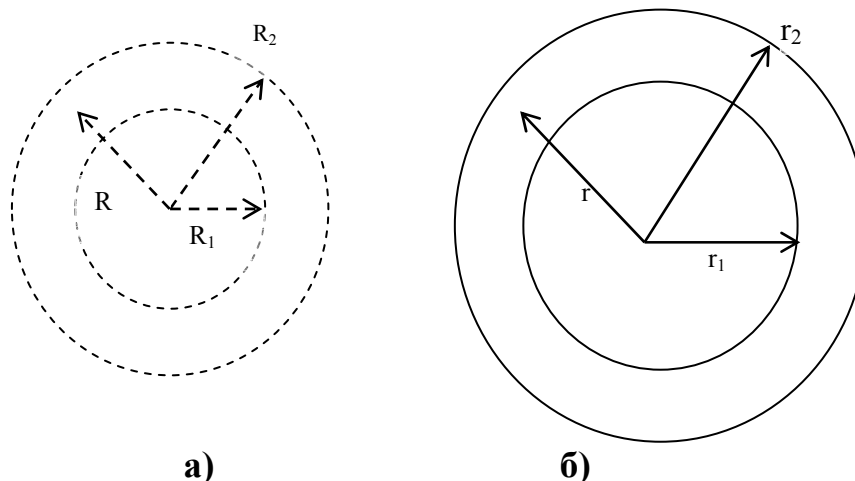


Рис.1. Система в недеформированном (а) и в деформированном (б) состояниях;
 $r=r(R,t)$

В силу сферически симметричного тяжения-сжатия имеем:

$$\varphi \equiv \Phi, \quad \theta \equiv \Theta. \quad (1)$$

Условие несжимаемости материала ведет к сохранению элемента объема

$$r^2 dr = R^2 dR,$$

что при интегрировании дает равенства:

$$r^3 - r_1^3 = R^3 - R_1^3, \quad r_2^3 - r^3 = R_2^3 - R^3, \\ r^3(R, t) - R = r_1^3(t) - R_1^3 = r_2^3(t) - R_2^3 = A(t),$$

где $A(t)$ – пока неизвестная функция.

Отсюда следует функциональная связь

$$r(R, t) = \sqrt[3]{R^3 - R_2^3 + r_2^3} = \sqrt[3]{R^3 + A(t)} \quad \text{или} \quad R = \sqrt[3]{r^3 - r_2^3 + R_2^3} = \sqrt[3]{r^3 - A(t)} \quad (2)$$

Для анализа больших деформаций (растяжений) вводим в рассмотрение коэффициенты (степени) растяжений λ_i вдоль координатных направлений. Учитывая (1), (2), а также то, что в случае сферической симметрии растяжения вдоль обоих угловых координатных направлений одинаковы, имеем:

$$\lambda_r = \frac{dr(R)}{dR} = \frac{R^2}{(\sqrt[3]{R^3 - R_2^3 + r_2^3})^2} = \frac{R^2}{r^2}, \quad \lambda_\varphi = \lambda_\theta = \frac{r \sin(\varphi) d\varphi}{R \sin(\Phi) d\Phi} = \frac{r d\theta}{R d\Theta} = \frac{r}{R}, \quad (3)$$

$$\lambda_r \lambda_\varphi \lambda_\theta = 1,$$

При определяющих соотношениях (см. далее), выраженных через тензор напряжения $T_{i,j}$ Коши (тензор истинных напряжений), будем исходить из уравнения движения в эйлеровом (через координаты (r, φ, θ)) представлении:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \frac{\partial T_{i,j}}{\partial x_j} \quad (4)$$

Для несжимаемого материала оболочки $\rho_{sh} = const$. При сферически-симметричной деформации оболочки, когда v_r -единственная ненулевая компонента скорости и все функции зависят только от радиальной координаты r , векторное уравнение (4) сводится только к одному, в правой части которого нужно учесть условие $T_{\varphi\varphi} = T_{\theta\theta}$. Представление полной (материальной) производной от радиальной скорости элементов оболочки как функции от r дает такое же выражение, как и для кавитационного пузырька. Поэтому имеем:

$$\rho_{sh} \left[\frac{2r_2 \dot{r}_2^2 + r_2^2 \ddot{r}_2}{r^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r_2^4 \dot{r}_2^2}{r^4} \right) \right] = \frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + 2 \frac{T_{rr} - T_{\theta\theta}}{r}. \quad (5)$$

Входящие в (5) диагональные компоненты тензора напряжений (главные напряжения) на основании общих соотношений [4] выражаются через коэффициенты растяжения (3) и через производные от упругого потенциала (энергии деформации) W по инвариантам I_i тензора деформаций, что обусловлено выражением W через I_i для наиболее известных моделей сред; инварианты, в свою очередь, также выражаются через λ_i .

Для изотропных несжимаемых гиперупругих сред в рамках рассматриваемой задачи имеем:

$$T_{rr} = -p + \alpha \lambda_r^2 - \beta \lambda_r^{-2}, \quad T_{\theta\theta} = -p + \alpha \lambda_\theta^2 - \beta \lambda_\theta^{-2}, \quad (6)$$

где p – произвольный скаляр, имеющий смысл давления и определяемый из граничных условий; $\alpha = 2 \frac{\partial W}{\partial I_1}$, $\beta = 2 \frac{\partial W}{\partial I_2}$, $I_1 = \lambda_r^2 + 2\lambda_\theta^2$,

$I_2 = \lambda_r^{-2} + 2\lambda_\theta^{-2}$, наиболее общим представлением энергии деформации в этом случае является ее полиномиальное представление от первых двух инвариантов [5]:

$$W = \sum_{i+j=1}^N C_{ij} (I_1 - 3)^i (I_2 - 3)^j \quad (7)$$

При $i=j=1$ имеем модель Муни-Ривлина [5] для высокоэластичных сред.

Подставляя все данные выражения в (5), интегрируя по радиусу от r_1 до r_2 , «сшивая» на этих границах давление $p_1 = p(r_1)$ и $p_2 = p(r_2)$ с их выражениями через уравнения внутренней и внешней (по отношению к оболочке) сред, получаем итоговое уравнение динамики, описывающее «большие» радиальные растяжения и сжатия оболочечного микропузырька при ультразвуковом воздействии.

Как отмечалось выше, рассмотрение задачи о больших сжатиях/растяжениях оболочечного микропузырька обусловлено использованием множества подобных в качестве акусто-контрастной (эхогенной) среды. Новым этапом в использовании оболочечных микросистем будет реализация идеи прицельной доставки по кровеносной системе лекарственных и генных препаратов с помощью микрокапсул (микрoконтeйнеров) при ультразвуковом воздействии (targeted drug and gene delivery). Использование ультразвука в данном случае выполняет несколько функций: а) «слежение» за движением микрокапсулы по кровеносной системе, б) активное воздействие на микрокапсулу в заданном месте с целью высвобождения из мик-

рокапсулы лекарственного препарата, в) как фактор, повышающий проницаемость участка биоткани для проникновения лекарственного препарата из микрокапсулы, г) как фактор оптимизации и усиления воздействия самих микрокапсул на заданный участок биоткани (например, на тромб), когда микрокапсулы используются в качестве «микроснарядов». Активная работа (пока, в основном, экспериментально-теоретическая) в этом направлении ведется в течение последних 3-4 лет.

Литература

1. Ультразвук в медицине. Физические основы применения. Ред. Хилл К., Бэмберг Дж., тер Хаар Г., пер. с англ. М.: Физматлит, 2008.
2. Gramiak R., Shah P.M. Echocardiography of the aortic root // Investigative Radiology. 1968. V.3. No 5. P. 356 – 366
3. Лурье А.И. Нелинейная теория упругости. - М.: Наука. 1980.
4. Прагер В. Введение в механику сплошных сред. – М.: ИЛ. 1963.
5. Трелоар Л., Физика упругости каучука - М.: ИЛ, 1953 .

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Ст. науч. сотр. *Можжаев В.Г.*

Реальные твердые тела обладают разнообразными физическими свойствами. Это делает акустику твердых тел обширным и увлекательным направлением современных физических исследований. Результаты этих исследований находят широкие практические применения в акустоэлектронике и акустооптике, ультразвуковой дефектоскопии, акустической диагностике, сейсмологии и других областях, что предопределяет важность развития данного научного направления. К фундаментальным вопросам акустики твердых тел относится изучение типов акустических волн, существующих в телах с разнообразными свойствами и различной геометрией. Несмотря на давнюю историю этого вопроса, он по-прежнему актуален и в силу многообразия свойств твердых тел остается до сих пор до конца не изученным. В данном обзоре представлены результаты исследований, проводимых на кафедре акустики физического факультета МГУ и направленных на предсказание и теоретическое изучение свойств новых пространственно локализованных акустических волн в твердых телах. Рассматриваемые волны разделены на 10 групп. При их описании ниже иногда использовались одинаковые обозначения для разных величин.

1. Поверхностные волны из-за упругой нелинейности [1-3].

Рассматриваются чисто сдвиговые волны с вектором смещения u , распространяющиеся вдоль оси x на свободной поверхности изотропных и высокосимметричных анизотропных нелинейных твердых тел, занимающих полупространство $z \leq 0$. Самовоздействие таких волн в силу симметрии определяется только кубической нелинейностью. Это делает похожим данное рассмотрение на известную задачу для электромагнитных волн (Tomlinson, 1980). Уравнение движения для основной гармоники нелинейных сдвиговых волн в изотропных твердых телах имеет вид (Bataille и др., 1982)

$$-\rho\omega^2 u = \mu(u_{zz} - k^2 u) + (\alpha/4)[9(u_z)^2 - 3k^4 u^3 + k^2 u(u_z)^2 + k^2 u^2 u_{zz}],$$

где $u_z = \partial u / \partial z$; ρ, μ и α - плотность, модуль сдвига и коэффициент упругой нелинейности среды; ω и k - частота и волновое число. Пренебрежение взаимодействием волн основной частоты с высшими гармониками здесь допустимо благодаря нелинейной дисперсии [2], ограничивающей перекачку энергии в высшие гармоники (Gorentsveig, 1994). Представленное уравнение легко интегрируется с результатом

$$(u_z)^2 - (k^2 - k_i^2)u^2 = [\alpha/(8\mu)][3k^4 u^4 - 2k^2 u^2 (u_z)^2 - 9(u_z)^4],$$

где $k_i^2 = \rho\omega^2 / \mu$. Подстановка граничного условия $u_z[\mu + \alpha(u_x^2 + u_z^2)] = 0$ в первый интеграл позволяет получить дисперсионное уравнение для нелинейных поверхностных волн в виде: $k^2 = k_i^2 - 3\alpha k^4 u_0^2 / (8\mu)$, где $u_0 = u(z=0)$. Распределение волнового поля по глубине находится с помощью выражения для u_z , определяемого первым интегралом. Интегрирование этого выражения с использованием обозначений $U \equiv u/u_0$, $Z \equiv z\sqrt{k^2 - k_i^2}$, $\varepsilon^2 \equiv -\alpha k^2 u_0^2 / (4\mu)$ позволяет найти обратную зависимость $Z = Z(U)$

$$Z(U) = \int_1^U \frac{dU}{U} \left[\frac{1 - \varepsilon^2 U^2 + \sqrt{(1 - \varepsilon^2 U^2)^2 - 27\varepsilon^4 U^2 (1 - U^2)}}{2(1 - U^2)} \right]^{1/2}.$$

Учет анизотропии среды в высокосимметричных случаях и эффективной кубической нелинейности, обусловленной двойными нелинейными взаимодействиями на квадратичной нелинейности с образованием на промежуточном этапе квазистатических упругих полей сагиттальной поляризации, не меняет вида решения, а изменяет лишь коэффициент α и коэффициент 27 в выражении для $Z(U)$ [2]. Представленный интеграл с помощью замены переменных, обнаруженной в работе [3], вычисляется аналитически. При $\varepsilon \rightarrow 0$ $U \cong 1/\cosh Z$ (рис. 1). Решение при конечных ε также существует, но лишь если $\varepsilon \leq \varepsilon_0 \cong 0,32$, где ε_0 - корень уравнения $27\varepsilon^4 + 4\varepsilon^2 - 4 = 0$. Предельная форма распределения волнового поля по глубине при $\varepsilon = \varepsilon_0$ представляет собой комбинацию косинуса, сшитого с экс-

понтентой в некой точке P так, что первая производная в этой точке непрерывна (рис. 2). Данная форма представляет собой обобщение и комбинацию двух известных решений, относящихся к классу «экзотических» солитонов: компактона - косинуса, сшитого с нулем (Rosenau, 1993), и пикона, описываемого функцией $\exp(-|Z|)$ (Camassa, Holm, 1993). В зависимости от положения точки P полученное решение приближается либо к компактону, либо к пикону.

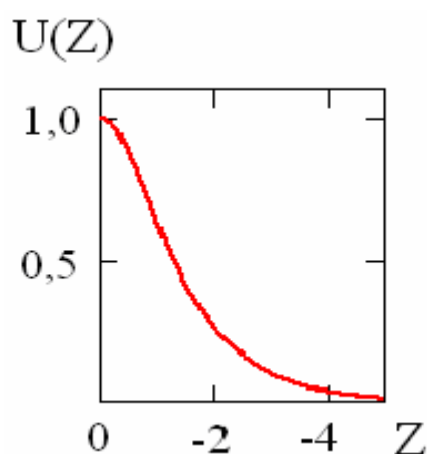


Рис. 1. Распределение волнового поля по глубине при малых амплитудах

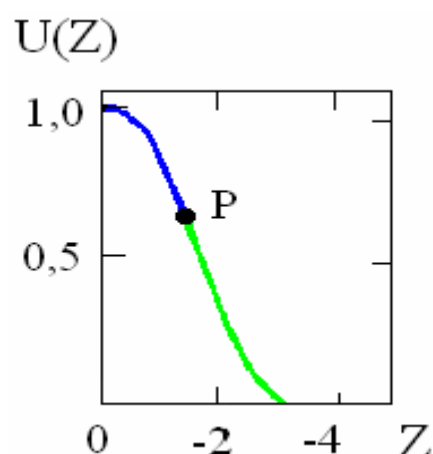


Рис. 2. Предельный профиль волнового поля в форме комбинации компактона и пикона

2. Сагиттальные волны на 180° доменной стенке в сегнетоэлектриках [4].

Существование чисто сдвиговых волн на 180° доменных стенках в сегнетоэлектриках известно и изучалось, начиная с работ Peuzin (1971), Кесених и др. (1972). В работе Любимова и Санникова (1979) была предпринята попытка построить аналитическое решение для сагиттально поляризованных граничных волн на такой доменной стенке, рассматривая их как продольные и сдвиговые объемные волны, слабо возмущенные пьезоэффектом. Эти авторы пришли к выводу, что искомые волны не существуют. Нами была также предпринята попытка найти решение для обсуждаемой волны, но не аналитически, как в указанной работе, а численно [4]. Первая такая попытка для случая пьезокерамики PZT-4 оказалась неудачной. Решающим для выявления условий, необходимых для успешного поиска решения, стало применение нового для рассматриваемой задачи метода прямого интегрирования уравнений движения. Этот метод является обобщением использованного выше метода решения задачи о нелинейных сдвиговых волнах на случай, описываемый несколькими связанными уравнениями движения [5].

Геометрия рассматриваемой задачи изображена на Рис. 3. Верхнее и нижнее полупространства отличаются друг от друга только направлением

спонтанной поляризации P_s , что при переходе через доменную стенку приводит к инверсии знака пьезомодулей с нечетным числом индексов, равных 1. С помощью прямого интегрирования уравнений движения была найдена предельная форма дисперсионного уравнения, которую оно принимает при стремлении пьезомодулей к нулю. Уравнения движения для гармонических граничных волн в этом случае имеют вид

$$\alpha_{11}u_1'' - \gamma_{11}u_1 + i\beta u_3' = 0, \quad \alpha_{33}u_3'' - \gamma_{33}u_3 + i\beta u_1' = 0,$$

где $\alpha_{11} = c_{55}$, $\alpha_{33} = c_{33}$, $\gamma_{11} = c_{11} - X$, $\gamma_{33} = c_{33} - X$, $\beta = c_{13} + c_{55}$, $X = \rho v^2$, $u_i' \equiv \partial/\partial(kx)$, c_{11} , c_{33} , c_{13} и c_{55} – упругие модули, v – фазовая скорость волн. Простейший первый интеграл уравнений движения находится с использованием интегрирующих множителей u_1' и u_3' , и выглядит он так

$$\alpha_{11}(u_1')^2 - \gamma_{11}u_1^2 = \alpha_{33}(u_3')^2 - \gamma_{33}u_3^2.$$

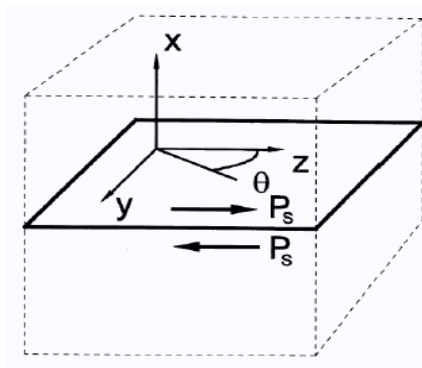
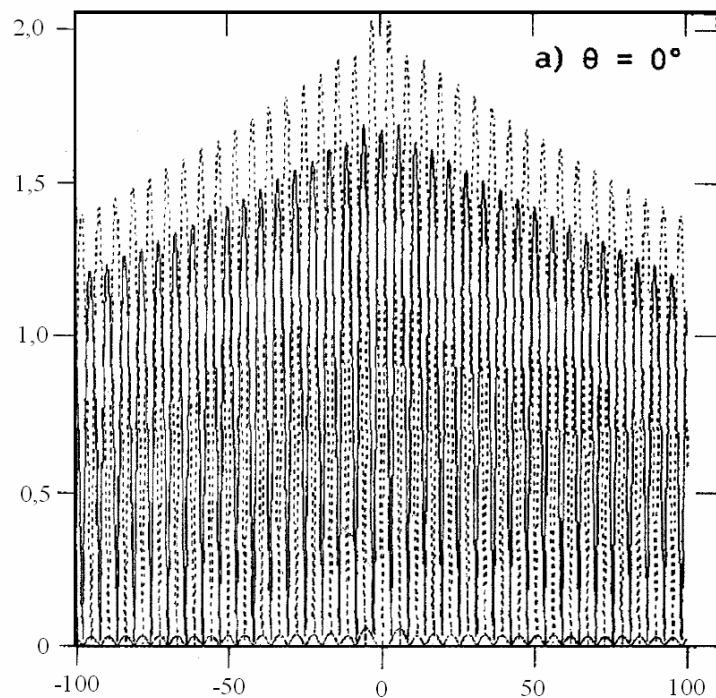


Рис. 3. Геометрия задачи.



глубина x волновое число

Рис. 4. Распределение волнового поля

Другой независимый первый интеграл, находимый с помощью интегрирующих множителей $(\alpha_{11}u_1' + i\beta u_3)$ и $(\alpha_{33}u_3' + i\beta u_1)$, имеет вид

$$\gamma_{33}(\alpha_{11}u_1' + i\beta u_3)^2 - \alpha_{11}\gamma_{11}\gamma_{33}u_1^2 = \gamma_{11}(\alpha_{33}u_3' + i\beta u_1)^2 - \alpha_{33}\gamma_{11}\gamma_{33}u_3^2.$$

В силу симметрии задачи на границе доменов выполняются эффективные граничные условия $u_1' = u_3 = 0$ или $u_1 = u_3' = 0$. Их использование в первых интегралах дает

$$\alpha_0 X^2 + \beta_0 X + \gamma_0 = 0,$$

где $\alpha_0 = (c_{11} - c_{55})^2$,

$$\beta_0 = 2[(c_{11} + c_{55})(c_{13} + c_{55})^2 - (c_{11} - c_{55})(c_{11}c_{33} - c_{55}^2)],$$

$$\gamma_0 = (c_{13} + c_{55})^4 - 2(c_{11}c_{33} + c_{55}^2)(c_{13} + c_{55})^2 + (c_{11}c_{33} - c_{55}^2)^2.$$

Данное уравнение имеет действительные решения при выполнении неравенств

$$(\sqrt{c_{11}c_{33} + c_{55}^2})^2 > (c_{13} + c_{55})^2 > c_{11}(c_{33} - c_{55}).$$

Последнее из них является условием вогнутости поверхности медленности для квазисдвиговых волн вблизи оси z . Такая вогнутость отсутствует в керамике PZT-4, что объясняет отрицательный результат численного расчета для этого материала. Но она имеется в классическом сегнетоэлектрике титанате бария, для которого последующий численный расчет действительно обнаружил решение в виде локализованных на доменной стенке, сагиттально поляризованных, граничных волн (рис. 4).

3. Граничные волны утечки с профилем поля невытекающих волн [6,7].

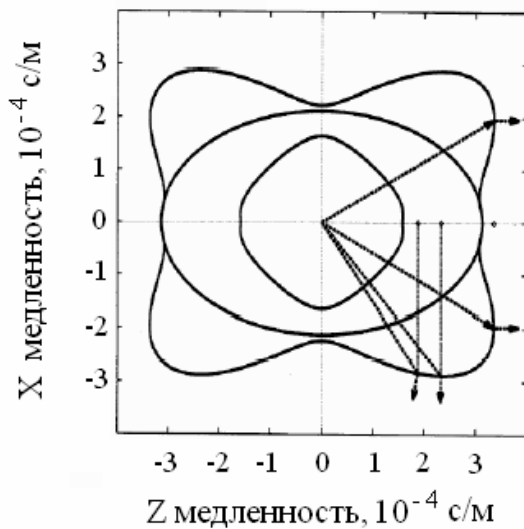


Рис. 5. Сечение поверхностей медленности объемных акустических волн в титанате бария плоскостью xoz

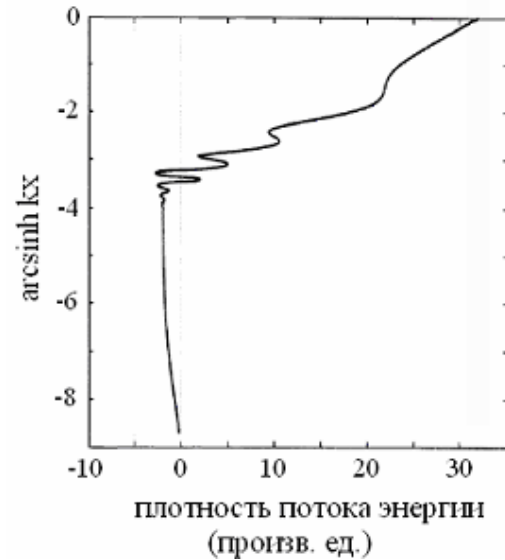


Рис. 6. Зависимость плотности потока энергии граничных волн в от расстояния до 180° доменной стенки в титанате бария

Дальнейшие исследования сагиттально поляризованных волн и волн смешанной поляризации на 180° доменной стенке в сегнетоэлектриках выявили существование в направлении оси z экстраординарных граничных волн утечки с профилем поля, характерным для невытекающих волн [6,7]. Такие волны возникают, когда поверхность медленности для излучаемых волной утечки объемных волн имеет вогнутость в вертикальном направлении (рис. 5), а сами волны утечки являются высокоскоростными. Тогда направление потока энергии излучаемых волн, определяемое нормалью к поверхности медленности, наклонено в противоположную сторону по отношению к нормали к границе в сравнении с волновым вектором. В итоге структура поля излучаемой компоненты по глубине отражает уменьшение амплитуды волн утечки при удалении от источника, а не ее увеличение при приближении к источнику, в этом отношении она ничем не отличается от обычной структуры волнового поля невытекающих волн по глубине. Хотя гипотеза о существовании поверхностных волн утечки такого типа в гексагональных кристаллах и высказывалась в литературе (Шувалов, 1980), но ни одного реального примера их существования до работ [6,7] известно не было. Анализ поля этих волн с помощью закона сохранения энергии в дифференциальной форме выявил их необычное свойство, заключающееся в том, что для них средний по времени, интегральный по глубине поток энергии, равен нулю. Это подтверждается численным расчетом, показывающим инверсию направления плотности потока с глубиной (рис. 6).

4. Акустические моды границ двойников кварца [8]

Границы двойников являются естественными и широко распространенными объектами природного кварца. Однако возможность волноводного распространения вдоль них акустических волн ранее не изучалась. В отличие от поверхностных акустических волн (ПАВ) граничные волны весьма избирательны к условиям своего существования, что затрудняет их численный поиск. Из предшествующего собственного опыта поиска граничных волн в кристаллах нами был сделан вывод, что шансы нахождения локализованных волн могут резко возрасти при выборе геометрии задачи с высокой симметрией. Применение этого принципа для сужения области численного поиска оказалось эффективным и привело к обнаружению граничных акустических волн (ГАВ) и в дофинейских и в бразильских двойниках (рис. 6-7).

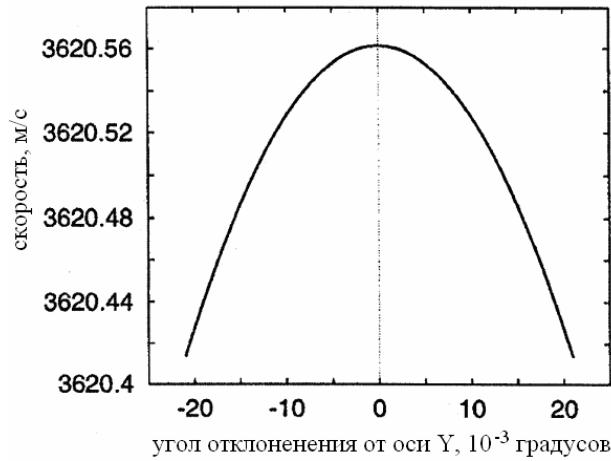


Рис. 6. Ветвь граничных волн в кварце с дофинейскими двойниками

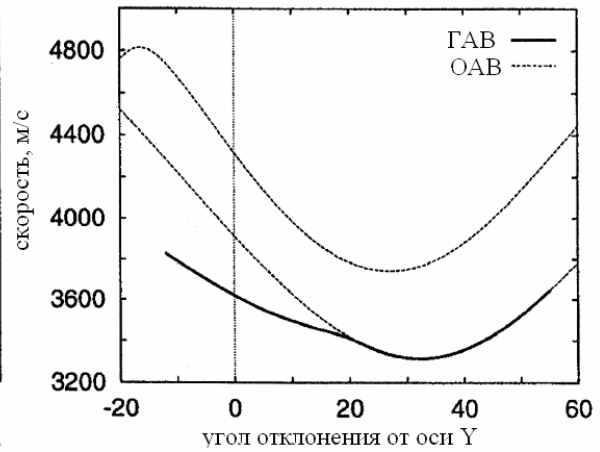


Рис. 7. Ветви граничных и объемных волн. (OAB) в кварце с бразильскими двойниками.

5. Волны утечки на границе вращения кристаллов [9,10]

Имеющиеся в литературе исследования локализованных волн на границе кручения кристаллов (рис. 8), начавшиеся с работы Финкеля и др. (1968), содержат ряд противоречий и ошибочных результатов. Нами эта задача изучалась с использованием комбинации аналитических и численных методов решения. Из уравнения Грина-Кристоффеля было получено уравнение для направляющего косинуса $b = i\Omega$ (Ω – безразмерная константа затухания парциальных волн)

$$b^6 - Ab^4 + Bb^2 - C = 0,$$

где $A = U + c$, $B = ae + cU - \varepsilon$, $C = ace - a\varepsilon$, $U = a + e + f$, $a = \frac{X - c_{44}}{c_{33}}$,

$$c = \frac{X - c_{66}}{c_{44}}, e = \frac{X - c_{11}}{c_{44}}, f = \frac{(c_{13} + c_{44})^2}{c_{33}c_{44}}, \varepsilon = \left(\frac{c_{16}}{c_{44}}\right)^2.$$

Затем с помощью эффективных граничных условий $u_x = \frac{\partial u_y}{\partial z} = \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$ и $\frac{\partial u_x}{\partial z} = u_y = u_z = 0$, вытекающих из симметрии задачи, были выведены два дисперсионных уравнения задачи для волн с разной симметрией волнового поля

$$rp + cq + cU - \varepsilon = 0, \quad aep + rq + rU = 0.$$

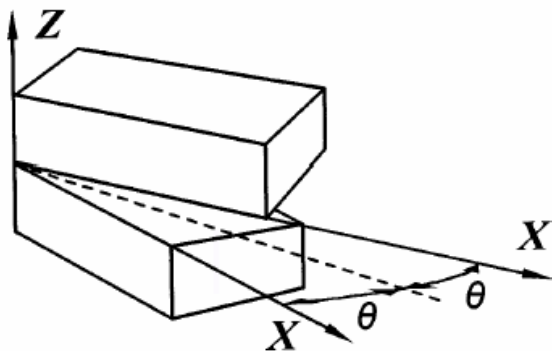


Рис. 8. Геометрия задачи

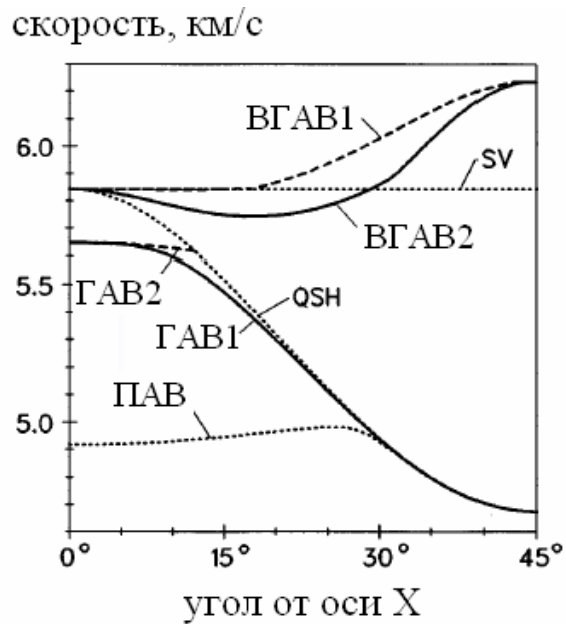


Рис. 9. Фазовые скорости граничных волн вдоль биссектрисы угла поворота

Численный поиск решений, проводившийся с помощью этих уравнений и независимой итерационной компьютерной программы, а также анализ симметрии волнового поля позволили разобраться в вопросе о том, какие из утверждений предшествующих авторов являются правильными, а какие - ошибочными. Для бикристалла кремния были численно найдены ветви и невытекающих и вытекающих граничных акустических волн (ВГАВ) - рис. 9, последние в этой геометрии обнаружены впервые.

6. Волны утечки в кубических кристаллах (110)-среза с индексом анизотропии > 1 [11]

Согласно широко известному обзору Фарнелла о поверхностных волнах в кристаллах (Farnell, 1970) ПАВ утечки существуют на (110)-срезе кубических кристаллов с индексом анизотропии $\eta = 2c_{44}/(c_{11} - c_{12}) < 1$, но отсутствуют в случае, когда $\eta > 1$. В экспериментах по мандельштам-бриллюэновского рассеяния света кубическими кристаллами с $\eta > 1$, проведенных на кафедре кристаллов физического факультета МГУ (Aleksandrov и др., 1992), в оптических спектрах наблюдалось асимметричное уширение линий, соответствующих рассеянию на обобщенных поверхностных волн. С целью объяснения этих экспериментов было поведено детальное теоретическое изучение динамических свойств указанных кристаллических поверхностей [11], выявившее существование новой ветви волн утечки (рис. 10), незамеченной предшествующими исследователями. Для интерпретации полученных результатов использовалась приближенная ре-

дукция матрицы упругих модулей. Эта процедура заключается в пренебрежении всеми теми компонентами матрицы упругих модулей в повернутой

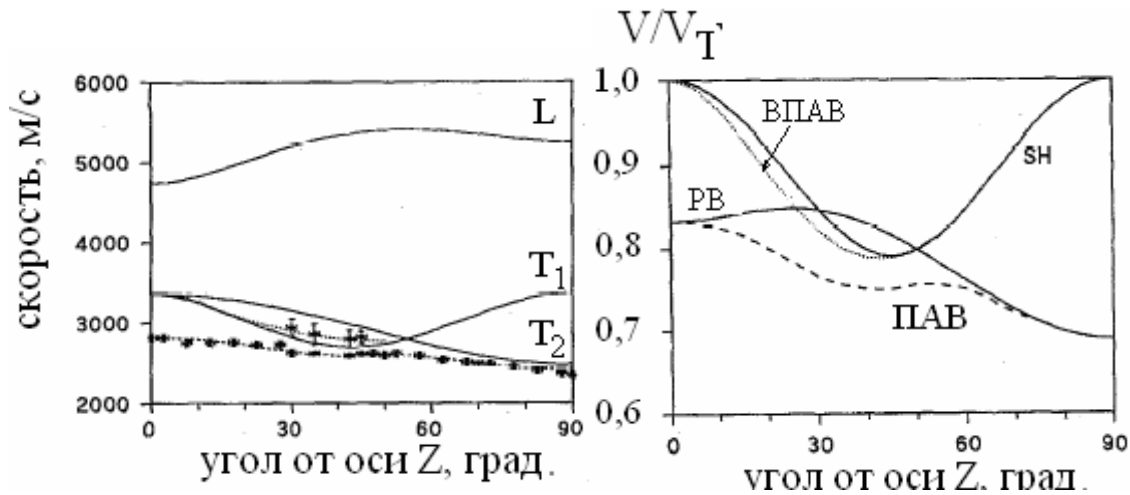


Рис. 10. Скорость вытекающих ПАВ (ВПАВ) в GaAs (110)-среза. Показаны скорости объемных волн (L , T_1 , T_2) и несвязанных рэлеевской волны (PB) и SH-волны

системе координат, связанной с направлением распространения волн, которые равны нулю в изотропном случае. Такое приближение позволяет построить угловые зависимости для несвязанных (искусственно разделенных) сагиттально поляризованных волн Рэлея и чисто сдвиговых волн. Их угловые зависимости в середине углового диапазона пересекаются, и несвязанная волна Рэлея оказывается быстрее несвязанной SH-волны (рис. 10). Очевидно, что наличие реально существующей связи этих мод должно приводить к излучению волной Рэлея медленных объемных сдвиговых волн, т.е. волна Рэлея должна стать вытекающей. Таким образом, обнаруженная волна утечки в середине углового диапазона значительно ближе (и по скорости и по поляризации) к волнам Рэлея, чем обобщенные поверхностные волны, которые в этой области ближе к SH-волнам.

7. Ветви волн утечки, связанные с акустическими осями кристаллов [12,13]

ПАВ утечки в кристаллах, несмотря на их дополнительное затухание, в некоторых случаях могут быть предпочтительнее по электромеханическим свойствам или термостабильности, чем обычные невытекающие ПАВ. Однако численный поиск таких волн значительно сложнее, что связано со следующими трудностями.

1. Скорость невытекающих ПАВ немного меньше (обычно на несколько процентов), чем скорость самой медленной объемной волны для ориентаций волновых векторов, соответствующих направлению распространения ПАВ. Поэтому скорость последней служит в качестве хорошего

ориентира для начала численных расчетов. Но интервал допустимых значений скорости для ПАВ утечки значительно шире (на 1-2 порядка) и простирается от скорости самой медленной объемной волны до скорости самой быстрой.

2. Точность расчетов при поиске ветвей волн утечки должна быть обеспечена достаточно высокой, поскольку нули детерминанта граничных условий, соответствующие корням дисперсионного уравнения, в некоторых случаях выглядят как узкие провалы. При недостаточно мелком шаге в итерационных расчетах такие провалы можно просто пропустить. Причем для достижения высокой точности расчетов поиски нужно проводить на комплексной плоскости значений волновых чисел, а не только вдоль действительной оси, как для обычных ПАВ.

3. Для невытекающих ПАВ в непьезоэлектрических кристаллах справедлива теорема существования и единственности (Lothe, Barnett, 1974, 1976), которая гарантирует нахождение решения за исключением тех редких случаев, когда теорема не применима. Для волн утечки ситуация иная – они существуют не всегда, а лишь иногда. Поэтому проведение слепых поисков волн утечки является в целом малопродуктивным занятием.

В связи с изложенным большое значение приобретает разработка регулярных методов нахождения реперных точек на ветвях волн утечки, позволяющих сделать численный поиск более направленным и эффективным. В работах [12,13] обнаружено уникальное свойство акустических осей в кристаллах (направлений, в которых скорости двух разных объемных волн совпадают) давать точную информацию о граничных точках секторов существования ветвей волн утечки. При изучении ПАВ утечки в кубических кристаллах (110)-среза (рис. 10) было обращено внимание, что границей сектора существования волн утечки для разных материалов служила точка пересечения скоростей двух объемных квазисдвиговых волн. Анализ этой ситуации позволил понять, что в этой точке волна утечки вырождается в особый тип задачи отражения объемных волн. При таком отражении (Кошкина и др., 1978) две участвующие в нем волны распространяются вдоль акустической оси (рис. 11). Вертикальные проекции волновых векторов для этих волн совпадают, но их амплитуды (без граничных условий) между собой не связаны. В итоге по числу парциальных волн, определяемых различными значениями вертикальных волновых чисел, это решение совпадает с решением для волн утечки, а по числу амплитудных коэффициентов оно соответствует задачам отражения. Поэтому горизонтальная проекция волновых векторов для этого решения, как и для любой другой задачи на отражение, не зависит от граничных условий. Таким образом, с помощью акустических осей можно прогнозировать границы секторов и соответствующие им скорости волн утечки без решения граничной задачи, используя для этого только информацию об объемных акустиче-

ских свойствах кристаллов. В частности, для кварца X -среза помимо известной ветви волн утечки, связанной с акустической осью вдоль оси z , удалось найти еще одну ветвь волн утечки, связанную с вторым пересечением кривых скоростей для объемных волн (см. правую вставку на рис. 12).

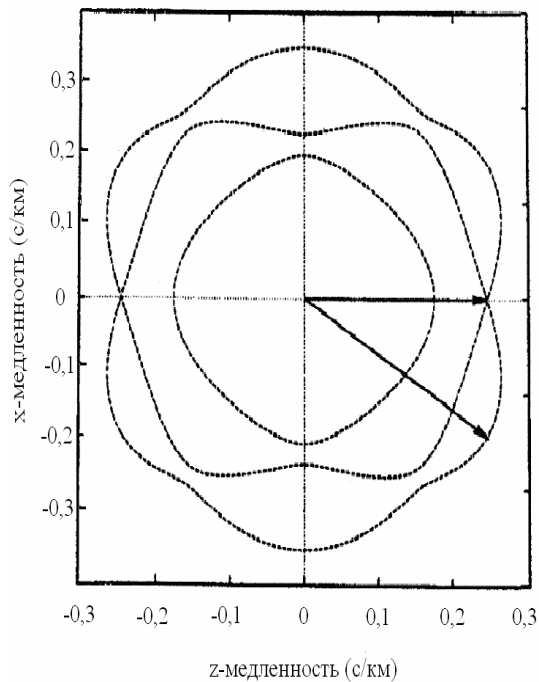


Рис. 11. Сечение поверхности медленности берлинита плоскостью XZ . Стрелками показаны парциальные волны, принадлежащие к ветви волн утечки в кристалле X -среза

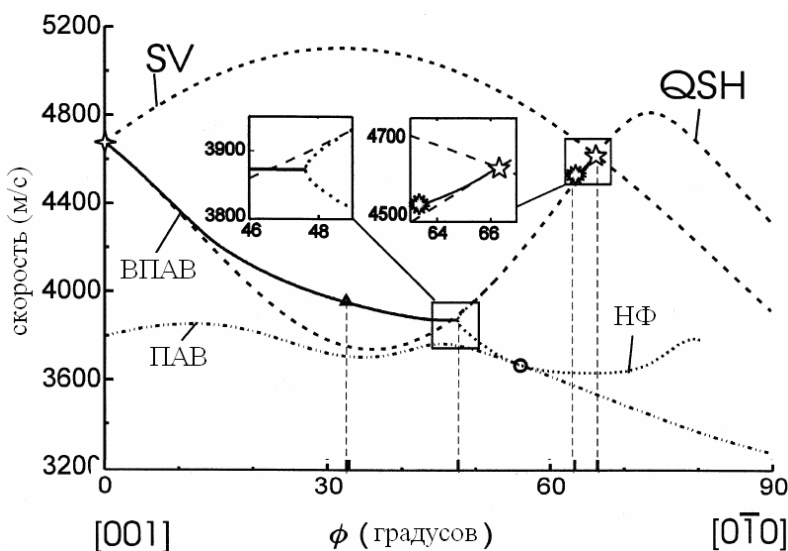


Рис. 12. Скорости поверхностных и вытекающих волн на поверхности кварца X -среза. Включены кривые для объемных волн (SV, QSH) и нефизического решения (НФ)

Использование информации об акустических осях для поиска ветвей ПАВ утечки позволило также найти такие ветви 1) на всех трех основных срезах сверхсильного пьезоэлектрика ниобата калия, 2) на X -срезе кристалла лангасита, рассматриваемого в настоящее время как перспективная альтернатива термостабильным кристаллам кварца, 3) на X -срезе берли-

нита, для которого раньше утверждалось (Farnell, 1986), что волны утечки на этом срезе отсутствуют.

8. Дозвуковые волны утечки [13,14].

Принято считать, что пороговым условием для существования волн утечки является совпадение их скорости со скоростью плоских объемных волн, соответствующих полю их излучения (см., например, Brower, 1979). Однако наши детальные численные расчеты показали, что это не так и в случае распространения ПАВ утечки в кристаллах [13] и в случае распространения волн Рэлея на границе жидкости и твердого тела [14]. Реальный порог оказался несколько смещенным (на проценты) ниже скорости объемных волн в так называемую дозвуковую область (см. левую вставку на рис. 12 и рис. 13). Физически это объясняется тем, что излучаемые волны являются неоднородными, поскольку возбуждаются затухающими волнами утечки, а неоднородные волны в свою очередь имеют меньшую скорость, чем однородные. Интересно, что обсуждаемое затухание волн утечки связано с их излучением, т.е. обсуждаемый эффект является исключительно эффектом самосогласованного решения задачи.

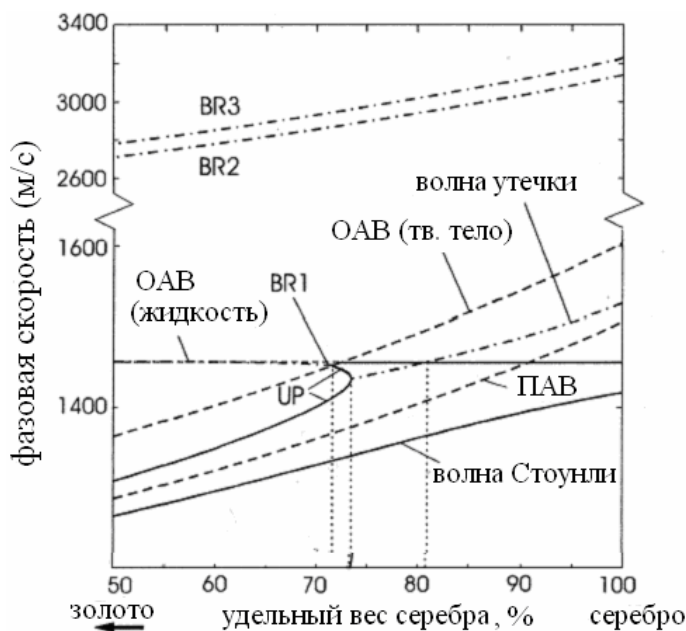


Рис. 13. Скорость вытекающих волн Рэлея на границы воды и сплава золота с серебром как функция процентного содержания серебра. Показаны решения типа брюстеровских отражений (BR) и нефизическое решение (UP). В диапазоне концентраций 72-80 % волна утечки имеет скорость, меньшую скорости звука в воде

9. Линзовые акустические моды в слоях с отрицательной рефракцией [15-17]

Фокусировка волнового излучения возможна при прохождении абсолютно плоской границы раздела сред с нормальной и отрицательной рефракцией (Веселаго, 1968). Это наводит на мысль, что в периодической сис-

теме из слоев таких материалов могут распространяться локализованные, периодически фокусируемые волны (рис. 14), аналогичные ранее известным волноводным модам периодической системы из выпуклых линз (Goubau и др., 1961; Pierce, 1961). В акустике кристаллов отрицательная рефракция существует благодаря акустической анизотропии. Условия локализации акустических волн в периодических слоях кристаллов с отрицательной рефракцией исследовались нами в работах [15-17]. Из исходной системы уравнений движения для объемных волн, распространяющихся вблизи одной из кристаллографических осей x_i в ромбическом кристалле, было получено приближенное параксиальное волновое уравнение вида

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_1 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_1^2} + C_2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_2^2} + C_3 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_3^2},$$

где вектор смещения u_i определяется выбором объемной моды, а коэффициенты C_i зависят от выбора оси x_i . В частности, для пучка квазисдвиговых волн, поляризованных вблизи оси x_1 и распространяющихся вдоль оси x_3 , $u_i = u_1$, $C_1 = c_{11} - (c_{13} + c_{55})^2 / (c_{33} - c_{55})$, $C_2 = c_{66}$, $C_3 = c_{55}$. Далее с помощью стандартной процедуры из этого уравнения выводится параболическое уравнение для комплексной амплитуды A волнового пучка

$$\alpha \Delta_{\perp} A + 2ik \partial A / \partial x_3 = 0.$$

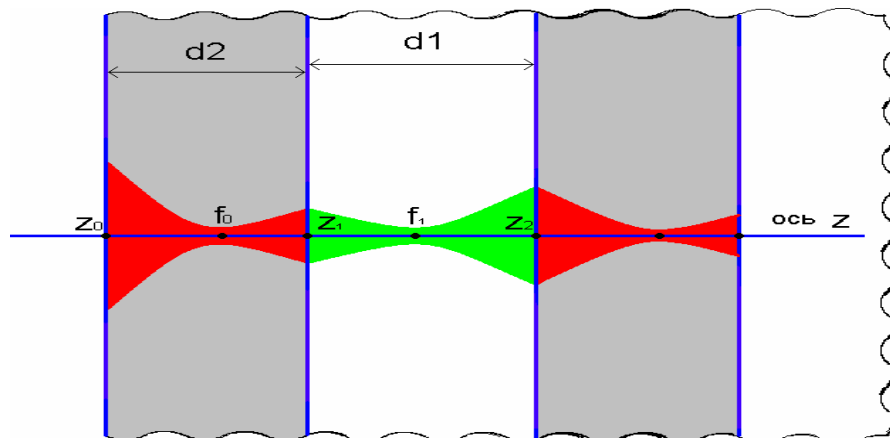


Рис. 14. Локализованный акустический пучок в периодической системе из слоев с отрицательной и нормальной рефракцией

В отличие от известного изотропного случая сюда входит коэффициент $\alpha = C_1 / C_3$, отличный от единицы. При наличии на поверхности медленности локальной вогнутости этот коэффициент принимает отрицательные значения, при которых на границе среды возникает эффект отрицательной рефракции. В этом случае расходящийся волновой пучок имеет

вогнутый волновой фронт, что при его падении на границу среды с нормальной рефракцией вызывает возбуждение в ней сходящегося пучка. Решения параболических уравнений для двух смежных слоев сшивались на их границе, а также сшивались друг с другом на внешних границах этих слоев. Последнее условие следует из периодичности искомого решения. В результате было получено условие существования в рассматриваемой системе нерасходящегося волнового пучка. Это условие имеет вид ограничения на допустимое отношение толщины слоев d_1 и d_2

$$d_1 / d_2 = -\alpha_2 k_1 / (\alpha_1 k_2).$$

Расположение граничных поверхностей слоев в плоскостях минимальных волновых перетяжек, где фазовые фронты становятся плоскими, позволяет создавать планарные слоистые резонаторы с локализацией объемных колебаний за счет отрицательной рефракции на границах раздела слоев. Представленные здесь результаты обобщались в работах [16,17] на случаи 1) распространения волн в различных кристаллографических направлениях, 2) отрицательной рефракции чисто сдвиговых волн в сверхсильных пьезоэлектриках типа ниобата калия, 3) кольцеобразных цилиндрических пучков радиально поляризованных сдвиговых волн в гексагональных кристаллах.

10. Волноводные моды в градиентных кристаллах с антиволноводным профилем [18]

В кристаллах смешанного состава, в частности, в $Al_xGa_{1-x}As$ (Adachi, 1993), изменение концентрации x одной из компонент может в значительно большей степени менять плотность по сравнению с упругими модулями. Это позволяет в упрощенной модели градиентных кристаллов учитывать только изменения плотности. Рассмотрим распространение пучка чисто сдвиговых гармонических волн в направлении оси x в плоскости xoy в таком градиентном кристалле с неоднородностью плотности вида $\rho = \rho_0(1 - \gamma_2 y^2)$. Уравнение движения для этой задачи сводится к уравнению типа Шредингера для линейного гармонического осциллятора

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} + (p - \delta^2 y^2) u_0 = 0,$$

где $p = (k_0^2 - k_x^2) / A_0$, $\delta^2 = k_0^2 \gamma_2 / A_0$, $A_0 = c_{55} / c_{44}$, $k_0^2 = \rho_0 \omega^2 / c_{44}$. При выполнении условия $p = (2n + 1)\delta$, $n = 0, 1, 2, \dots$ данное уравнение имеет известное локализованное решение в виде

$$u_0^n = C_n \exp(-\xi^2 / 2) H_n(\xi) \exp(ik_x^n x),$$

где $\xi = y\sqrt{\delta}$, k_x^n — волновое число моды с номером n , H_n — полином Эрмита, C_n — амплитудная постоянная. Любопытный вывод, следующий из анализа данного анизотропного решения, состоит в предсказании резкого усиления поперечной локализации волноводных мод в случае анизотропии автоколлимационного типа, т.е. когда $A_0 \rightarrow 0$ [19]. Данное уравнение можно использовать и в качестве приближенного модельного для анализа возможных ситуаций при распространении волн вблизи локальной вогнутости поверхности медленности. Для этого необходимо, чтобы $A_0 < 0$. Тогда из приведенного решения следует весьма неожиданный вывод о возможности достижения волноводной локализации в антиволноводных условиях [18], т.е. когда скорость волн на оси волновода не падает (как в обычных изотропных волноводах), а возрастает. К сожалению, для сред с переменной плотностью нам не удалось свести уравнения движения для сагиттально поляризованных объемных волн к параксиальному волновому уравнению, как это было сделано в предыдущем разделе для однородных кристаллов. Тем не менее, случай волноводной локализации в антиволноводных условиях все же был найден. Он реализуется при распространении изгибных волн в тонких кристаллических пластинах. Соответствующее уравнение движения является, как известно, асимптотически точным в пределе, когда частота звука или толщина пластины стремится к нулю. Для волн, распространяющихся в пластине кубического или тетрагонального кристалла вдоль кристаллографических осей или под углом 45° к ним, это уравнение принимает вид

$$B_1\rho\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + A_1\frac{\partial^4 w}{\partial x^2\partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = 0,$$

где A_1 и B_1 — функции модулей упругости. Известно (Maznev и др., 1995), что для кристаллов лития и парателлурита кривая медленности, описываемая этим уравнением, имеет локальную вогнутость в направлении распространения волн под 45° к кристаллографическим осям. В этом случае $A_1 < 0$ в противоположность изотропному случаю, для которого $A_1 = 2$. Нами исследовалась возможность нахождения точного частного решения представленного уравнения в форме гауссова пучка изгибных волн, распространяющихся вдоль оси x и имеющих вид

$$w = w_0 \exp(-\delta y^2/2) \exp(ikx - i\omega t),$$

в пластине с переменной плотностью, изменяющейся по закону $\rho(y) = \rho_0(1 - \gamma_4 y^4)$.

Поиск такого решения привел к системе трех уравнений

$$k^4 + 3\delta^2 + A_1\delta k^2 - B_1\rho_0\omega^2 = 0, \quad 6\delta + A_1k^2 = 0, \quad \delta^4 + B_1\rho_0\omega^2\gamma_4 = 0.$$

Их анализ показывает, что искомое решение существует при $A_1 < 0$ и $\gamma_4 < 0$. Последнее неравенство означает, что локальная скорость при удалении от оси такого волновода убывает. Таким образом, полученное точное решение уравнения изгибных волн в тонких анизотропных пластинах является первым примером волноводной локализации в градиентных анизотропных средах с антиволноводным профилем локальной скорости.

Исследования, отраженные в данной работе, частично поддержаны грантом РФФИ (проект № 07-02-01201). Автор признателен своим коллегам-соавторам работ, вошедших в этот краткий обзор, за плодотворное сотрудничество.

Литература

1. Mozhaev V.G. A new type of surface acoustic waves in solids due to nonlinear elasticity // *Phys. Lett A*. 1989. V. 139. No. 7. P. 333-337.

2. Mozhaev V.G. Effects of self-action - Unexplored field of nonlinear acoustics of solid surfaces. In: *Physical Acoustics: Fundamentals and Applications*. Ed. by O. Leroy and M.A. Breazeale. New York: Plenum Press, 1991. P. 523-527.

3. Mozhaev V.G. Strongly nonlinear elastic surface waves in solids. In: *Nonlinear Coherent Structures in Physics and Biology*. Ed. by K. H. Spatschek and F. G. Mertens. New York: Plenum Press, 1994. P. 275-278.

4. Mozhaev V.G., Weihnacht M. On the possibility of existence of a new type of interface acoustic waves at 180-degree ferroelectric domain boundary. In: *1995 IEEE Ultrason. Symp. Proc.* 1996. V. 1. P. 649-652.

5. Mozhaev V.G. Some new ideas in the theory of surface acoustic waves in anisotropic media. In: *Anisotropy, Inhomogeneity and Nonlinearity in Solid Mechanics*. Ed. by D.F. Parker and A.H. England. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1995. P. 455-462.

6. Mozhaev V.G., Weihnacht M. Sagittally polarized, mixed polarized, and leaky interface acoustic waves at a 180-degree ferroelectric domain boundary in tetragonal barium titanate. In: *1995 IEEE Ultrason. Symp. Proc.* 1996. V. 1. P. 589-597.

7. Mozhaev V.G., Weihnacht M. Interface acoustic waves at a 180-degree domain boundary in tetragonal barium titanate // *J. Korean Phys. Soc.* 1998. V. 32. S747-S749.

8. Mozhaev V.G., Weihnacht M. What are the interface acoustic modes of twins in quartz? In: *1997 IEEE Ultrason. Symp. Proc.* 1998. V. 1. P. 581-585.

9. V.G. Mozhaev and S.P. Tokmakova A new kind of interface wave at twisted boundary of cubic crystal. In: *1994 IEEE Ultrason. Symp. Proc.* 1995. V. 1. P. 715-718.

10. Mozhaev V.G., Tokmakova S.P., Weihnacht M. Interface acoustic modes of twisted Si(001) wafers // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. No. 6. P. 3057-3060.
11. Aleksandrov V.V., Gladkevitch A., Mozhaev V.G., Giovannini L., Nizzoli F. Brillouin scattering study of the pseudosurface acoustic mode on the (110) face of cubic crystals having elastic anisotropy ratio above unity // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. No. 4. P. 2176-2180.
12. Mozhaev V.G., Weihnacht M. Search for leaky SAWs in crystals with the aid of acoustic axes for bulk waves. In: 1997 IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1998. P. 267-273.
13. Mozhaev V.G., Bosia F., Weihnacht M. Oblique acoustic axes in trigonal crystals // J. Comput. Acoust. 2001. V. 9. No.3. P. 1147-1161.
14. Mozhaev V.G., Weihnacht M. Subsonic leaky Rayleigh waves at liquid-solid interfaces // Ultrasonics. 2002. V. 40. No. 1-8. P. 927-933.
15. Козлов А.В., Можяев В.Г. Анализ фокусировки акустических волн при отрицательной рефракции на плоской границе кристаллов. В сб.: Форум «Всемирный год физики в Московском университете». Конференция молодых ученых. Сб. материалов. М., 2005. С. 10-11.
16. Козлов А.В., Можяев В.Г. Локализованные акустические волны и резонансы в слоях кристаллов с отрицательной рефракцией // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1716-1721.
17. Kozlov A.V., Mozhaev V.G. Localization of acoustic bulk modes due to negative refraction in crystal resonators. In: Proceedings of 20th European Frequency and Time Forum. 2006. Braunschweig, Germany. 2007. P. 147-154.
18. Kozlov A.V., Mozhaev V.G., Zyranova A.V. Waveguide effect under untguiding conditions in graded anisotropic media // Статья направлена в Phys. Lett A.
19. Зырянова А.В., Можяев В.Г. Резкое усиление локализации волн Рэлея под следом капли на анизотропных подложках // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 10. С. 34-40.

ЯВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВОЛН В СТУПЕНЧАТО-НЕОДНОРОДНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Физик 1 к. *Мальшикин А.К.*, профессор *Пирогов Ю.А.*

Интерес к исследованию дифракционных характеристик периодических структур и неоднородностей волноводных трактов вызван целым рядом полезных эффектов, которые находят свое применение в конкретных приборах и устройствах. В волноводных структурах – это явления эффек-

тивного преобразования волн, обнаруженные, например, в уголкового волноводных неоднородностях [1]. При этом возможно достижение полного или близкого к нему режима преобразования одной волны в другую при определенных частоте и геометрии препятствий.

Эффекты резонансного преобразования мод в волноводах с неоднородным заполнением возникают при воздействии плоской волны на систему слоев с ограниченной апертурой или при возбуждении плоской волной неплоских слоев. В обоих случаях дифракционное рассеяние приводит к неодномодовому режиму интерференции в слоистой среде. Это явление рассмотрено нами на примере волноводных систем, в которых могут быть реализованы одномодовые аналоги плоской волны: если диэлектрическое заполнение поперечного сечения полное, то типы волн в пустом волноводе и заполненном одинаковы. В действительности, однако, между диэлектриком и стенками волновода всегда имеются зазоры (это соответствует конечной апертуре плоскослоистой среды в свободном пространстве) и их надо принимать во внимание.

Распространение волн в волноводах, заполненных диэлектриком, существенно зависит от степени заполнения: при полном заполнении в волноводе распространяются ТЕ- и ТМ-волны, при частичном – LE- и LM-волны. Несмотря на существенные отличия в электродинамике, переход от полного заполнения к частичному не был изучен в необходимой степени: обычно предполагалось отсутствие на таком переходе заметных особенностей. Так, например, зазоры по узкой стенке, меньшие, чем 0.1 ее размера, в расчетах постоянной распространения волновода не учитывались. На самом деле даже столь малые неоднородности в диэлектрическом заполнении приводят к совершенно принципиальным изменениям в характере возбуждения волноводных мод [2, 3]. Так, в случае малого зазора между диэлектриком и широкой стенкой волновода при определенной длине диэлектрической вставки происходит резонансное преобразование основной волны H_{10} в высшую моду E_{11} . Эффект сопровождается высокочастотным максимумом практически полного поглощения падающей волны в слабопоглощающей диэлектрической вставке в форме параллелепипеда.

Аналогичные явления резонансного преобразования мод обнаружены также в аксиальносимметричных периодических диэлектрических структурах, представляющих собой ряд соосных сочленений круглых волноводов с разными диаметрами [4]. Сложный спектр возбужденных в таких системах колебаний объясняется процессами дифракционного преобразования волн на границах неоднородностей с резонансом запертых мод на элементах регулярного возбуждения. Подробный анализ волн для двух образцов с разными геометрическими параметрами определяет две пары мод $HE_{21} \rightarrow HE_{41}$ и $HE_{31} \rightarrow HE_{51}$, участвующих в процессе резонансной дифракции [5].

На основе подобного рода структур могут создаваться системы взаимодействия релятивистских электронно-волновых приборов, а также весьма эффективные узкополосные и полосовые фильтры с заданной формой полосы пропускания или заграждения при почти полном отсутствии потерь в полосе пропускания или полном поглощении волновой энергии в заграждающих фильтрах.

Литература

1. Шестопапов В.П., Кириленко А.А., Рудь Л.А. Резонансное рассеяние волн. Т.2 - Волноводные неоднородности. – Киев: Наукова Думка, 1985. – 216 с.
2. Гладун В.В., Колесников В.С., Моденов В.П., Пирогов Ю.А. Резонансно-дифракционные свойства диэлектрического параллелепипеда в прямоугольном волноводе // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 1986. – т.29. – №12. – С. 1509-1511.
3. Колесников В.С., Моденов В.П., Пирогов Ю.А., Свешников А.Г. Резонансная дифракция волны H_{01} на диэлектрической неоднородности в H -плоскости волновода // Радиотехника и электроника. – 1987. – т.32. – №9. – С. 1841-1848.
4. Afonin D.G., Malyshkin A.K. Waveguide metallo-dielectrical structure // Proceedings Intern. AMSE Conf. “Signals and systems”, Geneva (Switzerland) June 17-19, 1992, AMSE Press. – 1992. – Vol.1. – P. 255-265.
5. Малышкин А.К., Пирогов Ю.А. Резонансно-дифракционные преобразования волн в аксиально-симметричных неоднородных диэлектрических структурах // Препринт №3/2008 ЦМТС МГУ им. М.В. Ломоносова. – 2008. – 9 с.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ СЛОЖЕНИЯ МОЩНОСТЕЙ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ НА МАГНЕТРОНАХ

Ст. науч. сотр. *Юсупалиев У.*, вед. науч. сотр. *Егоров Ю.М.*,
ст. науч. сотр. *Шутеев С.А.*

Введение. Создание направленных потоков электромагнитной энергии сантиметрового диапазона с уровнем мощности $5 \div 100$ кВт является актуальной задачей для использования в различных технологических процессах объемного нагрева веществ: спекание, сушка, активизация диффузионных процессов и химических реакций. Высокая стоимость генераторов является одной из основных причин, сдерживающих применение СВЧ генераторов в различных технологиях. Выходом из положения является

разработка модульных систем на базе относительно недорогих массово выпускаемых магнетронов для бытовых СВЧ печей. СВЧ генераторы, в которых складываются мощности нескольких отдельных магнетронов, будут существенно дешевле моноблочных магнетронов на одинаковую мощность и будут иметь малые массогабаритные характеристики.

1. В процессе проведения работы рассматривались различные варианты схемы сложения мощностей СВЧ генераторов, отличающиеся не только их количеством, но и электродинамическими схемами суммирования их мощностей. При этом основным физическим принципом являлось введение между СВЧ генераторами и излучателем распределенной промежуточной системы, которая обладает собственной частотой, близкой к собственным частотам СВЧ генераторов, и структурой электромагнитного поля, совместимой со структурой поля СВЧ выводов генераторов. Из этого принципа следует, что распределенная промежуточная система с СВЧ генераторами должна иметь более узкую ширину АЧХ, чем ширина АЧХ отдельных СВЧ генераторов. Анализ показывает [1-6], что этому требованию удовлетворяют магнетроны, так как они имеют широкую полосу генерации по сравнению с другими СВЧ генераторами.

В данной работе поставленная задача решалась на основе этого принципа, а также исходя из требований минимизации габаритов, веса и стоимости разрабатываемого СВЧ генератора. После проведения анализа совместной работы нескольких магнетронов, нагруженных на прямоугольный резонатор, выбор был остановлен на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис.1.

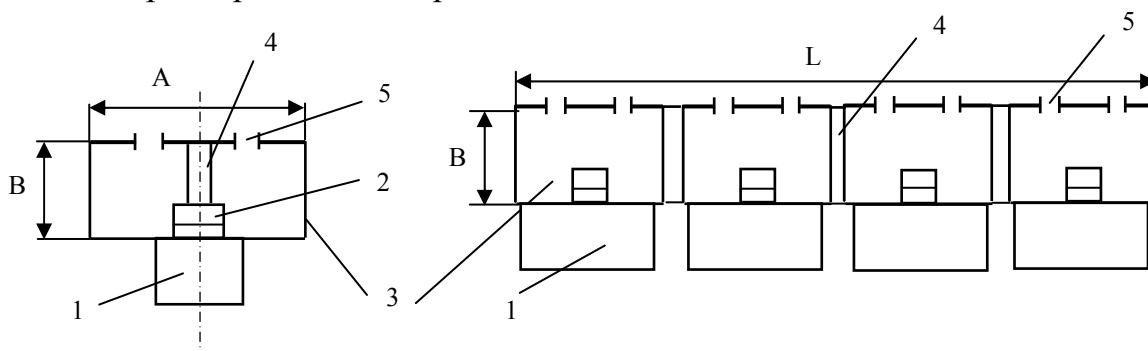


Рис.1. 1 – магнетрон; 2 – штырь возбуждения (вывод энергии магнетрона); 3 – резонатор; 4 – селекционная вставка; 5 – щель связи

Распределенная промежуточная система (далее резонатор) представляет собой прямоугольный волновод с размерами $A \times B \times L$, где $A > \lambda_g/2$; $B < \lambda_g/2$; $L \sim n \cdot \lambda_g/2$ (λ_g – длина волны в волноводе, n – число магнетронов). В верхней стенке $A \times L$ сделаны щели связи – прорезы в виде «бубликов» – напротив каждого вывода энергии из резонатора в окружающее пространство. Было изготовлено устройство с подвижными узкими стенками $B \times L$,

чтобы изменять размер A для настройки на максимальную выходную мощность.

Измерение величины излучения осуществлялось с помощью датчиков электрического поля. Одновременно включались четыре генератора и фиксировались величины амплитуд сигналов с датчиков и частота излучения в зависимости от размера A . Результаты этих измерений приведены на графиках рис.2 и рис.3. На рис.2 представлена зависимость выходной мощности всей системы P (резонатора с четырьмя магнетронами) от расстояния A между узкими стенками резонатора, а на рис.3 – зависимость частоты генерации этой системы f от того же расстояния A .

Во всех случаях измерений (по датчикам поля) максимальная выходная мощность излучения системы с указанными магнетронами имеет место

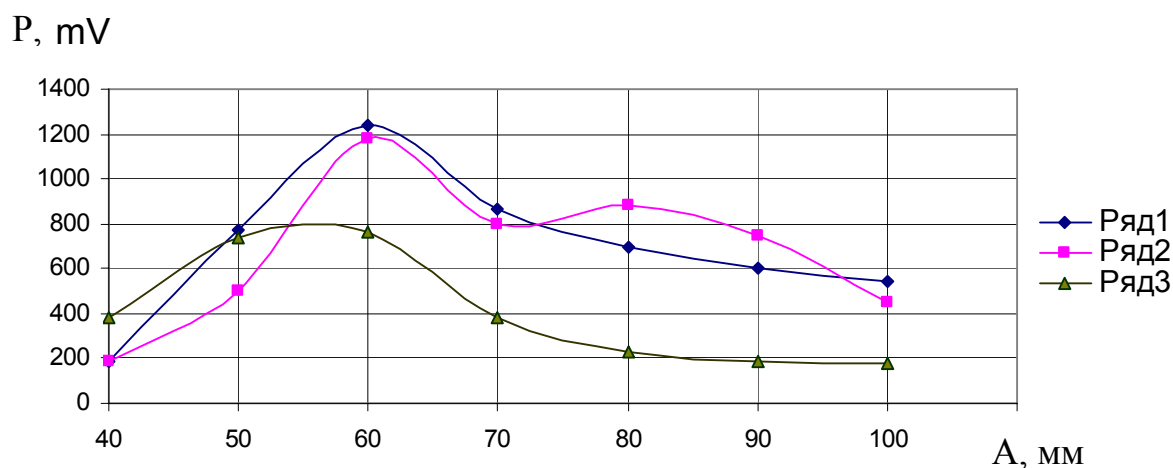


Рис. 2.

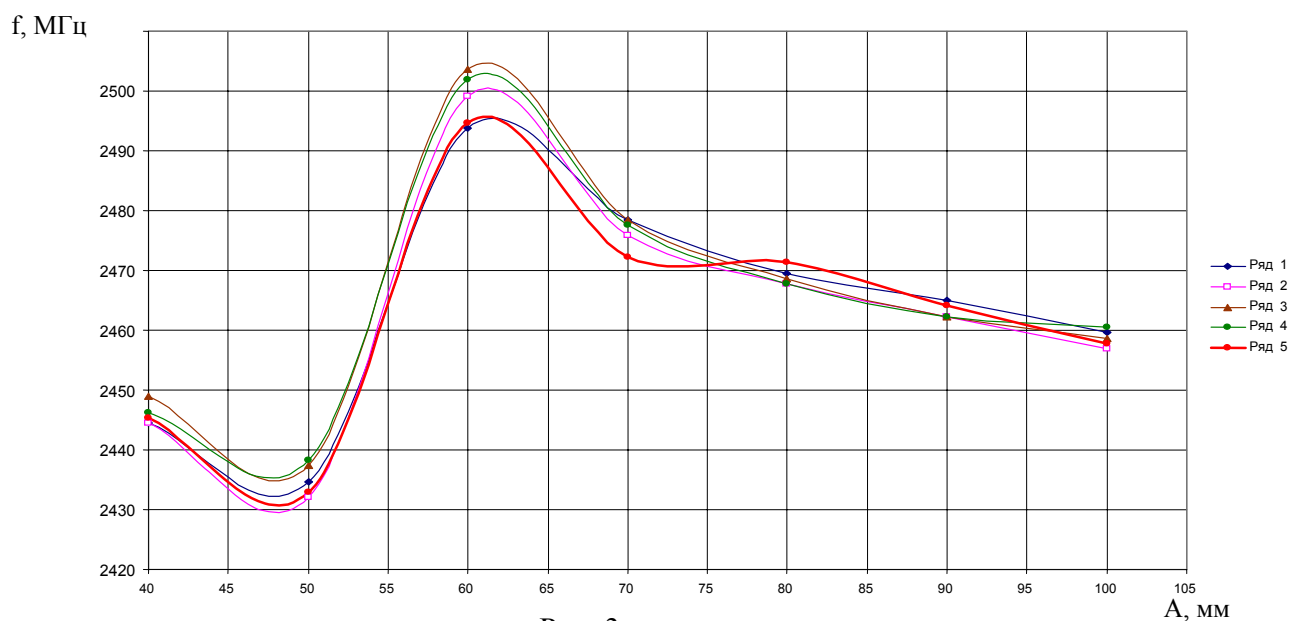


Рис. 3.

при расстоянии между узкими стенками $A \approx 60 \div 62$ мм. Но при этом частота излучения системы на $50 \div 60$ МГц выше рабочей частоты магнетронов и равна ~ 2510 МГц (при частоте генерации магнетронов $f_p = 2447$ МГц). Как видно из данных рис.2 и рис.3, с уменьшением расстояния между узкими стенками A (от 100 мм и менее) увеличивается выходная мощность излучения системы и повышается его частота. При величине $A \sim 60 \div 62$ мм наблюдается максимальная частота излучения (рис.3). С дальнейшим уменьшением размера A резко снижается мощность излучения, а частота излучения системы становится даже ниже собственной частоты магнетронов, т.е. происходит «перескок» частоты. Это свидетельствует о том, что магнетроны вынуждены работать на резонансной частоте распределенной структуры, которая определяется соотношением размеров $A \times B \times L$, и в данном конкретном случае изменяется с изменением размера A . Варьирование величины A означает в конечном счете изменение распределенных индуктивности, ёмкости и сопротивления всей системы (резонатора с четырьмя магнетронами).

В устройстве по сложению мощностей использовались три вывода энергии со щелями излучения различных размеров и формы (сторона $A \times L$). Исследование устройства с различными выводами энергии показало, что при увеличении площади щелей выходная мощность излучения увеличивается, но максимум её соответствует той же величине размера $A = 60-62$ мм, а частота излучения при этом снижается. Дальнейшее увеличение площади щелей излучения при фиксированной величине $A = 60 \div 62$ мм приводит к ещё большему снижению частоты излучения и при равенстве её рабочей частоте магнетронов (на которой к.п.д. работы магнетронов максимально) получена максимальная выходная мощность такой системы.

Выводы. 1. Определены следующие оптимальные условия работы системы сложения четырех магнетронов, при которых суммарная выходная мощность всей системы достигает максимального значения:

размер широкой стенки прямоугольного резонатора должен быть равным половине длины волны, соответствующей рабочей частоте магнетронов;

резонансная частота системы связи должна быть равна рабочей частоте магнетронов.

при увеличении площади щелей, через которые выводится излучение в окружающее пространство, резонансная частота системы связи снижается и при равенстве её рабочей частоте магнетронов достигается максимальная выходная мощность всей системы.

2. К.п.д. такой системы сложения мощностей составил $0,80 \div 0,85$.

3. При изменении одного из параметров системы связи между магнетронами наблюдается перескок частоты генерации всей системы.

Литература

1. Дейвид. «Анализ характеристик генерирующих систем». «Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями». М., Изд-во «Иностранной литературы», 1961, с.338-342.
2. А.В.Галдецкий и др. «Сложение мощностей полевых СВЧ-транзисторов в двухсантиметровом диапазоне длин волн». «Радиотехника», 2007 г., №3, с.50-52.
3. С.С. Ильин, В.С. Ильин, В.Г. Лобанов, А.А. Хоркина «Многофункциональный сумматор СВЧ мощности». Тезисы докладов на Всесоюзной VI научно-практической конференции «Применение СВЧ энергии в технологических процессах и научных исследованиях». Саратов, 11-13 июля 1991 г., с. 113.
4. Р. В. Хохлов «Об одном случае взаимной синхронизации отражательных клистронов». «Радиотехника и электроника», №1, 1956, с.88-97.
5. В. И. Канавец, А. Ю. Стабинис «Сужение спектра генераторов с близкими частотами при взаимной синхронизации». «Радиотехника и электроника», 1972, т.ХVII, в.19, с.2124-2129.
6. Д. И. Трубецков, А. А. Короновский, А. Е. Храмов «Синхронизация распределённых электронно-волновых автоколебательных систем с обратной волной». «Известия вузов. Радиофизика», 2004, т. XLVII, №5-6, с.343-372.

МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ В ПЛОТНОМ ГАЗЕ. ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ.

Ст. науч. сотр. *Юсупалиев У.*

Из анализа состояния исследований мощных импульсных разрядов в газе при атмосферном давлении и выше следует [1-5], что между результатами их существующих теоретических моделей и опытными данными полного согласия нет. В частности, до сих пор не определены зависимости радиуса расширения R_C , скорости расширения V_C , температуры T_C , плотности ρ_C разрядного канала от начальных параметров разрядного контура и окружающего газа с учетом противодействия газа, (лучистой, электронной) теплопроводности, затрат на ионизацию газа, вовлекаемого в разряд при его расширении.

Для начальной стадии развития импульсных разрядов в плотном газе предложена модель динамики их расширения и получено нелинейное дифференциальное уравнение для относительного радиуса расширения R_C/R_0 (R_0 —начальный радиус разряда). При выводе этого уравнения учтены

следующие члены энергобаланса разряда: тепловая энергия разряда; кинетическая энергия расширяющейся плазмы разряда; энергия магнитного поля разряда; работа, совершаемая разрядом против давления окружающей среды; энергия, затраченная на ионизацию вовлекаемого в разряд газа. Полученное уравнение содержит только два безразмерных комплекса: $\Xi = (UFB)/l_0 A^2$ и $k_0 = W_M/Q$; где U – падение напряжения на разрядном промежутке; F – начальная скорость нарастания разрядного тока; l_0 – длина разрядного промежутка; B и A – константы, зависящие от плотности, давления, температуры и показателя адиабаты рабочего газа, показателя адиабаты и средней степени ионизации плазмы разрядного канала; энергии, затрачиваемой на ионизацию одной частицы газа [6]; k_0 – отношение энергии магнитного поля разрядного тока W_M к вводимой в разряд энергии Q . Решения указанного уравнения $R_C/R_0 = f(\tau, \Xi, k_0)$ и $V_{in}/c_0 = \varphi(\Xi, k_0)$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными различных авторов [2,3] ($\tau = t/t_0$ – относительное время, $t_0 = (R_0 \sqrt{A})/\sqrt{B}$ – характерное время разряда, V_{in} – начальная скорость расширения канала, c_0 – скорость звука в окружающем разряд газе).

Для определения радиальных распределений температуры $T_c(\tau, x, \Xi, k_0)$, плотности $\rho_c(\tau, x, \Xi, k_0)$ и скорости $V(\tau, x, \Xi, k_0)$ плазмы разрядного канала при известных функциях $f(\tau, \Xi, k_0)$ и $\varphi(\Xi, k_0)$ решалась система уравнений газодинамики в частных производных с учетом лучистой теплопроводности в цилиндрической системе координат ($x = r/R_C$, r – радиальная координата, ось Oz совпадает с осью симметрии разряда). При предположении однородности параметров разрядного канала по азимуту φ получены решения этой системы. Показано, что ее решения согласуются с опытными данными различных авторов.

Литература

- [1]. Гольдин В.Я., Калиткин Н.И. и др., Препринт ИПМ АН СССР №40, 1970.
- [2]. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Физика сильноточных электроразрядных источников света, М.: Атомиздат, 1976.
- [3]. Борович Б.Л., Розанов В.Б., Зуев В.С. и др., в сб. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, ВИНТИ, М.: 1978, с.79.
- [4]. Бобров Ю.К., Вихрев В.В., Федотов И.И. // Физика плазмы, 1988, № 14, с.1222.
- [5]. Колгаткин С.Н. // ЖТФ, 1995, Т.65, с.10.
- [6]. Юсупалиев У. // Краткие сообщения по физике. 2005, № 12, с.45.

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Сопредседатели
профессор Н.Б.Брандт, профессор В.С.Днепровский,
профессор В.А.Кульбачинский

СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ СПЛАВА Pd-In-Ru-H В ПРОЦЕССЕ РЕЛАКСАЦИИ

Доцент *Авдюхина В.М.*, инженер *Акимова О.В.*, ст.науч.сотр. *Ревкевич Г.П.*

Фольги из палладия и сплавов на его основе находят широкое использование в устройствах глубокой очистки водорода от сопутствующих примесей и при сепарации водорода из водородсодержащих смесей. Одними из перспективных, с точки зрения водородной проницаемости, в настоящее время являются сплавы системы Pd-In, способность которых поглощать водород в некотором интервале концентраций индия в 2-3 раза выше, чем у сплавов системы Pd-Ag и В1, используемых в промышленности [1]. Кроме того, легирование индием увеличивает прочностные характеристики палладия, что должно положительно сказаться при эксплуатации мембран для очистки водорода на основе этой системы.

Известно, что присутствие водорода в металлах приводит к образованию в них структурных дефектов, в частности, к появлению большого числа вакансий и водород-вакансионных комплексов [2]. Нами [3] с использованием метода прецизионной рентгеновской дифрактометрии при изучении ряда гидрированных сплавов на основе палладия в процессе дегидрогенизации наблюдались немонотонные структурные изменения, которые были объяснены формированием в таких сплавах устойчивых комплексов дефект-металл-водород-вакансия (H-D-M-Vac) и комплексов типа Vac-H. Кроме того, наличие водорода в металлической решетке существенным образом меняет равновесную концентрацию вакансий, присутствующих в исходном материале. Например, при исследовании в гидрида палладия [4] концентрация вакансий достигала порядка 20 ат.%, что приводило к их скоплению и образованию пор, размеры которых достигали десятков нм.

Вышеперечисленные факты свидетельствуют о том, что в водородсодержащих системах в процессе релаксации могут происходить фазовые превращения, поскольку большое число вакансий увеличивает диффузионную подвижность атомов компонент в таких системах. Так исследование сплава Pd-8.2%Er [5] в процессе релаксации после насыщения его водородом показало, что в течение 3ч однофазный образец становился двухфазным, причем, разница концентраций эрбия в этих фазах достигала 5ат.%. При длительной релаксации также было обнаружено, что объемное содержание каждой из сосуществующих фаз, а также концентрация атомов эрбия в них, менялись стахастически. Такой характер изменения структурного состояния продолжался более полутора лет наблюдения [6].

Настоящая работа посвящена изучению характера фазовых превращений в фольге сплава Pd-6вес.%In-0,5вес.%Ru после насыщения его водородом в процессе длительной дегидрогенизации.

Для изготовления фольги были использованы исходные металлы высокой чистоты: палладий – 99,995мас.% и индий и рутений – 99,993мас.%. Сплавление образцов происходило в электродуговой печи с нерасходуемым вольфрамовым электродом в атмосфере очищенного гелия при небольшом избыточном давлении. Для обеспечения однородности по составу каждый слиток переплавлялся 2 раза. Затем из исходных слитков были выплавлены плоские заготовки, из которых методом прокатки была приготовлена фольга, которая в дальнейшем отжигалась при температуре 700° С в течение 1 часа. Исследуемый образец электролитически насыщался водородом. В качестве электролита использовался 4% водный раствор соли NaF; вторым электродом служила пластина платины. Гидрирование фольги проходило при плотности тока $j=10\text{mA}/\text{cm}^2$ в течение 0.5ч. После насыщения образец хранился в нормальных условиях.

Рентгеновская дифракционная картина фиксировалась с помощью дифрактометра ДРОН-УМ2 с использованием монохроматизированного $\text{Cu-K}_{\alpha 1}$ -излучения. Изменения проводились для дифракционных линий (111), (200), (220) и (311), (222) и (400), по которым методом наименьших квадратов рассчитывался период решетки исследуемой фольги для разных времен релаксации и количество водорода, растворенного в матрице сплава.

Перед наводораживанием для фольги сплава *Pd-In-Ru* было проведено исследование ее структурных характеристик в исходном состоянии. Было установлено что фольга исследуемого сплава неоднородна по фазовому составу. Она содержит три фазы, доля которых в областях когерентного рассеяния (ОКР) разных ориентировок различна как со стороны насыщения («А»), так и с противоположной стороны («В»).

По полученным из эксперимента данным, используя зависимость периода решетки от концентрации атомов индия, было установлено, что основная фаза со стороны «А» содержит 5,3ат.%In, со стороны «В» – 5,0ат.%In. Из расчета интегральных интенсивностей было установлено, что доля этой фазы в ОКР разных ориентировок различна: она максимальна (равна единице) для ОКР (111) и (200); для (220) – 0,95; для (311) – 0,82 (минимальна); для (222) - 0,91 и для (400) - 0,88 со стороны «А». Со стороны «В» доля основной фазы для ОКР(111) понижается до 0,89. Практически полностью дифракционные максимумы (200) и (220) принадлежат основной фазе, тогда как в ОКР (311) ее доля составляет 0,72; для ОКР (222) – 0,67, а для ОКР (400) – 0,91.

Дифракционные максимумы, лежащие левее основной фазы, содержат 13ат.% («А») и 9,5ат.% индия («В»). В ОКР разных ориентировок доля

этой фазы также различна. Наибольшее ее количество наблюдается для ОКР (311), (222) и (400).

Анализ экспериментальных данных показал, что фазу, дифракционные максимумы которой лежат правее основной фазы, нужно отнести к практически чистому палладию. Ее доля в ОКР (311) (222) и (400) составляет порядка 0,09 со стороны «А». Для стороны «В» эта фаза идентифицируется как *Pd-0.5at.%In*. Объемная доля этой фазы максимальна в ОКР (311) и составляет 0.19.

Гидрирование фольги сплава *Pd-In-Ru* привело для основной фазы к образованию богатой водородом β - и бедной водородом α -фазам. Проведенный расчет показал, что концентрация водорода для β -фазы $\frac{n_H}{n_{Pd-In}} = 0.33$ со стороны «А» и $\frac{n_H}{n_{Pd-In}} = 0.32$ со стороны «В», т.е. с обеих сторон фольги количество внедренного водорода практически одинаково. Однако стоит заметить, что на самом деле количество водорода, растворенного в матрице сплава, несколько больше указанного, если учесть тот факт, что при гидрировании в матрицу сплава поступает большое число вакансий, которые (в отличие от атомов водорода) приводят к уменьшению периода решетки.

Для фазы с повышенным содержанием атомов индия сразу после гидрирования со стороны насыщения $\frac{n_H}{n_{Pd-In}} = 0.43$, что несколько больше, чем для β -фазы. Для фазы *Pd-5at.%In-0.5%Ru*, обедненной атомами индия, $\frac{n_H}{n_{Pd-In}} = 0.28$ со стороны «А» и через 10 часов релаксации со стороны «В» - $\frac{n_H}{n_{Pd-In}} = 0.14$. Полученный результат свидетельствует о том, что, скорее всего, со стороны «В» за 10 часов после гидрирования уже идет процесс $\beta \rightarrow \alpha$ превращения. Заниженное значение количества внедренного водорода (0.28) в фазе практически чистого палладия сразу после гидрирования означает, что в этой фазе содержится большое количество вакансий. Количество внедренного водорода в α - фазу матрицы сплава *Pd-5,3 at.%In-0.5%Ru* - с обеих сторон образца составляет 0.01.

Таким образом можно заключить, что сразу после гидрирования в матрице исследуемого сплава наблюдается не только неоднородное распределение атомов второго компонента, но и неоднородное распределение атомов водорода и, скорее всего, вакансий. Установлено, что наибольшее количество водорода наблюдается в областях фазы, в которой содержится большая концентрация атомов индия. Наибольшее количество вакансий содержится в фазе, обедненной атомами индия.

В процессе релаксации в течение 600 часов после гидрирования фольги водородом вся совокупность экспериментальных данных свидетельствовала о том, что в исследуемом сплаве идут не только существенные структурных превращений, но наблюдается и немонотонный характер фазовых превращений в ней. Было установлено устойчивое сохранение водорода в матрице фольги сплава до 600 ч релаксации после ее гидрирования. Кроме того обнаружено, что количество образующейся β - фазы и скорость $\beta \rightarrow \alpha$ фазового превращения в фольге сплава *Pd-In-Ru* имеет ориентационную зависимость. Наибольшее количество β -фазы образуется в ОКР (100), а наибольшая скорость $\beta \rightarrow \alpha$ фазового превращения наблюдается для ОКР (110). Время существования β фазы в исследуемом сплаве составляет более 600 часов при данных условиях гидрирования. Количество растворенного водорода в матрице данного сплава больше со стороны насыщения. Обнаружены одновременные изменения периодов решетки и величин упругих напряжений сосуществующих фаз в фольге исследуемого сплава, что связано с кооперативными процессами перехода водорода и вакансий не только между матрицей и дефектными *H-D-M-V*-комплексами в одной ОКР, но и между ОКР разных ориентировок. Эти процессы могут быть причиной изменения фазового состава системы в процессе релаксации. Впервые обнаружено, что максимальный параметр решетки для β -фазы с обеих сторон фольги исследуемого сплава наблюдается через 70 часов релаксации после насыщения ее водородом, что связано с кооперативными процессами перехода водорода, вакансий и легирующих атомов, которые происходят не только внутри одной ОКР, но между ОКР разных ориентировок. Показано, что структурная эволюция в фольге исследуемого сплава *Pd-In-Ru* после насыщения его водородом в процессе релаксации носит немонотонный характер. Обнаружено, что упругие напряжения в α - и β - фазах исследуемого сплава имеют разные знаки, что связано с разной атомной структурой дефектных комплексов, имеющих в них. Установлено, что в процессе фазовых превращений, идущих в фольге исследуемого сплава после гидрогенизации, в β фазе увеличивается количество дефектов межузельного типа (*D-M*-комплексов).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ.

Литература

1. Бурханов Г.С., Горина Н.Б., Кольчугина Н.Б., Рошан Н.Р. //Журнал Росс.химического общества имени Д. И. Менделеева, 2006, v. L, №4, с.36.
2. Fukai Y, Okuma N. // Phys. Rev. Letters, 1994, v.73, № 12, p.1640.
3. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // ФТТ, 2004, т. 46, №2, с. 259.

4. Fukai Y// J. All. Comp., 1995, v.231, p.35.
5. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // Кристаллография, 1999, т. 44, №1, с. 49.
6. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // Поверхность (РСНИ), 2001, № 2, с. 34.

О ВЫДЕЛЕНИИ АНОМАЛИЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ПРИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

Ст. преподаватель *Шнайдитейн И.В.*

Аномалии теплоемкости, сопровождающие фазовые переходы в сегнетоэлектрических кристаллах, служат важным источником информации о характеристиках, как фазового перехода, так и самого кристалла. Непосредственный анализ аномалий теплоемкости позволяет определить величину скачка теплоемкости, значения критических индексов теплоемкости, величину теплоты и энтропии фазового перехода. Более подробный анализ, учитывающий данные о влиянии электрического поля на сегнетоэлектрический фазовый переход, дает возможность вычислить коэффициенты термодинамического потенциала Ландау, определить род фазового перехода и величину параметра трикритичности.

Анализу аномалии теплоемкости всегда предшествует анализ экспериментальной температурной зависимости теплоемкости, на основе которого производится разделение теплоемкости сегнетоэлектрического кристалла на фоновую и аномальную части. Основной целью такого анализа является получение сглаженной экспериментальной температурной зависимости теплоемкости. Однако достижение этой цели связано с решением ряда проблем.

В представленном докладе обсуждаются эти проблемы и возможные пути их решения, на примерах выделения аномалий теплоемкости для ряда модельных и новых перспективных сегнетоэлектрических кристаллов. Выделение аномалий теплоемкости, в рассматриваемых примерах, производится посредством оригинальной методики, позволяющей определять температурную зависимость фоновой теплоемкости непосредственно из экспериментальной температурной зависимости теплоемкости, без привлечения информации о фоновом спектре кристалла.

Приведены результаты построения фоновой теплоемкости для кристаллов дигидрофосфата калия (KDP), борогерманата лантана (LBGO), молибдатов гадолия (GMO) и тербия (TMO), триглицинсульфата (TGS) и керамики боросиликата лантана (LBSO). Для всех представленных материалов приводятся основные характеристики их аномалий теплоемкости. Для кристаллов KDP и LBGO дополнительно обсуждаются низкотемпера-

турные аномалии теплоемкости, характерные для реальных сегнетоэлектрических кристаллов.

ИССЛЕДОВАНИЯ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ЛЦУ

Профессор *Александров А.Ф.*, доцент *Новиков Н.Д.*, доцент *Хвостов В.В.*
ассистент *Савченко Н.Ф.*, аспирант *Стрелецкий О.А.*

Приоритетным направлением развития науки и техники в настоящее время является твердотельная электроника, лежащая в основе разнообразных направлений техники (энергетика, приборостроение, видеотехника, светотехника и другие). Твердотельная электроника использует, как правило, объемные свойства полупроводников. Однако, в результате возрастающих требований к миниатюризации элементной базы размеры полупроводниковых структур (например, p-n переходов) приблизились к предельным минимальным значениям.

Альтернативой твердотельной электронике является эмиссионная электроника. Для создания таких эмиттеров требуется новый материал, обладающий незаурядными эмиссионными свойствами. Эта задача может быть решена на основе новых наноматериалов с уникальной электронной структурой, обеспечивающей высокие эмиссионные свойства. Линейно-цепочечный углерод (ЛЦУ), как одномерная форма углерода, идеально подходит для этих целей.

Особенностью одномерных систем является высокая подвижность электронов, что обеспечивает эффективный транспорт электронов вдоль цепочек. Механизм вторичной электронной эмиссии можно подразделить на три стадии: генерации горячих электронов, транспорте электронов до эмитирующей поверхности, выходе вторичных электронов при преодолении потенциального приповерхностного барьера в вакуум.

Линейно-цепочечный углерод, имеющий одномерную структуру, обладает высокой эффективностью генерации электронов и высоким транспорт (баллистическая проводимость). По этим двум параметрам ЛЦУ имеет преимущество перед всеми ныне существующими материалами.

В связи с этим были проведены измерения вторичной эмиссии на прострел ориентированных пленок ЛЦУ толщиной 50 нм. Энергия первичных электронов составляла 200-3000 эВ. Полученные результаты показали эффективную генерацию вторичных (горячих) электронов, через возбуждение и распад плазменных колебаний одномерной системы. Полученные результаты стимулируют исследования твердотельных эмиссионных структур, которые могут в перспективе заменить вакуумные вторично- и фото-

электронные умножители. Переход от вакуумных умножительных систем к твердотельным открывает возможность по созданию электронно-оптических преобразователей нового поколения с высокой чувствительностью и высоким разрешением.

ДВОЙНИКОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА В СПЛАВАХ СИСТЕМЫ $Ti-Zr-Nb$

Доцент *Бровкина Е.А.*, физик *Птицын А.Г.*,
профессор *Хунджуа А.Г.*, аспирант *Чжэн Шаомао*

Твердые растворы на основе титана и циркония имеют неупорядоченную атомную структуру, поэтому в них не действует основной механизм эффекта памяти формы, и остается лишь возможность объяснения эффекта памяти, связанная с формированием самоаккомодационных комплексов. Самоаккомодационный комплекс представляет собой несколько кристаллов мартенсита, связанных плоскостями двойникования. В случае сплавов с эффектами памяти двойникование должно переводить один вариант ориентационного соотношения в другой, кристаллографически эквивалентный вариант. При этом плоскость двойникования мартенсита параллельна одной из плоскостей симметрии решетки аустенита, и дополнительные рефлексы от двойников на дифракционных картинах не появляются. Таким образом, не исключено, что вопрос о термоупругости мартенситного превращения может быть решен из геометрических соображений путем анализа ориентационных соотношений между решетками аустенита и мартенсита.

Схема анализа достаточно проста и включает:

1. Расчет матрицы перехода от базиса решетки мартенсита к базису решетки аустенита (необходимо знать параметры решетки аустенитной и мартенситной фаз, а также ориентационное соотношение).
2. Расчет с помощью матрицы перехода индексов плоскостей решетки мартенсита, параллельных плоскостям симметрии решетки аустенита.

Если полученные в п. 2 индексы плоскостей соответствуют реальной плоскости двойникования, то для формирования самоаккомодационных комплексов нет препятствий.

Расчет для сплавов на основе титана и циркония показывает, что точное выполнение ориентационных соотношений, связывающих решетку ОЦК аустенита и решетки α' - и α'' -мартенситов, не допускает формирование самоаккомодационных комплексов. Однако известно, что в некоторых сплавах на основе титана и циркония ЭПФ имеет место, и его можно однозначно связать с наличием в сплаве α'' -мартенсита.

При мартенситных превращениях решетки аустенита и мартенсита всегда связаны строгим ориентационным соотношением, но сами соотношения могут различаться ввиду возможного поворота кристалла мартенсита как целого на несколько градусов.

При описании α'' -мартенсита в орторомбическом базисе можно допустить два варианта корректировки ориентационных соотношений:

1°. Варьирование отношения параметров решетки мартенсита c/a ;

2°. Поворот кристалла мартенсита на небольшой угол при неизменности параметров решетки. Вторым вариантом можно использовать, если механизм перестройки допускает запись взаимной ориентации решеток несколькими способами – на первый взгляд с несущественной разницей.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что в случае параллельности плоскостей симметрии решетки аустенита и плоскостей двойникования мартенсита, дополнительные рефлексы от двойников на рентгенограммах монокристаллов не появляются. Это позволяет использовать в качестве проверки правильности расчетов и выводов сравнение модельных дифракционных картин от двухфазных объектов аустенит-мартенсит, используя пакет программ, разработанных в нашей лаборатории. В настоящее время пакет модернизирован и дополнен блоками учёта двойникования кристаллов мартенсита и разворота кристаллов мартенсита как целого. Данный пакет программ позволяет практически мгновенно решить вопрос о возможности формирования самоаккомодационных комплексов для конкретной системы аустенит-мартенсит. Для этого надо сравнить модельную рентгенограмму без учета двойникования с модельной рентгенограммой, учитывающей двойникование. Только в случае их совпадения, т.е. если двойникование не добавляет рефлексов, самоаккомодация возможна.

В качестве конкретных объектов расчета были взяты экспериментально исследованные в нашей лаборатории сплавы $Ti_{48}Zr_{48}Nb_4$ и $Ti_{45}Zr_{45}Nb_{10}$. Выбор в качестве объектов исследования сплавов системы $Ti-Zr-Nb$ важен с той точки зрения, что в этих сплавах формируется две мартенситные фазы: гексагональный α' -мартенсит и орторомбический α'' -мартенсит, одна из которых (α'' -фаза) показывает обратимость неупругой деформации, а другая не показывает. Поэтому представляется важным показать кристаллографические различия между двойникованием кристаллов α' - и α'' -мартенситов, коррелирующие с возможностью реализации эффекта памяти в сплавах на основе титана и циркония.

Параметры решетки ОЦК аустенитной β -фазы и мартенситных фаз соответственно равны:

в сплаве $Ti_{48}Zr_{48}Nb_4$ $a_\beta = 3,26 \text{ \AA}$; $a_{\alpha'} = 2,99 \text{ \AA}$, $c_{\alpha'} = 4,53 \text{ \AA}$;
в сплаве $Ti_{45}Zr_{45}Nb_{10}$ $a_\beta = 3,26 \text{ \AA}$; $a_{\alpha''} = 3,19 \text{ \AA}$, $b_{\alpha''} = 5,34 \text{ \AA}$, $c_{\alpha''} = 4,58 \text{ \AA}$;

Для реализации варианта 1° параметры решетки в орторомбическом базисе аустенитной и мартенситной фаз следует выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} a_{\alpha'} &= a_{\beta} ; & b_{\alpha'} &= \sqrt{3} a_{\beta} ; & c_{\alpha'} &= \chi a_{\beta} ; \\ a_{\alpha''} &= a_{\beta} ; & b_{\alpha''} &= \mu a_{\beta} ; & c_{\alpha''} &= \chi a_{\beta} . \end{aligned}$$

Сопоставление рассчитанных значений χ и μ с экспериментальными данными показывает, что найденные параметры, соответствующие точной параллельности плоскостей двойникования α' - и α'' -мартенситов и плоскостей симметрии ОЦК аустенита (плоскости типа $\{110\}$ и $\{100\}$), на практике не реализуются.

Таким образом, варьирование параметрами решеток (в разумных пределах) для сплавов *Ti-Zr-Nb* не позволяет решить поставленную задачу. Следовательно, остается испробовать вариант 2°, корректируя ориентационное путем поворота кристалла мартенситной фазы на небольшой угол.

Расчет по варианту 2° показал, что мартенсит α' с гексагональной решеткой не может двойниковаться по плоскостям, параллельным плоскостям симметрии высокотемпературной ОЦК β -фазы (слишком велик необходимый угол разворота между плоскостями симметрии аустенита и близкими к ним плоскостями мартенсита). Таким образом, создание самоаккомодационных комплексов при мартенситном превращении $\beta \rightarrow \alpha'$ происходить не может и ожидать термоупругий эффект не следует. Для мартенсита α'' установлено, что плоскость двойникования кристаллов мартенсита $(1\bar{1}1)_{\alpha''}$ составляет с одной из плоскостей симметрии решетки аустенита угол менее 1°. Следовательно, разворот кристаллов мартенсита в сплаве *Ti₄₅Zr₄₅Nb₁₀* на малый угол относительно стандартного ориентационного соотношения делает возможным выполнение условия самоаккомодации: параллельности плоскостей симметрии аустенита плоскости двойникования мартенсита. При этом рентгенограмма, рассчитанная с учетом корректировки ориентационного соотношения, совпадает с экспериментальной.

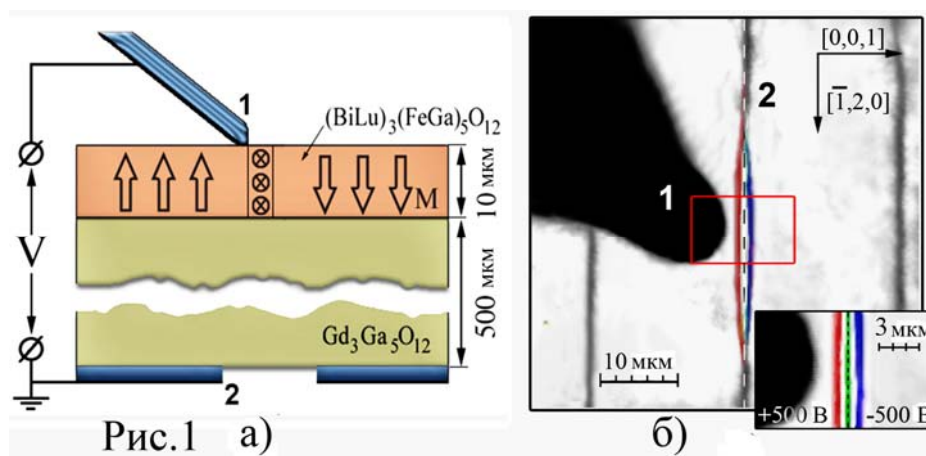
ДВИЖЕНИЕ МАГНИТНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Доцент *Пятаков А.П.*, аспирант *Мешков Г.А.*, науч. сотр. *Николаева Е.П.*,
науч. сотр. *Николаев А.В.*, профессор *Логгинов А.С.*

Возможность управления микромагнитными конфигурациями в ферромагнетиках лежит в основе работы устройств магнитной записи. Наиболее очевидным способом изменения микромагнитной структуры является при-

ложение магнитного поля. Однако такой способ уже не отвечает возрастающим запросам магнитной электроники и индустрии магнитной памяти, поскольку становится все труднее создавать магнитные поля большой напряженности на микро- и наномасштабах: индуктивные катушки сложны в изготовлении, а увеличение плотности тока приводит к существенным энергетическим потерям, перегреву и разрушению материала.

В данной работе предлагается кардинально иной *магнитоэлектрический* способ воздействия на магнитную доменную структуру, не предполагающий движения носителей заряда, а, значит, и омических потерь. Он основан на том, что в месте локализации магнитных неоднородностей, таких как доменные границы, нарушается инверсионная симметрия кристалла и создаются предпосылки для возникновения электрической поляризации. Это явление предсказывалось в теоретических работах еще в 80-х годах прошлого столетия [1], но до сих пор оно не было подтверждено экспериментально.



Движение доменных границ, вызванное электрическим полем, наблюдалось нами в пленках феррит-гранатов [2]. На рисунке 1,а представлена схема эксперимента: электрическое напряжение прикладывается между заостренным электродом 1 и контактом на подложке 2. В слое феррит-граната показана микромагнитная конфигурация: два домена разделены доменной границей. Магнитооптическое изображение, наблюдаемое сквозь отверстие в нижнем электроде, приведено на рисунке 1, б. При положительном потенциале на электроде 1 доменная стенка притягивается к электроду (левое положение), при отрицательном потенциале – отталкивается (правое положение). При снятии напряжения доменная граница возвращается в исходное положение (штриховая линия) [3]

Исследования в импульсных электрических полях [4] позволили нам проследить динамику доменной границы (рис. 2, а) и установить, что скорость движения доменной границы и величина смещения возрастают с увеличением электрического поля (рис. 2, б).

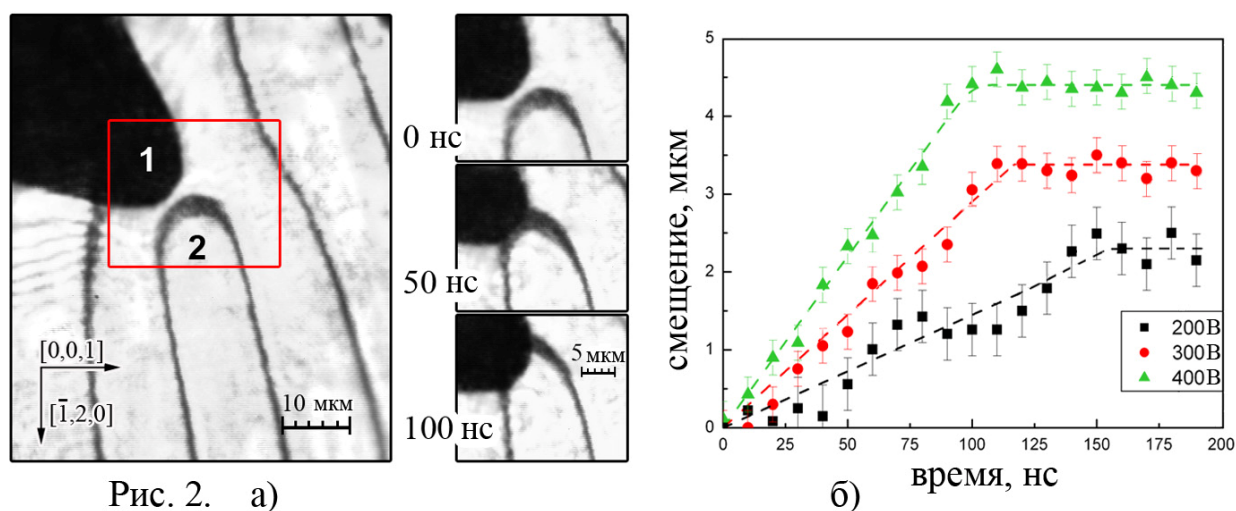


Рис. 2. а)

б)

Уменьшение характерных размеров магнитных неоднородностей должно приводить к усилению эффекта, а уменьшение размеров источника электрического поля – к уменьшению управляющих напряжений, что становится особенно интересным в свете развития магнитной наноэлектроники (спинтроники). В настоящее время нами разрабатываются методы сканирующей зондовой микроскопии в приложении к задаче электрического управления магнитными микро- и нанонеоднородностями.

Литература

1. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А., *Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта*, П. в ЖЭТФ. 1983. Т. 37, N. 12, С. 565.
2. А. С.Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков, Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита граната, Письма в ЖЭТФ, т.86, n2, с.124-127 (2007).
3. Logginov A., Meshkov G., Nikolaev A., Nikolaeva E., Pyatakov A., Zvezdin A., Electric Field Driven Magnetic Domain Wall Motion in Iron Garnet Films, *Solid State Phenomena*, Vol. 152-153 pp 143-146 (2009).
4. A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov, and A. K. Zvezdin, Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films, *Appl. Phys. Lett.* 93, 182510 (2008).

СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Профессор *Ведяев А.В.*

Спинтроника (от англ. spin transport electronics, spintronics) – это новая ветвь обычной электроники, которая отличается главным образом тем,

что помимо заряда, активно использует квантовое свойство электрона – спин. Эта отрасль науки очень близка к технологии. Результаты фундаментальных исследований спинтроники, как экспериментальных, так и теоретических, находят широкое практическое применение.

Одним из основополагающих открытий, сыгравших значительную роль в развитии спинтроники, является открытие гигантского магнетосопротивления, за которое А. Ферту и П. Грюнбергу в октябре 2007 г. была присуждена Нобелевская премия. Явление гигантского магнетосопротивления (ГМС) впервые было обнаружено в многослойной магнитной структуре типа Fe/Cr и заключается в том, что сопротивление такой структуры при антипараллельной ориентации намагниченностей соседних ферромагнитных (ФМ) слоев значительно больше, чем при параллельной ориентации. Практические применения ГМС, ставшие возможными благодаря развитию нанотехнологий, произвели революцию в области считывания информации с жестких дисков: в 1997 появились первые коммерческие версии магнитных считывающих головок на основе ГМС. Новая технология считывания информации, вскоре ставшая стандартной, позволила значительно сократить размер жесткого диска. Эффект ГМС также имеет большое значение для создания различных магнитных сенсоров.

Другое перспективное направление спинтроники связано с явлением спинового транспорта, которое позволяет управлять намагниченностью ФМ образца с помощью спин-поляризованного тока. Взаимодействие спин-поляризованного тока с намагниченностью можно кратко описать следующим образом: спин электрона создает так называемый спиновый торк, или момент, действующий на намагниченность. Этот эффект может быть использован при создании миниатюрных генераторов микроволн, а также для перемагничивания ФМ слоев в магнитных многослойных структурах.

Важнейшей областью применения спинтроники, в которой уже достигнут значительный прогресс, является создание магнитной памяти произвольного доступа MRAM (Magnetic Random Access Memory). Согласно многим оценкам, такая память обладает достаточно простой конструкцией; обеспечивает высокую скорость записи/считывания; сохраняет свое состояние при отключении энергии; позволяет производить большое количество циклов записи; потребляет малое количество энергии. Таким образом, она вполне может заменить многие полупроводниковые виды памяти, в которых один или несколько из перечисленных выше пунктов не выполняются (такая память называется универсальной). Первый коммерческий чип MRAM был выпущен в июле 2006 года.

Основной ячейкой MRAM служит туннельный магнитный контакт, состоящий из двух магнитных слоев, разделенных тонкой прослойкой изолятора (см. рис.1). Намагниченность одного из магнитных слоев зафиксиро-

рована в определенном направлении, а намагниченность второго слоя либо параллельна, либо антипараллельна этому направлению, что соответствует двум различным состояниям ячейки. Наиболее перспективным способом записи информации является переключение магнитного состояния ячейки с помощью спин-поляризованного тока.

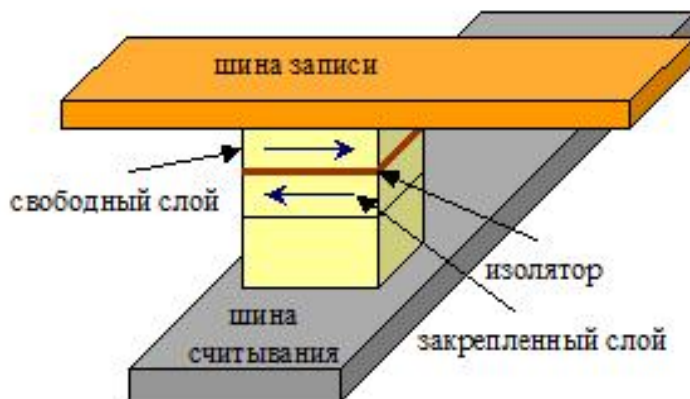


Рис. 1. Ячейка памяти MRAM. Шина записи с помощью электрического тока переманичивает свободный магнитный слой, записывая информацию, а шина считывания проходит через многослойную ячейку и определяет ее состояние по сопротивлению

Эффект гигантского магнетосопротивления.

В 1988 г две исследовательские группы независимо друг от друга обнаружили эффект, названный гигантским магнетосопротивлением, в особого рода материалах – магнитных мультислоях, в которых чередуются ферромагнитные и немагнитные слои. Характерный размер одного слоя составляет 1 нм, то есть несколько атомных слоев. В эксперименте П. Грюнберга [1] была использована трехслойная структура Fe/Cr/Fe при комнатной температуре. Второй [2] группой была изготовлена многослойная структура $(FeCr)_n$, и эффект составил практически 50% при температуре 4,2 К и $n=60$.

На рис.2 изображены результаты эксперимента А. Ферта. В исходном положении ($H = 0$) намагниченности соседних ФМ слоев антипараллельны. При наложении достаточно сильного магнитного поля (в данном случае ~ 20 кЭ), намагниченности всех слоев параллельны друг другу и направлению внешнего магнитного поля.

В гораздо меньших магнитных полях можно наблюдать ГМС в так называемых спин-вентильных структурах

Теоретическая интерпретация явления ГМС дана в ряде работ как на основе квазиклассического описания с использованием уравнения Больцмана [3], так и в квантовомеханическом формализме Кубо [4-10]. Во всех этих работах основным механизмом, ответственным за ГМС, считалось спин-зависящее рассеяние электронов. Его природа тесно связана с наличием в ФМ двух групп электронов с конечной плотностью состояний на

уровне Ферми sp - и d электронов. Первые из них являются основными носителями тока, а вторые сильно расщеплены по спину. Вследствие обменного расщепления энергетического спектра d электронов их плотности состояний на уровне Ферми отличаются в несколько раз. Так как доминирующим механизмом рассеяния в этих металлах является рассеяние s электронов в d зону, и при этом сечение рассеяния пропорционально плотности d состояний, то длина свободного пробега для электронов с разным направлением спина также оказывается существенно различной. Наблюдать этот эффект можно в двух геометриях – ток параллелен плоскости слоев (CIP геометрия) и ток перпендикулярен плоскости слоев (CPP геометрия). Одним из важных результатов исследований является тот факт, что эффект ГМС в CPP геометрии значительно выше, чем в CIP. Далее остановимся подробнее на микроскопической теории этих эффектов.

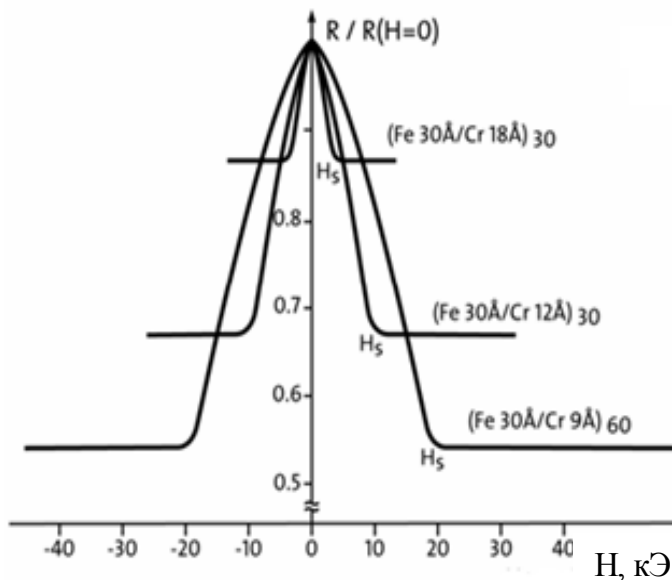


Рис. 2. Магнетосопротивление структуры

$(Fe/Cr)_n$ [2].

$T=4,2$ К. По осям x и y отложены величина внешнего магнитного поля и изменение сопротивления, соответственно; H_s – поле насыщения; толщина ферромагнитного слоя 30 \AA , немагнитного – 9 \AA

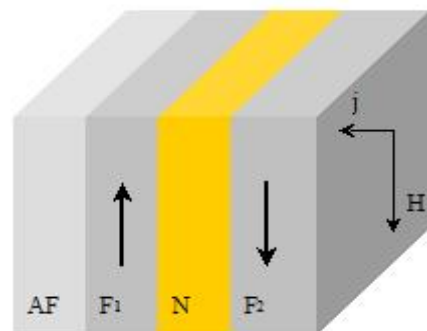


Рис. 3. Спин-вентильный элемент.

AF – антиферромагнетик, F_1 – закрепленный ферромагнитный слой, F_2 – свободный ферромагнитный слой, N – немагнитный слой. Стрелками обозначены направления магнитного поля (H) и электрического тока (j), соответственно

а) Эффект ГМС в CPP геометрии. Поскольку роль немагнитной прослойки заключается лишь в ослаблении обменной связи между ферромагнитными слоями, для простоты пренебрежем ее толщиной и вычислим проводимость двухслойной системы F_1/F_2 . Для начала учтем лишь вклад в ГМС от спин-зависящего объемного рассеяния, а рассеянием на интер-

фейсе пренебрежем. Будем считать, что длина свободного пробега для электронов со спином, направленным по намагниченности (спин «вверх») l_1 больше длины свободного пробега для электронов со спином против намагниченности (спин «вниз») l_2 . Например, для кобальта это превышение составляет порядок величины. Вся система подсоединена к резервуарам, размеры которых много больше любой из длин свободного пробега, а электроды расположены на некотором расстоянии a от интерфейса F_1/F_2 . Проводимость системы складывается из проводимости обоих спиновых каналов «вверх». Для грубой оценки величины ГМС положим коэффициент отражения от интерфейса равным нулю, то есть будем учитывать только вклад в эффект от спин-зависящего рассеяния, а существованием спин-зависящих потенциальных барьеров на интерфейсах пренебрежем. Не будем учитывать также квантовые эффекты в проводимости, считая, что квазиимпульс – это достаточно хорошее квантовое число, так что его действительная часть много больше мнимой. Здесь следует отметить одно важное обстоятельство: для рассматриваемых пространственно неоднородных систем проводимость определяется не только однопетлевой проводимостью, но и вершинными поправками, которые равны нулю для неограниченной системы, но именно они обеспечивают непрерывность тока для слоистой структуры. Однако вычисление вершинных поправок можно заменить подбором эффективных электрических полей, имеющих ступенчато непрерывный вид и обеспечивающих постоянство тока через структуру. В формулу Кубо для вычисления z компоненты тока войдут z компоненты скорости, которые в данном случае имеют вид антисимметричного дифференциального оператора

$\frac{i\hbar}{m} \left(\frac{\vec{\partial}}{\partial z} - \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial z'} \right)$, где стрелки

указывают направление действия оператора. Выполнив операции дифференцирования и подставив полученные для разных интервалов интегрирования выражения в формулу Кубо, получим для плотности тока в левой области:

$$j_{\kappa}^{\uparrow}(z) \propto \left[\int_{-a}^z dz' e^{2d_1(z'-z)} + \int_z^0 dz' e^{-2d_1(z'-z)} \right] E_1 + \int_0^a dz' e^{-2d_2(z'-z)} E_2, \quad (1)$$

где E_1 и E_2 - эффективные поля, действующие на электрон со спином «вверх» в 1-й и 2-й областях, значения которых подберем так, чтобы ток был непрерывным:

$$j^{AP} = j^{\uparrow AP} + j^{\downarrow AP} = 2 \frac{V}{a} \frac{l_1 l_2}{l_1 + l_2} I(k_F), \quad (2)$$

где $I(k_F)$ есть некоторый интеграл по k от всех зависящих от этой величины параметров. Для параллельной конфигурации путем таких же рассуждений получим: $V = 2E^{\uparrow, \downarrow P} a$, и

$$j^P = j^{\uparrow P} + j^{\downarrow P} = \frac{V}{2a} (l_1 + l_2) I(k_F). \quad (3)$$

В результате для ГМС получим:

$$ГМС = \frac{j^P - j^{AP}}{j^P} = \frac{\frac{l_1 + l_2}{2} - \frac{2l_1l_2}{l_1 + l_2}}{\frac{l_1 + l_2}{2}} = \frac{(l_1 - l_2)^2}{(l_1 + l_2)^2}. \quad (4)$$

Конечно, выражение (4) дает сильно завышенную оценку эффекта, поскольку при его выводе не учитывалось влияние промежуточного немагнитного слоя, потенциальные барьеры между слоями, рассеяние на интерфейсах, процессы рассеяния с переворотом спина и т.д., однако оно отражает главное – фундаментальную связь эффекта ГМС со спинзависимым рассеянием.

б) Эффект ГМС в СІР геометрии. Впервые полный квантово-статистический расчет эффекта ГМС в СІР геометрии с учетом квантовых размерных эффектов был проведен в работе Ведяева и др. [5]. В этой работе в рамках формализма Кубо было получено следующее выражение для проводимости канала со спином «вверх» двухслойной структуры, составленной из двух ферромагнетиков с противоположным направлением намагниченностей:

$$\sigma_{\vec{k}}^{\uparrow AP} \propto \frac{1}{k_F^2 d_1} \left[1 - \left(1 - \frac{d_1}{d_2} \right) \frac{ch 2 d_1 (z + D) sh 2 d_2 D}{sh 2 (d_1 + d_2) D} \right], \quad (5)$$

где k_F – импульс Ферми, D толщина пленки, $d_{1(2)}$ обратные длины свободного пробега электрона со спином, направленным вдоль (против) намагниченности. Аналогичное выражение для проводимости канала со спином «вниз» можно получить взаимной заменой индексов 1 и 2.

При параллельной ориентации намагниченностей в слоях структура представляет собой тонкую пленку толщиной $2D$, проводимость которой вычислялась ранее. Поскольку в СІР геометрии спиновые каналы включены параллельно, так же как и слои пленки, то для суммарной проводимости пленки получим:

$$\sigma_{\vec{k}}^P \propto \frac{1}{c} [l_1 + l_2] I(k_F);$$

$$\sigma_{\vec{k}}^{AP} \propto \frac{1}{c} \left[l_1 + l_2 + (l_1 - l_2) \frac{sh 2 d_1 D ch 2 d_2 z ch 2 d_2 D - sh 2 d_2 D ch 2 d_1 z ch 2 d_1 D}{sh 2 (d_1 + d_2) D} \right]. \quad (6)$$

Считая, что толщина пленки достаточно мала, получим:

$$ГМС = \frac{\sigma^P - \sigma^{AP}}{\sigma^P} = \frac{(l_1 - l_2)^2}{(l_1 + l_2)^2}. \quad (7)$$

Полученное выражение для ГМС для обеих геометрий является оценочным и учитывает лишь вклад от спин-зависящего рассеяния в этот эффект. В имеющейся в настоящее время обширной литературе по этому эффекту исследовано влияние других факторов на формирование величины ГМС. Так, в работе [6] выполнен квантово-механический численный расчет СР ГМС трехслойной структуры $F_1/NM/F_2$ с учетом как спин-зависящего в ферромагнитных слоях рассеяния, так и спин-зависящих потенциальных барьеров между слоями, а также квантовых осцилляций. В работе приведены зависимости ГМС от толщины левого слоя при фиксированных a и b и от отношения импульсов Ферми электронов со спином «вверх» и «вниз», а также зависимость ГМС от толщины немагнитной прослойки. В отсутствие потенциальных барьеров эта зависимость имеет немонотонный характер с максимумом порядка десятка процентов при толщине, совпадающей с меньшей из длин свободного пробега и спадающей при увеличении толщины. При наличии потенциальных барьеров и совпадающих длинах свободного пробега наблюдаются ярко выраженные осцилляции ГМС в зависимости от отношения k_{F1}/k_{F2} , причем ГМС равен нулю, когда это отношение равно 1, а амплитуда осцилляций сначала резко возрастает, а затем довольно быстро убывает при увеличении или уменьшении этого отношения. При увеличении толщины немагнитного слоя наблюдается уменьшение ГМС, близкое к экспоненциальному. Основным результатом данного расчета можно считать тот факт, что, если длины свободного пробега электронов со спином «вверх» и «вниз» существенно различны, то потенциальные барьеры могут только уменьшить амплитуду ГМС. Однако при равенстве длин свободного пробега спин-зависящие потенциальные барьеры, в свою очередь, приводят к возникновению ГМС, амплитуда которого имеет сколько-нибудь заметную величину лишь для очень тонких пленок с толщиной порядка нескольких периодов осцилляций.

В работе [10] теоретически исследована роль рассеяния на интерфейсах в формировании величины СР ГМС. Это рассеяние учитывалось в приближении когерентного потенциала и вводилось в теорию через дополнительный параметр – спин-зависящую поверхностную длину свободного пробега.

Эффект гигантского магнитосопротивления в туннельных структурах

До сих пор мы рассматривали спин-поляризованный транспорт в гетероструктурах, в которых магнитные электроды разделены тонким слоем немаг-

нитного металла. Основным ограничением для промышленного применения таких структур является, прежде всего, не очень высокие значения ГМС (как правило, несколько процентов при комнатных температурах), малое сопротивление этих структур и в связи с этим необходимость использования сверхпроводящих проводов и, наконец, как следствие всего перечисленного, невозможность применения устройств с ГМС в СРР геометрии при комнатных температурах. В последнее время большое внимание уделяется изучению магнитосопротивления в магнитных туннельных структурах (ТМС – туннельное магнитосопротивление), в которых разделяющим слоем является изолятор.

Происхождение эффекта гигантского магнитосопротивления при протекании тока перпендикулярно слоям гибридной структуры F1/O/F2, где O — тонкий окисел металла, заключается в следующем. Так как этот ток обусловлен квантовым туннелированием через барьер, то он экспоненциально зависит как от толщины барьера, так и от его высоты. Последняя же вследствие обменного расщепления энергетического спектра носителей оказывается разной для разных спиновых каналов, а ток поляризованным по спину. Впервые это явление было обнаружено Жульером [11] в сэндвичах F1/Sc/F2, где Sc- полупроводник, однако поляризация тока оказалась настолько низкой, что это открытие не привело к развитию каких либо приложений. В интерпретации, предложенной Жульером, предполагалось, что туннельный ток пропорционален произведению плотностей состояний справа и слева от барьера, то есть проводимость системы может быть выражена формулами:

$$\sigma^{AP} = 2 A \rho^{\uparrow}(E_F) \rho^{\downarrow}(E_F); \quad (8)$$

для антипараллельной ориентации намагниченностей в ферромагнитных слоях, и

$$\sigma^P = A \left[\rho^{\uparrow}(E_F) \rho^{\uparrow}(E_F) + \rho^{\downarrow}(E_F) \rho^{\downarrow}(E_F) \right]; \quad (9)$$

для параллельной ориентации. Здесь A — константа, экспоненциально зависящая от толщины барьера, $\rho^{\uparrow}(E_F), \rho^{\downarrow}(E_F)$ — плотности состояний на уровне Ферми электронов со спинами «вверх» и «вниз» соответственно. В этой интерпретации остается ряд неясностей, в частности, какая именно плотность состояний отвечает за ТМС, поверхностная или объемная, которые в принципе могут сильно отличаться. Кроме того, свойства самого барьера вообще не входят в конечную формулу. Дальнейшее развитие теории ТМС получила в ряде работ, учитывающих неидеальность интерфейсов, наличие примесей, а также рассмотрение структур, включающих несколько изолирующих либо сверхпроводящих барьеров [12-29].

Технологические требования к образцам с ТМС, которые могли бы быть использованы в электронных устройствах, достаточно высоки. Прежде всего, для получения разумной величины тока слой окисла должен быть достаточно тонким. В то же время весьма нежелательно появление внутри барьера пор (pin-holes) и точек пробоя, которые приводят к шунтированию тока и значительному уменьшению эффекта ТМС. Эти требования являются взаимно исключаящими и значительно тормозят применение эффекта ТМС в спинтронике. Поэтому в настоящее время акцент в теоретических и экспериментальных исследованиях делается на поиске новых структур, где эти противоречия были бы сведены к минимуму.

Следует подчеркнуть, что главной целью всех исследований по туннельному магнитосопротивлению является изготовление магниторезистивных туннельных контактов в связи с задачей создания неразрушающейся, нестираемой, стойкой к радиационному воздействию оперативной памяти (MRAM – magnetic random access memory), которая сможет заменить традиционную память на полупроводниках. Основное требование к таким контактам – это правильный баланс между достаточно большой величиной тока и туннельным сопротивлением, достаточным для хорошей совместимости с другими элементами электронной схемы. Обычно это не достижимо в простом контакте с единственным барьером и требуется использование более сложных структур с использованием резонансного туннелирования. Кроме того, вследствие особенностей технологии изготовления тонких барьеров путем окисления оказывается неизбежным появление внутрибарьерных примесей, что приводит к существенной пространственной неоднородности туннельного тока. В настоящее время идут поиски альтернативных способов увеличения туннельного тока и ТМС без уменьшения толщины барьера. Основным направлением здесь является использование резонансного туннелирования через промежуточные металлические слои или примеси.

В работе А.Ведяева с соавторами [12] было предложено использовать структуру, в которой между изолятором и ФМ слоями имеется слой немагнитного металла (например, неокисленный алюминий). В работе был вычислен расчет ТМС в модельной структуре $F_1 / NM_1(a) / O(b) / NM_2(c) / F_2$, с толщиной ферромагнитных слоев много больше любой из длин свободного пробега, а и с – толщины немагнитных слоев. Расчет проводимостей проводился по формуле Кубо с использованием функций Грина этой структуры. В работе приведены результаты численных расчетов для величины $\Delta \sigma \times [\Delta \sigma (a = 0)]^{-1}$ где $\Delta \sigma = \sigma^P - \sigma^{AP}$, и как показывает расчет, значение этой величины при $a=0$ совпадает с полученным Слончевским. При расчете все длины свободного пробега считались равными, но учитывалось различие импульсов Ферми для разных

спиновых каналов. Полученные в работе зависимости $\Delta\sigma \times [\Delta\sigma(a=0)]^{-1}$ от толщины немагнитного слоя имеют вид быстрых осцилляций с периодом π/k_{2F} и быстро убывающей амплитудой, величина $\Delta\sigma$ при $a=c$ всегда положительна и среднее значение $\Delta\sigma \times [\Delta\sigma(a=0)]^{-1}$ не равно нулю, а при не очень больших толщинах составляет несколько десятков. В асимметричной структуре, при разных a и c , $\Delta\sigma$ ведет себя похожим образом, но может принимать как положительные, так и отрицательные значения, поэтому усредненный по толщине эффект оказывается меньшим. Причину же увеличения проводимости и разности проводимостей легко понять из классического аналога резонанса, который можно представить как многократное отражение от границ F_i/NM и NM/O , что приводит к увеличению вероятности проникновения электронов через барьер. Поскольку величины барьеров на границах спинзависящие, то и «работает» резонанс по разному для разных спиновых каналов, приводя к увеличению разности соответствующих проводимостей. Рассеяние на примесях в металлических слоях приведет к тому, что рано или поздно когерентность при таком отражении будет потеряна, поэтому с увеличением толщины немагнитного слоя амплитуда эффекта падает. Приготовление такой структуры в целом не сложно, и она может оказаться перспективной для получения одновременно и достаточно большой величины туннельного тока, и ТМС.

Другим способом увеличения туннельного тока может быть использование резонансного туннелирования через промежуточные металлические слои в структуре с несколькими барьерами [15]. В случае структуры с двумя барьерами было показано, что при выполнении условия резонанса $ak_{1,2} = n\pi$ туннельный ток через структуру возрастает на несколько порядков. Такое большое возрастание связано с тем, что в работе не учитывалось рассеяние туннелирующих электронов в ферромагнетике, поэтому ширина резонансных уровней была очень мала, порядка e^{-2qb} . Однако при этом ТМС увеличивался не столь значительно, в 3-4 раза. Это объясняется тем, что если условие резонанса выполняется для одного из спиновых каналов, то этот резонанс будет иметь место при любой взаимной ориентации намагниченностей во внешних и внутреннем слоях, зависеть от ориентации будет лишь соотношение плотностей состояний туннелирующих электронов в этих слоях. Более перспективной представляется структура типа $F_1/O/F_2(a)/O/F_3(a)/O/F_4$. Действительно, пусть толщина внутренних ферромагнитных слоев такова, что выполнено условие резонансного туннелирования для электронов со спином «вверх», а электроны со спином «вниз» находятся вне резонанса. Тогда при параллельной ориентации намагниченностей во внутренних слоях проводимость системы будет очень

высокой и целиком определяться спиновым каналом «вверх». Если же ориентация намагниченностей изменится на антипараллельную, то один из барьеров для каждого из каналов будет достаточно прозрачным, а вероятность прохождения другого будет экспоненциально мала, поэтому значение ТМС в такой структуре в идеальном случае будет экспоненциально большим. Теоретическое исследование такой структуры было выполнено в работе А. Ведяева с соавторами [15]. В работе было замечено, что выполнить условие резонанса достаточно сложно, поскольку ширина слоев может меняться лишь дискретным образом на один или более монослоев, а импульсы Ферми имеют фиксированные значения. Энергетические параметры $k_{1,2}$, которые собственно и определяют резонанс, зависят от продольного волнового вектора κ , и всегда может найтись такое его значение, при котором условие резонанса будет выполнено. Однако вероятность туннелирования e^{-2qb} быстро убывает с ростом κ и максимальна при нулевом его значении. С другой стороны, $k_{1,2}$ зависят и от внешнего поля, поэтому можно подобрать такое его значение, что резонанс для одного из спиновых каналов будет иметь место при $\kappa=0$.

Влияние резонансного туннелирования через магнитные и немагнитные примеси в барьере на величину ТМС было исследовано в работах [14, 16, 24, 25, 28]. В них было показано, что пространственное распределение токов существенно неоднородно как вблизи интерфейсов, так и внутри барьера вблизи примеси. Вблизи примеси имеется «горячее пятно» радиусом 0.6 нм, а значение тока в центре этого пятна на несколько порядков превышает его значение при отсутствии примеси. Локальное увеличение ТМС также составляет несколько порядков. Одним из интересных результатов расчета является тот факт, что при асимметричном расположении примеси относительно границ барьера величина тока сильно зависит от его направления, то есть туннельный контакт ведет себя как диод, к тому же управляемый магнитным полем. Это свойство может оказаться весьма полезным для практических применений, например, в устройствах MRAM, в которых желательно избежать сопряжения туннельных элементов с проводниками другого рода, обладающими более высокой электропроводностью, в частности, с полупроводниками.

Список литературы

1. G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn, Phys. Rev. B 39 (1989) 4828-4830.
2. M. Babich, J. Broto, A. Fert, F. Nguen, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2472-2475.

3. Barnas J et al, Appl. Phys. Lett 64 (1994) 3500, Camley R.E., Barnas J Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 664, Barthelemy A., Fert A. Phys. Rev. B 43 (1991) 13124, Hood R.Q., Falicov L.M., Phys. Rev. B 46 (1992) 8287.
4. Levy P.M., Zang S., Fert A. Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1643, Levy P.M., Zang S., Fert A. Phys. Rev. B 45 (1992) 8689, Camblong H.E., Levy P.M. Phys. Rev. Lett 69 (1992) 2835.
5. Ю. А. Ведыаев, В. Дьеня, Н. Рызханова, Europh. Lett. 19 (1992) 329
6. А. Ведыаев, С. Коваче, Н. Рызханова и В. Дьеня, J. Phys.: Condense Matter 5 (1993) 8289.
7. А. Ведыаев, В. Дьеня, Н. Рызханова, Ж.Б. Женин, С. Ковач, *Europhysics Lett.* **25** 465-470 (1994).
8. А. Ведыаев, С. Коваче, Н. Рызханова и В. Дьеня, *Phys. Lett. A* **198** 267-273 (1995).
9. В. Дьеня, А. Грановский, А. Ведыаев, Н. Рызханова, С. Коваче, *JMMM* **151** 378-387 (1995).
10. А. Ведыаев, М. Чшьева и В. Дьеня, *JMMM* 184 (1998) 145-154.
11. М. Жюллиере, *Phys. Lett.* 54 A (1975), 225.
12. А. Ведыаев, Н. Рызханова, С. Лакроа, Л. Джакони и В. Дьеня, *Europhys. Lett.* 39 (1997), 219-224.
13. А. Ведыаев, Н. Рызханова, В. Дьеня, П. Дагует, П. Гандит, Ж. Чассуи *Phys. Rev. B* **55** 3728-3733 (1997).
14. Ведыаев, Н. Рызханова, Р. Влуттерс, и В. Дьеня, *Europhys. Lett.* **46** 808-814 (1999).
15. А. Ведыаев, Н. Рызханова, Р. Влуттерс, В. Дьеня и Н. Стрелков, *J. Phys.: Condens. Matter* 12 (2000), 1797-1804.
16. А. Ведыаев, Д. Багретс, А. Багретс, В. Дьеня, *Phys. Rev. B* **63** 064429 (2001).
17. А. Ведыаев, Р. Влуттерс, Н. Рызханова, В. Дьеня, *Europhys. J. B* **25** 5-10 (2002).
18. А. Ведыаев, *Phys. Usp.* **45** 1296-1299 (2002).
19. А. Буздин, А. Ведыаев, Н. Рызханова, *Europhys. Lett.* **48** 686-691 (1999)
20. А. Ведыаев, Д. Багретс, А. Багретс, Н. Рызханова, Н. Стрелков, В. Дьеня, *JMMM* **242** 453-456 (2002).
21. А. Багретс, С. Лакроа, А. Ведыаев, *Phys. Rev. B* **68** 054532 (2003).
22. А. Ведыаев, С. Лакроа, Н. Пугач, Н. Рызханова, *Europhysics Letters* 71 (4), 679-685 (2005).
23. А. Ведыаев, Н. Рызханова, Н. Пугач, *JMMM* 305 (1), 53-56 (2006).
24. А. Калитсов, А. Кохо, Н. Киуссис, А. Ведыаев, М. Чшьева, А. Грановский, *Phys. Rev. Lett.* 93, 046603-1 (2004).
25. М. Жюравлев, Е. Тсимбал, А. Ведыаев, *Phys. Rev. Lett.* 94, art. no. 026806, 1-4 (2005).

26. A. Kalitsov, I. Theodoris, N. Kioussis, M. Chshiev, W.H. Butler, A. Vedyayev, *Journal of Applied Physics* 99 (8), art. no. 08G501901 (2006).
27. A. Manchon, N. Strelkov, A. Deac, A. Vedyayev, B. Dieny, *Phys. Rev. B* 73 (18), art. no. 184418 (2006).
28. A. Manchon, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, M. Chshiev, B. Dieny, *Journal of Physics: Condensed Matter* 20 (14), art. no. 145208 (2008).
29. A. Manchon, A. Pertsova, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, B. Dieny, *Journal of Physics: Condensed Matter* 20 (50), art. no. 505213 (2008)

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ–ГРАНАТОВ С ПОВЫШЕННЫМ ГИРОМАГНИТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ

Аспирант *Мастин А.А.*, вед. науч. сотр. *Рандошкин В.В.*,
профессор *Сысоев Н.Н.*

В работе исследуется динамика доменной стенки (ДС) в пленках феррит – гранатов в области нестационарного движения. Проведено сравнение экспериментальных данных зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля в пленках с повышенным гиромагнитным отношением и результатов численного решения уравнений Слончевского, достаточно хорошо описывающих динамику ДС в пленках с большой перпендикулярной одноосной анизотропией. В работе показано, что в пленках феррит – гранатов со значением гиромагнитного отношения $\gamma \sim 10$ в области нестационарного движения ДС существуют два участка с различной дифференциальной подвижностью ДС, соответствующих различным механизмам динамики горизонтальных линий Блоха в толщине пленки [2]. Показано также, что экспериментальные данные в лучшей степени соответствуют результатам численного расчета, если рассматривать исходные пленки как двухслойные с различной одноосной анизотропией слоев (рис. 1).

В работе исследуется также динамика ДС в пленке феррит – гранатов со значением $\gamma \sim 30$ [3]. Показано, что в области нестационарного движения ДС результаты численного моделирования зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля плохо соответствуют экспериментальным данным. Для устранения данного несоответствия было предложено рассматривать исходную пленку как двухслойную с разным знаком гиромагнитного отношения слоев. Такое предположение действительно может иметь место так как, вследствие неоднородности пленок феррит – гранатов по толщине и близости материала пленки к точке компенсации момента импульса (КМИ) часть материала пленки могла перейти через КМИ и изменить знак γ . Таким образом, рассматривая исходную пленку как двух-

слойную, показано удовлетворительное соответствие экспериментальных данных и результатов численного моделирования (рис. 2).

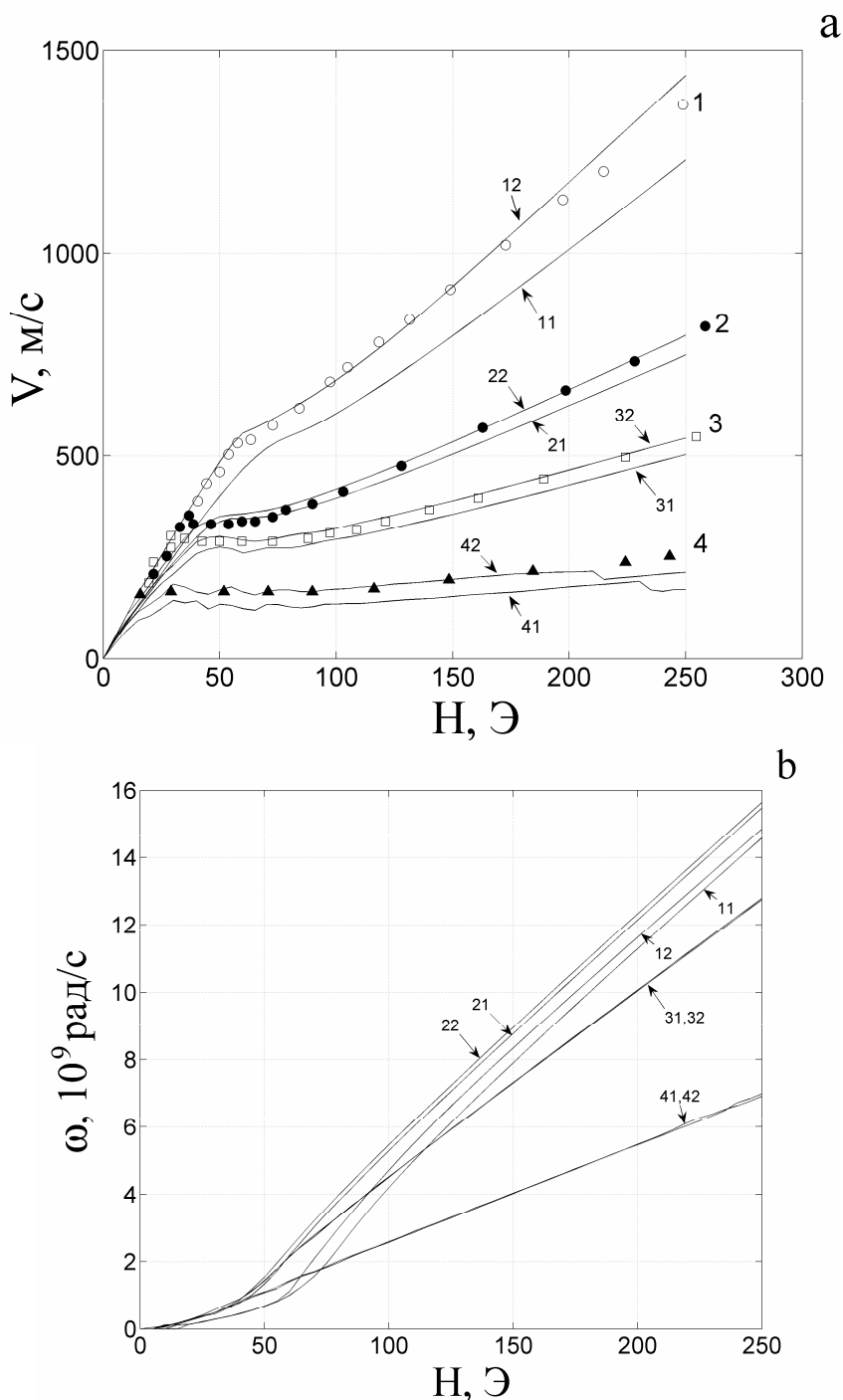


Рис. 1. Зависимости скорости ДС (а) и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС (б) от внешнего магнитного поля: 1,2,3,4 – экспериментальные данные [2], 11, 21, 31, 41 – результаты численного моделирования для однослойных пленок по данным [2], 21, 22, 32, 42 – результаты численного моделирования для двухслойных пленок с разной одноосной анизотропией в слоях

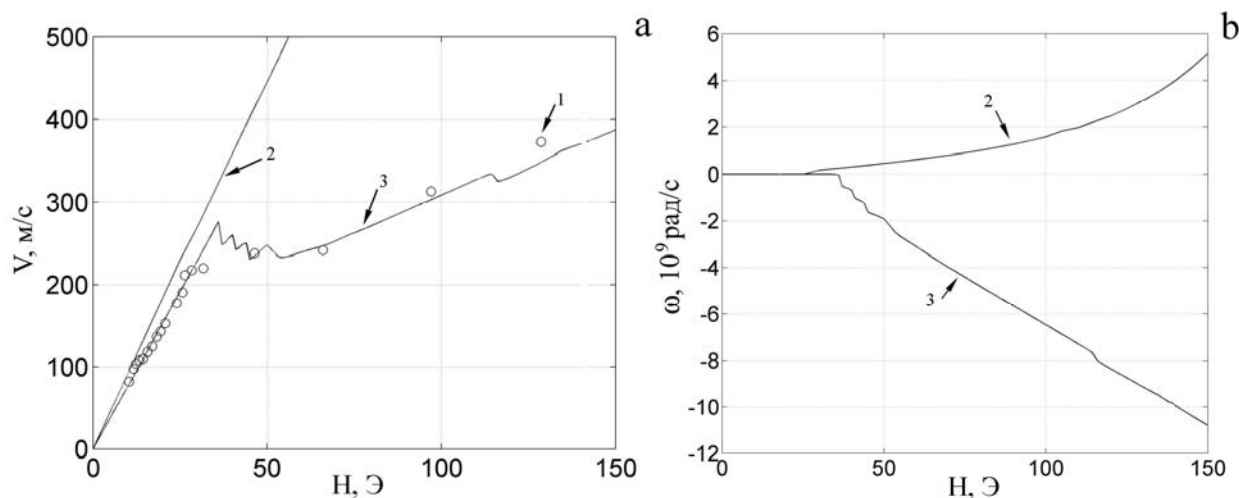


Рис. 2. Зависимости скорости ДС (а) и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС (б) от внешнего магнитного поля: 1 – экспериментальные данные [3], 2 – результаты численного моделирования для однородной пленки, 3 – результаты численного моделирования для двухслойной пленки с разным знаком гиромагнитного отношения в слоях

Литература

1. А. Малоземов, Дж. Слозуски (1982). Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 386 с.
2. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. (1985) Экспериментальная проверка одномерной теории движения доменных стенок в одноосных ферромагнетиках // Письма в ЖЭТФ, Т.42(1), с. 34-37.
3. Vella-Coleiro G.P. (1977) Velocity dependence of magnetic domain wall damping // IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-13(5). p. 1163–1165.

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ ЗАМЕНЫ НА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА YbInCu_4

Науч. сотр. *Волошок Т.Н.*, зав. лабораторией *Мушников Н.В.* (Институт физики металлов РАН, г. Екатеринбург), ст. науч. сотр. *Прядун В.В.*, студент *Веремейчик М. О.*, студент *Плотников С.Г.*

Интерметаллическое соединение YbInCu_4 обнаруживает изоструктурный фазовый переход, связанный с изменением валентного состояния ионов Yb при $T_v = 42$ К [1,2]. Изменение валентного состояния ионов иттербия проявляется в виде ярко выраженных аномалий во всех термодинамических и кинетических характеристиках YbInCu_4 . Так, с понижением температуры сопротивление ρ и магнитная восприимчивость χ скачком уменьшаются почти на порядок при T_v , причем $\chi(T)$ описывается законом

Кюри-Вейсса при $T > T_v$ и не зависит от температуры при $T < T_v$. На температурной зависимости теплоёмкости при T_v наблюдается острый пик, характерный для фазового перехода первого рода. Изменение объёма составляет $\Delta V/V = +0.5\%$ при переходе из высокотемпературной фазы в низкотемпературную. Из исследований края рентгеновского поглощения и теплового расширения в YbInCu_4 следует, что при T_v валентное состояние ионов иттербия изменяется от $\text{Yb}^{2.9+}$ при высоких температурах до $\text{Yb}^{2.8+}$ при низких температурах. Столь радикальное изменение физических свойств YbInCu_4 при незначительном изменении валентности Yb связывается с увеличением степени гибридизации f-электронов и электронов проводимости при переходе из высокотемпературной в низкотемпературную фазу.

Частичное замещение иттербия другими лантанидами сопровождается изменением параметров изоструктурного фазового перехода. При замене ионов Yb на ионы Ce температура фазового перехода повышается в соответствии с изменением параметров кристаллической решетки [3]. Церий в интерметаллических соединениях имеет, как правило, промежуточную валентность $\text{Ce}^{3+/4+}$, что позволяет оценить эффект увеличения концентрации свободных электронов на параметры изучаемого фазового перехода. При замене ионов Yb на ионы Ce аномалии магнитной восприимчивости χ , теплового расширения α и теплоемкости C при T_v размываются и уменьшаются по величине [3,4]. Увеличение концентрации Ce приводит к возрастанию коэффициента электронной теплоемкости с $\gamma=40$ мДж / моль K^2 в YbInCu_4 до $\gamma=90$ мДж / моль K^2 в $\text{Yb}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{InCu}_4$. Анализ изменения энтропии при фазовом переходе показал, что легирование церием уменьшает изменение валентности иттербия при фазовом переходе.

В настоящей работе изучено влияние химического замещения на теплопроводность и термоЭДС твердых растворов $\text{Yb}_{1-x}\text{Ce}_x\text{InCu}_4$ ($0 \leq x \leq 0.2$) в широком температурном интервале.

Поликристаллические образцы $\text{Yb}_{1-x}\text{Ce}_x\text{InCu}_4$ с $x = 0, 0.04, 0.08, 0.12, 0.16, 0.20$ были приготовлены методом индукционной плавки из особо чистых компонентов с последующим отжигом в течение 1 месяца при 870°C . Измерения теплопроводности и термоЭДС проводились методом постоянного теплового потока в интервале температур 4-180К.

На Рис.1 представлены температурные зависимости теплопроводности образцов $\text{Yb}_{1-x}\text{Ce}_x\text{InCu}_4$. С повышением температуры теплопроводность возрастает, при температуре фазового перехода T_v резко уменьшается, затем линейно возрастает. Увеличение содержания церия приводит к уменьшению абсолютной величины максимума теплопроводности, к сдвигу температуры фазового перехода в область более высоких температур и к размыванию аномалии. Следует отметить, что абсолютное значение теплопроводности в этих образцах зависит от их термической предыстории. Не-

однократное термоциклирование приводит к уменьшению абсолютной величины теплопроводности. Это связано, по-видимому, с появлением трещин при изменении объема в результате фазового перехода.

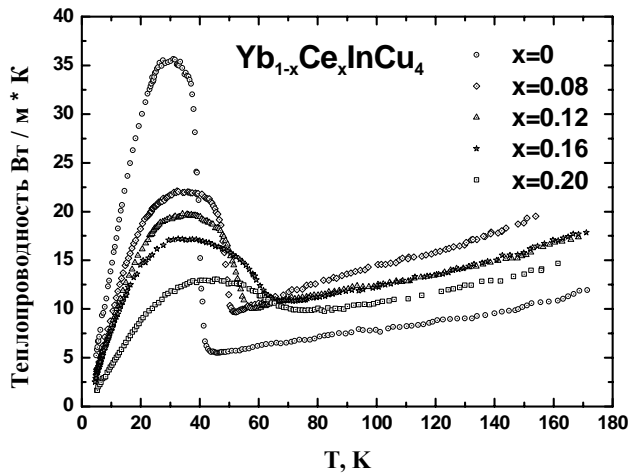


Рис.1. Температурные зависимости теплопроводности $Yb_{1-x}Ce_xInCu$

На Рис.2 представлены температурные зависимости термоЭДС образцов $Yb_{1-x}Ce_xInCu_4$. В стехиометрическом образце термоЭДС отрицательна во всем измеренном диапазоне температур. С повышением температуры термоЭДС уменьшается, при T_v скачком увеличивается на 40 мВ / К, затем слабо возрастает. Введение церия приводит к значительному изменению вида температурных зависимостей термоЭДС. При низких температурах термоЭДС положительна, возрастает, проходит через широкий максимум и начинает резко убывать, меняя знак и достигая минимума. Затем термоЭДС снова возрастает. Для образца с $x=0.08$ минимум остается резким, как для стехиометрического соединения, увеличение содержания церия приводит к сглаживанию зависимости. Температуры обоих экстремумов систематически увеличиваются с повышением концентрации церия.

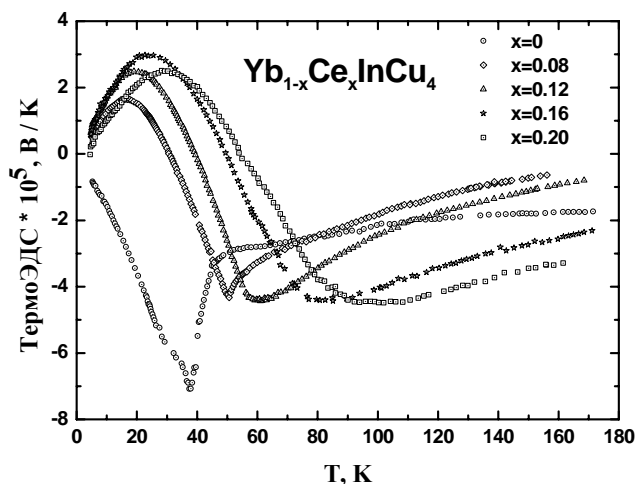


Рис.2. Температурные зависимости термоЭДС $Yb_{1-x}Ce_xInCu_4$

Обнаруженные особенности теплопроводности и термоЭДС указывают на их значительное отличие от свойств обычных металлов. Теплопроводность $\text{Yb}_{1-x}\text{Ce}_x\text{InCu}_4$ возрастает в высокотемпературной фазе во всем измеренном диапазоне температур. На вид термоЭДС, по-видимому, оказывает влияние появление уровня церия в энергетическом спектре и изменение магнитного состояния ионов иттербия и церия при увеличении содержания церия.

Литература

1. Felner I., Nowik I., Phys. Rev. B, 1986, v. 33, p. 617.
2. Sarrao J. L., Physica B, 1999, v. 259-261, p. 128-133.
3. Mushnikov N. V. et.al., Journal of alloys and Compounds, 2002, v. 345, p. 20.
4. Voloshok T. N. et.al., Phys. Rev. B, 2007, v. 76, p. 172408.

НЕЦЕНТРАЛЬНЫЕ ПРИМЕСИ В SrTiO_3 : ДАННЫЕ ПРЯМЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕТОДОМ EXAFS

Доцент Случинская И.А., профессор Лебедев А.И.

Сегнетоэлектрики (СЭ) со структурой перовскита ABO_3 представляют собой большой класс материалов, широко используемых в современной электронике. Известно, что замещение атомов в этих кристаллах значительно влияет на температуру T_c сегнетоэлектрического фазового перехода (СЭ ФП), а в виртуальных СЭ может приводить к появлению сегнетоэлектричества [1]. Однако, несмотря на большой накопленный экспериментальный материал, остается ряд нерешенных проблем, в частности, связанных с пониманием микроскопических механизмов влияния примесей на СЭ ФП в твердых растворах перовскитов. Одной из задач в этом направлении является изучение роли нецентральных примесей (НП) в возникновении СЭ ФП.

Настоящая работа посвящена исследованию локального окружения атомов Pb в SrTiO_3 , BaTiO_3 и CaTiO_3 и атомов Mn в SrTiO_3 методом XAFS-спектроскопии. Выбор объектов для исследования обусловлен тем, что ряд свойств этих кристаллов может быть объяснен нецентральной примесью Pb и Mn.

Измерения спектров XAFS проводились на источнике синхротронного излучения в BESSY на станции КМС-2 путем регистрации рентгеновской флуоресценции при ее возбуждении вблизи L_{III} -края поглощения Pb (13.055 кэВ) и K-края поглощения Mn (6.539 кэВ) при 300 К. На образцах $\text{Ba}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ была изучена температурная зависимость спектров EXAFS в

интервале от 300 К до 490 К, который включал T_c для этих кристаллов. Кроме того, была изучена структура XANES на K -крае Ti (4.966 кэВ) в образцах $\text{SrTiO}_3(\text{Pb})$, $\text{BaTiO}_3(\text{Pb})$, $\text{CaTiO}_3(\text{Pb})$ и K -крае Mn в образцах $\text{SrTiO}_3(\text{Mn})$ при 300 К. Обработка спектров EXAFS проводилась традиционным способом [2].

Исследованные в работе образцы $\text{Ba}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ ($x = 0.05; 0.1$), $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ ($x=0.02; 0.2$), and $\text{Ca}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ ($x=0.1; 0.2$) были получены оксидным методом. Составы твердых растворов выбирались так, чтобы образцы при 300 К находились в неполярной фазе. Исключение составлял $\text{Ba}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$, который при 300 К при всех концентрациях Pb находится в СЭ фазе. Образцы номинального состава $(\text{Sr}_{0.97}\text{Mn}_{0.03})\text{TiO}_3$ и $\text{Sr}(\text{Ti}_{0.97}\text{Mn}_{0.03})\text{O}_3$ готовились методом твердофазного синтеза. Исходные компоненты взвешивались в необходимых пропорциях, перетирались и последовательно дважды отжигались на воздухе при 1100°C в течение 8 часов. Часть образцов дополнительно отжигалась на воздухе при 1500°C в течение 1 часа. Однофазность образцов контролировалась рентгеновским методом.

Данные для примеси Pb [3]

Для количественного определения структурных параметров в окружении Pb проводился анализ данных EXAFS для двух ближайших координационных сфер в рамках моделей, в которых локальные искажения описывались минимальным числом параметров. Предполагалось, что искажения решетки в $\text{BaTiO}_3(\text{Pb})$ и $\text{CaTiO}_3(\text{Pb})$ невелики, и локальное окружение в окрестности узла решетки остается кубическим.

Анализ данных обнаружил небольшое смещение ($0.1\text{--}0.15 \text{ \AA}$) атомов Pb из узла А в SrTiO_3 и BaTiO_3 и его отсутствие в кристаллах CaTiO_3 . То, что смещение атома Pb в $\text{BaTiO}_3(\text{Pb})$ наблюдалось даже при температурах выше T_c ($\sim 170^\circ\text{C}$), означает, что Pb является нецентральным атомом как в BaTiO_3 , так и в SrTiO_3 .

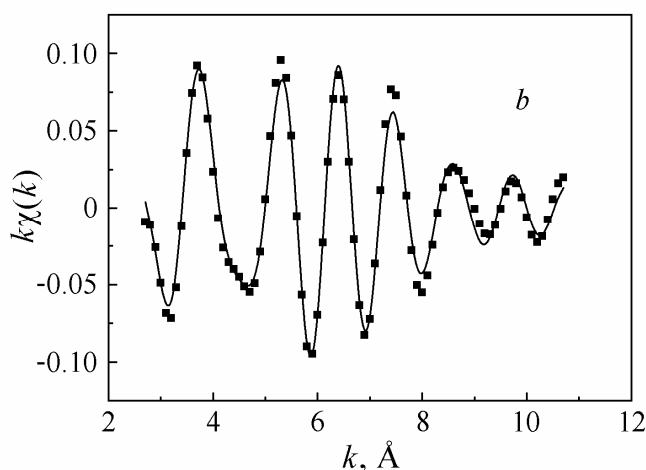
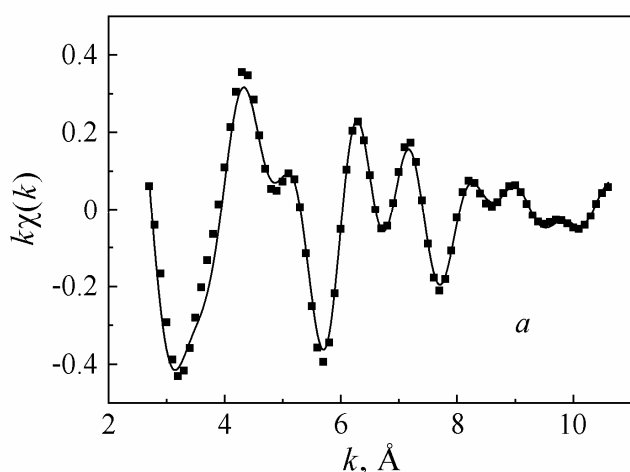
Неожиданной особенностью, обнаруженной во всех трех системах, был большой фактор Дебая-Уоллера (DWF) для первой координационной сферы ($0.11\text{--}0.16 \text{ \AA}^2$). Это было невозможно объяснить ни в рамках модели, в которой допускалось только смещение атомов Pb вдоль тетрагональной оси при фиксированном положении остальных атомов, ни в рамках модели, в которой допускалось независимое смещение атомов Pb и Ti вдоль тетрагональной оси при фиксированном положении атомов кислорода. Вторая модель противоречила данным XANES на K -крае Ti, которые показали, что интенсивность предкраевого пика, отвечающего $1s \rightarrow 3d$ переходам, которая очень чувствительна к сдвигу атома Ti из центра октаэдра TiO_6 , не зависит от легирования кристаллов свинцом.

В случае CaTiO_3 и SrTiO_3 увеличение DWF удавалось лишь частично объяснить моделью, в которой допускалась возможность одновременного

смещения атомов Pb вдоль тетрагональной оси из узлов решетки и поворота кислородных октаэдров вокруг той же оси при фиксированном положении атомов титана. Возможность поворота октаэдров в этих кристаллах связана с их хорошо известной структурной нестабильностью. Однако в случае BaTiO₃ такой нестабильности нет. По нашему мнению, большое значение DWF для первой координационной сферы во всех трех системах может быть связано с особенностями образования химической связи между атомами Pb и O. Свинец образует ковалентные связи с кислородом, но только с четырьмя из 12 окружающих его атомов, и, таким образом, оказывается нецентральной. В случае CaTiO₃ нецентральность Pb не обнаруживается из-за сильного различия ионных радиусов Pb²⁺ и Ca²⁺: свинец слишком сильно “зажат” в решетке.

Данные для примеси Mn

На рис. 1,*a* представлен спектры EXAFS для образца Sr(Ti_{0.97}Mn_{0.03})O₃, отожженного при 1100°C, а на рис. 1,*b* – и образца (Sr_{0.97}Mn_{0.03})TiO₃, отожженного при 1500°C. Анализ данных EXAFS для



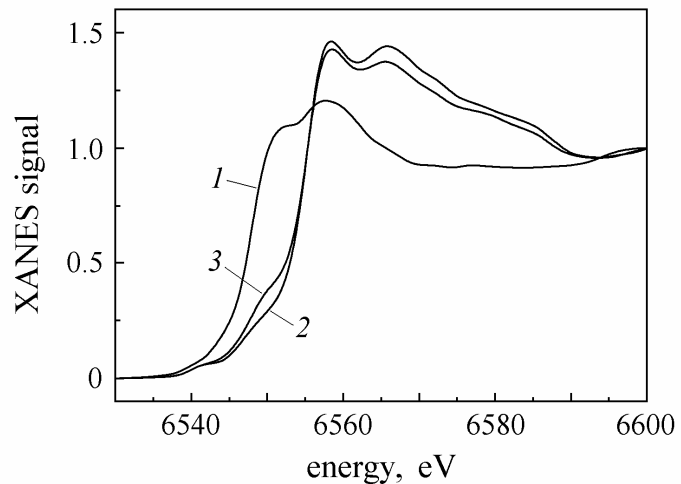
образца Sr(Ti_{0.97}Mn_{0.03})O₃ показывает, что спектры полностью соответствуют модели, в которой атомы Mn замещают атомы Ti и находятся в узловом положении.

Анализ спектров образца (Sr_{0.97}Mn_{0.03})TiO₃ показал, что их не удается описать в рамках моделей ни с узловым положением Mn в узле Ti, ни с узловым положением Mn в узле Sr. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных спектров EXAFS (см. рис.1,*b*) получилось в модели, предполагавшей нецентральное положение атома Mn в узле Sr, которое проявлялось в виде двух расстояний Mn–Ti (3.095 and 3.467 Å). Фактор DWF для первой ко-

ординационной сферы в этом образце оказался завышенным, как и в слу-

чае примеси Рb, что свидетельствовало о большом разбросе расстояний Mn-O. Из найденных расстояний Mn-Ti были оценены смещение атома Mn из узла *A* ($\sim 0.32 \text{ \AA}$) и «локальный» параметр решетки (3.78 \AA). Небольшое отклонение «локального» параметра решетки от параметра решетки, полученного из рентгеновских измерений (3.90 \AA), объяснялось локальной релаксацией решетки вокруг примесных атомов Mn, размер которых заметно меньше размера атомов Sr.

Спектры XANES для трех образцов показаны на рис.2. Из их сравнения видно, что края поглощения в спектрах образца $(\text{Sr}_{0.97}\text{Mn}_{0.03})\text{TiO}_3$, отожженного при 1500°C (кривая 1), и образца $\text{Sr}(\text{Ti}_{0.97}\text{Mn}_{0.03})\text{O}_3$, отожженного при 1100°C (кривая 2),



сдвинуты друг относительно друга на ~ 7 эВ. Это, совместно с данными EXAFS, прямо указывает на то, что атомы Mn в этих образцах находятся не только в двух различных узлах решетки, но и в двух различных зарядовых состояниях. Энергия края поглощения в образце 1 (примесь в узле *A*) ниже, чем в образце 2 (примесь в узле *B*), что указывает на

более низкую валентность атома в узле *A*. Сопоставляя положения краев в исследованных образцах с положением краев в эталонных образцах двух- и четырехвалентного марганца, можно сделать вывод о том, что ионы Mn имеют валентность +2 в узле *A* и валентность +4 в узле *B*. Из сравнения спектров XANES для образца номинального состава $(\text{Sr}_{0.97}\text{Mn}_{0.03})\text{TiO}_3$, отожженного при 1100°C (кривая 3), со спектрами образцов 1 и 2, видно, что спектр образца 3 представляет собой суперпозицию спектров 1 и 2, причем большая часть атомов Mn в нем находится в зарядовом состоянии +4, то есть замещает Ti несмотря на намеренное отклонение состава образца от стехиометрии (недостаток Sr). Термообработка образца 3 при 1500°C переводит примесные атомы Mn из узлов Ti в узлы Sr, в которых их зарядовое состояние равно +2.

Проведенные в работе эксперименты являются прямым доказательством нецентральности примеси Mn в узле *A* в SrTiO_3 и подтверждением гипотезы об этом, выдвинутой в работе [4] для объяснения необычных диэлектрических явлений в $\text{SrTiO}_3(\text{Mn})$. Полученные данные о локальном окружении примеси Рb в исследованных перовскитах позволяют сделать выводы о том, что основным фактором, ответственным за увеличение T_c в

$BaTiO_3(Pb)$, является нецентральность примесных атомов; фактором, ответственным за появление СЭ ФП в $CaTiO_3(Pb)$, является легирование кристалла атомами большего размера по сравнению с замещаемыми атомами, а $SrTiO_3(Pb)$ можно рассматривать как промежуточный случай, в котором действуют оба указанных фактора.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 08-02-01436.

Литература

1. V.V. Lemanov. *Ferroelectrics* **226**, 133 (1999).
2. А.И. Лебедев, И.А. Случинская, В.Н. Демин, И. Манро. *ФТТ* **41**, 1394 (1999).
3. А.И. Лебедев, И.А. Случинская, А. Ерко, А.А. Велигжанин, А.А. Чернышов. *ФТТ* **51**, 940 (1999).
4. А. Tkach, P.M. Vilarinho, A.L. Kholkin. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 172902 (2005).

МИКРОННЫЙ ЭЛЕКТРОВЗРЫВ И КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Профессор *Кузьмин Р.Н.*, профессор МГУСИ *Мискинова Н.А.*,
д.ф-м.н., вед.н.сотрудник *Швилкин Б.Н.*

Электровзрывы металлических проволочек и фольг проводятся уже второе столетие. Это незатейливое дело привлекательно тем, что в процессе взрыва образуется множество красочных картин от продуктов разлета вещества. Описание результатов авторами исследований подается в различных физических моделях, начиная от короткого замыкания, искрового разряда, лабораторной шаровой молнии, атомного взрыва (П.Л.Капица) и, наконец, до представленных в докладе космологических моделей. Именно, с последними моделями хорошо отождествляются экспериментальные картины электровзрывов металлических проволочек. Совокупный опытный материал содержит около 400 отдельных изображений, полученных при обработке короткометражных фильмов, снятых цифровым любительским фотоаппаратом. Металлическая проволочка представляется, как аналог сильно сжатого вакуумного состояния в Метагалактике, которое предшествовало Большому взрыву (Биг-Бенг). Действительно при электровзрыве наблюдается предстация температурного разогрева проволочки, которую мы представляем по аналогии с инфляционным процессом во Вселенной. При этом проволочка излучает тепловое (инфракрасное и другие длинноволновые излучения). В определенной точке проволочки, чаще посередине, происходит взрыв. По подобию, это и есть та самая сингулярность

взрыва, в которой во Вселенной произошло извержение. Легко понять, что эта первоначальная точка находится именно там для любого места фрагмента наблюдаемого нами взрыва (разрыва) проволочки. Расширение плазмы фиксируется на картинах фильма в непрозрачных облаках. Можно удивляться густому туману или снежной буре, которая предстает перед глазами теоретиков, интерпретирующих подобное явление на основе уравнений. В эти мгновения идет конкурентное столкновение электронов с ионами и наночастицами. Наступает формирование горячего образования, напоминающего шаровую молнию (размер ее более метра).

Надо указать, что нами было зафиксировано отделение вещества от излучения, благодаря элегантному приему: организации электровзрыва в движущейся, собственной системе координат в свободном пространстве лаборатории. Конечно, связать шкалы времен микровзрыва и Вселенной очень сложно на данном этапе исследований. Однако, наблюдаемые моменты времени можно приписать итогам формирования сжатых горячих аэрозолей (галактики, звезды). В лабораторном взрыве присутствуют подробности таких схем местных (пространственных) процессов, например, взрыв нейтронной звезды или даже наличие темной материи. Безусловно, такие сценарии, возможно, представлять при достаточно большой доле воображения. Например, такой, как проникновение шаровой молнии в микроскопические отверстия в оконном стекле. Этот процесс напоминает радиальную часть метрики Шварцшильда, отвечающей черной дыре, на границе плоского пространства (стекло) и рождение новой вселенной за стеклом в помещении с положительным давлением, что обеспечивается втягиванием пузыря "уличной" шаровой молнии, имеющей отрицательное давление.

Интересно отметить, что описание свидетелей природных шаровых молний, приведенное в свое время Стахановым И.П. в его книге [1]: "...идущие впереди видели, как ослепительный белый шар, находившийся на уровне верхушек дерева, медленно опускался вниз. Постепенно он менял окраску, превращаясь в желтый" или его обобщенное заключение: "шаровая молния может излучать мягкое ультрафиолетовое излучение, поглощение которого в окружающем воздухе может объяснить наблюдаемый голубой ореол". Подобные эффекты хорошо регистрируются в лаборатории. Пресловутый холодный ядерный синтез мирно уживается с шаровой молнией, имея, общие корни, определяемый различного вида разрядов. Ранее наблюдались изменения изотопного состава и трансмутация элементов, что не минуемо, принадлежит и ядерной физике. Лабораторная астрофизика ничем не хуже мысленных теоретических моделей, что хорошо подчеркнуто в книге академика В.Е.Фортова [2]. Интерпретация результатов продолжается, а намеченные эксперименты позволят уточнить то, что не удалось получить в первоначальных опытах. Отметим также практиче-

ский выход. Прирученная шаровая молния может служить источником света подобно мифологической лампе Алладина и быть источником теплового излучения, отдаленно напоминающего токамак. Поданы две заявки на авторские свидетельства, касающиеся точечной микросварки меди и железа, что представляет в практике большие сложности.

Литература

1. Стаханов И.П., О физической природе шаровой молнии. - М.: Энергоатомиздат, с.27, 69, 1985. -208 с.
2. В.Е.Фортов, -Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. -264 с.

ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ГЦК-УГЛЕРОДА

Профессор *Александров А.Ф.*, вед.инженер *Коробов Ю.А.*,
доцент *Хвостов В.В.* ассистент *Савченко Н.Ф.*, аспирант *Стрелецкий О.А.*

В последнее время углерод привлекает пристальное внимание исследователей как перспективный материал микроэлектроники в связи с идеей "С-троники" – идеей создания новой элементной базы микроэлектроники только на основе углерода.

Широкий спектр свойств структурных свойств углерода дает основание полагать, что на основе углерода могут быть получены базовые элементы микроэлектроники.

Одно из перспективных применений углеродных пленок – создание эффективных электронных эмиттеров и умножителей электронов. Однако проведенные исследования эмиссионных свойств алмазоподобных пленок не показали ожидаемый высокий коэффициент вторичной эмиссии, что объясняется низкой проводимостью алмаза, поскольку легирующей примеси n-типа до сих пор не обнаружено.

Ранее в нашей лаборатории была открыта и синтезирована новая форма углерода - ГЦК-углерод. На основе данных теоретического и экспериментального исследования его атомной и электронной структуры и электрофизических свойств доказано, что это - новая четвертая аллотропная форма углерода с новым для углерода типом химической связи, формируемым негибридизированными электронными орбиталями, обладающая высокими эмиссионными свойствами.

В настоящей работе представлены результаты исследования вторичной электронной эмиссии пленок ГЦК-углерода на отражение. Экспериментальные исследования вторично-электронных эмиссионных характери-

стик углеродных пленок проводились на сканирующем электронном микроскопе LEO-1455VP.

Измерения проводились в диапазоне энергий первичных электронов от 200 эВ до 4 кэВ. Исследовались пленки толщиной от 50 до 500 нм. Было обнаружено, что зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов имеет максимум, энергия которого определяется толщиной пленки. Максимальный коэффициент вторичной электронной эмиссии составил 3-5. Сравнительно низкое значение коэффициента вторичной эмиссии исследуемых пленок вероятно связано с высокой работой выхода. По данным электронной спектроскопии энергия сродства ГЦК-углерода составляет порядка 3 эВ. Поэтому увеличить коэффициент вторичной эмиссии представляется возможным приложением вблизи поверхности вытягивающего электрического поля. Проведены пробные измерения увеличения коэффициента вторичной электронной эмиссии внешним вытягивающим полем.

ОСОБЕННОСТИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ЦЕПОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ

Аспирант *Венедиктов В.А.*, профессор *Звягин И.П.*

Обсуждается микроскопическая модель проводимости неупорядоченных органических полупроводников с цепочечной структурой и особенности проводимости, связанной с прыжками носителей заряда между локализованными состояниями. Показано, что при учете конечности длины цепочек проводимость может экспоненциально зависеть одновременно и от температуры, и от длины сопряжения.

В последние годы большое внимание к себе привлекают электронные процессы в полупроводниковых материалах с цепочечной структурой, таких как неупорядоченные органические полупроводники (легированные сопряженные полимеры в полупроводниковой фазе), дискотики и неорганические полупроводники с цепочечной структурой (например, карбин и углеродные нанотрубки), в связи с возможностью их применений в тонкопленочных транзисторах, светодиодах и других устройствах полупроводниковой электроники. В диэлектрической фазе проводимость таких материалов, как правило, обусловлена прыжками по локализованным состояниям; об этом свидетельствует возрастание проводимости при повышении температуры и частоты [1–3], причем температурная зависимость проводимости описывается выражением

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left\{ - (T_0 / T)^\gamma \right\}, \quad (1)$$

где σ_0 – предэкспоненциальный множитель, T_0 – параметр Мотта, а показатель γ лежит в интервале $0.25 < \gamma < 1$. Хотя изучению моделей механизма проводимости посвящено большое число работ, до сих пор нет полной ясности в вопросе о микроскопической природе механизма транспорта в таких материалах и о роли квазиодномерной природы полимерных молекул и кластеров. Часто используется трехмерная модель системы точечных центров локализации со случайными энергиями или со случайными энергиями и координатами, причем плотность локализованных состояний считается гауссовой (модель гауссова беспорядка) или экспоненциальной (модель экспоненциальных хвостов). Эта модель позволяет объяснить (по крайней мере, качественно) указанные выше особенности температурной и частотной зависимостей проводимости при достаточно сильном беспорядке, однако ясно, что она не учитывает локальной структуры полимеров и не может описать таких наблюдаемых особенностей проводимости, как ее зависимость от длины сопряжения, которую можно изменять путем легирования полимера [1].

Как известно, структура неупорядоченных органических полупроводников существенно зависит от их типа и способа их приготовления, определяющих длины полимерных молекул (цепочек), сгруппированных в фибриллы, расположение дефектов в цепочках, взаимное расположение цепочек в фибриллах, а также взаимное расположение цепочек в фибриллах [1–3]. В полупроводниковой фазе электронные переходы, ответственные за проводимость, могут отвечать внутрицепочечным переходам, переходам между цепочками одной и той же фибриллы и переходам между цепочками разных фибрилл; относительная роль различных переходов определяется соответствующими вероятностями неупругого туннелирования, т.е. локальными геометрическими параметрами и конфигурацией фрагментов молекулярных цепочек и соответствующими интегралами переноса.

Проводимость неупорядоченных полупроводниковых полимеров иногда описывают, используя модель квазиодномерных стержней, хаотически расположенных в пространстве [4, 5]. Коль скоро транспорт определяется переходами между цепочками, в задаче R -протекания, когда темпы переходов между локализованными состояниями зависят от расстояний между областями локализации и слабо зависят от энергий состояний, основная экспоненциальная зависимость проводимости от параметров системы определяется критическим значением R_c расстояния между стержнями, $\sigma = \sigma_0 \exp\{-2R_c/a\}$, где σ_0 – предэкспоненциальный множитель, а a – длина затухания волновой функции в пространстве между стержнями. Порог протекания R_c зависит от концентрации стержней, беспорядка в их ориентации и их длины L ; распределение стержней по углам θ_i считалось равномерным в интервале $\pi/2 - \theta_\mu \leq \theta_i \leq \pi/2 + \theta_\mu$. Для двумерного масси-

ва стержней зависимость порога R_c от L , иллюстрирующая зависимость логарифма проводимости от длины сопряжения, показана на рис. 1. Видно, что эта зависимость выражена сильнее в материале с большим ориентационным беспорядком. Ее характер качественно согласуется с обсуждавшимся в работе [1] характером зависимости проводимости неупорядоченного полиацетилена от длины сопряжения при легировании группами CH_2CO .

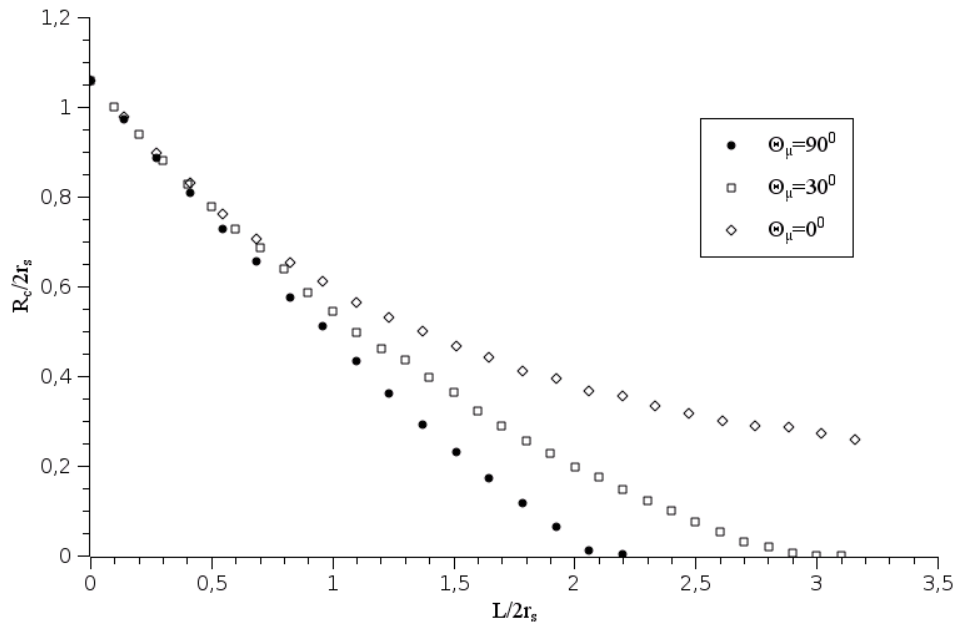


Рис. 1. Зависимость порога протекания R_c от длины стержней для различных значений угла θ_μ ; r_s – среднее расстояние между центрами стержней

Температурная зависимость проводимости моттовского типа (1) указывает на то, что реализуется режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП) при наличии широкого разброса энергий, тогда как в рассмотренной простейшей модели распределение энергий локализованных состояний не учитывалось. Особенности режима ПППДП для цепочечных структур можно описать в анизотропной модели, считая, что радиусы волновой функции $a_{||}$ (в направлении вдоль цепочек) и a_{\perp} (поперек цепочек) различны, причем $a_{||} \sim L_{conj}$, где L_{conj} – длина сопряжения [1]. Взаимосвязь между $a_{||}$ и L_{conj} можно получить, рассматривая полимер как плотную гранулированную структуру, в которой фрагменты цепочек рассматриваются как квазиодномерные гранулы. Как и для трехмерных гранулированных структур, гибридизация волновых функций фрагментов цепочек приводит к образованию слабо локализованных состояний, длина которых слабо определяются межцепочечными интегралами переноса и пропорциональна длине сопряжения [6]. В результате получаемая экспоненциальная зависимость проводимости от температуры и структурных

параметров системы определяется выражением (1), где $\gamma = 1/2$ (квазиодномерный случай), а параметр $T_0 \sim a_{\parallel}^{-1} \sim L_{conj}^{-1}$. Таким образом, рассматриваемый подход позволяет одновременно описать зависимости проводимости от температуры и длины сопряжения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Литература

1. S. Roth, in: Hopping Transport in Solids, Ed. M. Pollak, B. Shklovskii, North Holland, 1991, p. 377; S. Roth, H. Bleier, Adv. Phys. **36**, 385 (1987).
2. S. Baranovski, O. Rubel, in: Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics (ed. S. Baranovski). John Wiley & Sons, 2006, p. 221.
3. А.Н. Алешин, ФТТ **49**, 1921 (2007).
4. Q. Li, L. Cruz, Ph. Phillips, Phys. Rev. B **47**, 1840 (1993).
5. В.А. Венедиктов, Вестник центра хемотроники стекла им. В.В. Тарасова, №4, 181 (2008).
6. I. P. Zvyagin, R. Keiper, Phil. Mag. B, 81, 997 (2001).

Подсекция:
БИОХИМИЧЕСКАЯ
И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В.А.Твердислов, профессор Г.П.Петрова,
профессор А.К.Кукушкин

ОСОБЕННОСТИ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
МОЛЕКУЛ КОЛЛАГЕНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХПрофессор *Петрова Г.П.*, аспирантка *Сергеева И.А.*

Белки – высокомолекулярные природные органические вещества, играющие фундаментальную роль в структуре и жизнедеятельности организмов. Изучение белков как основного составного элемента живой природы, а также оценка влияния внешних факторов на белковые системы представляют собой огромный интерес для современной медицинской биофизики, молекулярной физики и экологии.

Коллаген является одним из наиболее важных и распространённых белков в живых организмах, составляя одну треть всех белков массы человеческого тела. Он выполняет главную структурную роль в живых организмах.

Основной целью данной работы было исследование молекулярно-динамических процессов, происходящих в растворах молекул коллагена при воздействии различных параметров среды (pH , концентрация белка, ионная сила, температура) методами статического и динамического рассеяния света.

С помощью метода статического светорассеяния были получены зависимости эффективной массы макромолекул коллагена в водных растворах при различных значениях показателя pH среды. При $pH=4.5$ значение молекулярной массы коллагена $M=297000$ г/моль хорошо согласуется с литературными данными.

Впервые была определена изоэлектрическая точка белка коллагена – $pH=6.0$ методом интегрального рассеяния света. Для определения изоэлектрической точки коллагена исследовалась зависимость коэффициента депolarизации от pH раствора. Экстремум этой зависимости наблюдается при значении $pH=6.0$.

Получено, что зависимость коэффициента межмолекулярного взаимодействия от pH в водных растворах коллагена нелинейна и имеет параболический характер с минимумом в изоэлектрической точке $pH=6.0$ белка.

Впервые с помощью метода фотонно - корреляционной спектроскопии получены значения коэффициента трансляционной диффузии в чистом водном растворе коллагена и в растворах, содержащих соли $CaSO_4$ и $NaCl$. PH – зависимости коэффициента D_t имеют максимум близи изоэлектрической точки белка.

Впервые обнаружено, что размер ионных радиусов металлов сильно влияет на электростатические взаимодействия между макромолекулами белка. Взаимодействие ионов калия и тяжелого металла свинца, обладающих сравнительно большими ионными радиусами (K^+ - $1,33\text{\AA}$, Pb^{2+} - $1,2\text{\AA}$), в

растворах с коллагеном приводят к образованию макромолекулярных комплексов – дипольных белковых наноструктур.

Было показано, что значения коэффициентов диффузии в водных растворах коллагена, содержащих соли KCl и $Pb(CH_3COO)_2$, уменьшаются с ростом ионной силы раствора. Это указывает на увеличение массы рассеивающих частиц с ростом концентрации ионов K^+ и Pb^{2+} в растворе.

Обработка данных по угловому рассеянию света в водных растворах коллагена с солями $CaSO_4$, $NaCl$, KCl и $Pb(CH_3COO)_2$ позволяет определить наиболее вероятную форму и размер наноструктур, образующихся в результате взаимодействия ионов металлов с молекулами белка.

Получена зависимость относительного коэффициента трансляционной диффузии коллагена от его концентрации в водном растворе. С ростом концентрации диффузионный коэффициент уменьшается и достигает минимального значения при концентрации около 1% (1.1×10^{16} частиц в cm^3 , 5,5 мг/мл).

Установлено, что коэффициент диффузии при нагревании водного раствора коллагена имеет характерную зависимость с минимумом в области оптимальной температуры тела человека ($37^{\circ}C$). В области данной температуры наблюдается, вероятно, фазовый переход и дальнейшее нагревание приводит к необратимым изменениям в структуре молекул белка - его денатурации.

Полученные в работе результаты способствуют развитию представлений о молекулярно-динамических процессах, происходящих в растворах белковых макромолекул, содержащих ионы легких и тяжелых металлов, а также вносят вклад в понимание природы межмолекулярных взаимодействий.

Изученное в работе поведение макромолекул коллагена в растворах и их взаимодействие с ионами различных солей, в том числе с ионами тяжелых металлов, позволяет установить возможные патологические процессы в организме человека, происходящие под воздействием неблагоприятных факторов окружающей среды.

Как известно, токсичные и ядовитые вещества могут проникать внутрь организма через кожу и накапливаться в нем. Именно в коже содержится большая часть коллагена первого типа, который и являлся объектом исследования в данной работе. Содержание тяжелых металлов в окружающей нас среде увеличивается с каждым днем в результате деятельности человека, поэтому воздействие их на здоровье человека, в том числе и на слизистые оболочки, кожный покров имеет важное практическое значение для медицины, экологии и косметологии.

ВОЗМОЖНЫЕ КИНЕТИКИ ИНДУКЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ФОТОСИНТЕЗА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЁН

Мл. науч. сотр. *Киржанов Д.В.*, студент *Алексеев А.А.*,
профессор *Кукушкин А.К.*

Немонотонные индукционные процессы проявляются при фотосинтезе вследствие регуляции [1]. В экспериментах были обнаружены затухающие колебания скорости поглощения CO_2 и интенсивности флуоресценции фотосистемы II (ФС2). В эксперименте эти колебания наблюдаются в ответ на резкое изменение условий внешней среды. Их период может составлять несколько десятков секунд. Однако, в литературе отсутствуют сведения о колебаниях сигнала ЭПР фотосистемы I (ФС1). В случае обнаружения, такие колебания могли бы стать дополнительным обоснованием существования некоторых механизмов регуляции фотосинтеза. Теоретическое объяснение этих колебаний подтвердило бы полноту существующих теорий регуляции. Для получения колебательного режима используется разработанная ранее математическая модель [2], модифицированная для проведения исследований в широком диапазоне времён ([3], система уравнений 1). В модели световые стадии учитывают поглощение энергии света, миграцию возбуждений и разделение зарядов в ФС1 и ФС2, а так же флуоресценцию пигментов антенны ФС2. Цепь электронного транспорта между ФС1 и ФС2 состоит из 3 переносчиков. В модели учтены 5 наиболее важных стадий с участием интермедиатов цикла Кальвина.

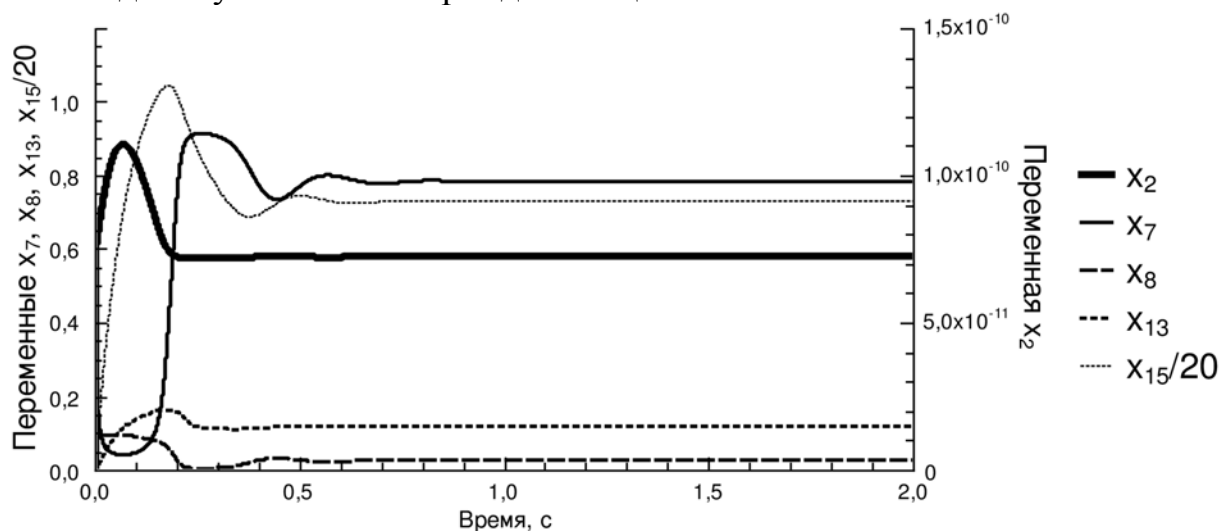


Рисунок 1. Зависимости переменных модели от времени.

На рис. 1 приведены зависимости переменных x_2 (соответствует флуоресценции ФС2), x_7 (число реакционных центров (РЦ) P700^+ , переменная пропорциональна сигналу ЭПР ФС1), x_8 (F^- , акцепторы ФС1), x_{13} (РБФ) и

x_{15} (АТФ) от времени. Соответствующий режим наблюдается в модели при следующих значениях параметров системы уравнений:

$$a_{1f} = 10; a_{2f} = 1; g_{1f} = g_{2f} = 3 \cdot 10^9; a_{1b} = a_{2b} = g_{1b} = g_{2b} = 10^9; b_{1f} = b_{2f} = 10^{11}; \\ b_{1b} = b_{2b} = r_b = w = 10^3; p = 10^4; p_3 = 600; r_f = 3 \cdot 10^3; p_1 = 1,8 \cdot 10^4; \\ p_{10} = p_{12} = 300; p_{11} = p_{13} = 3; p_{f1} = p_{f2} = 0,01; s_{12} = s_{21} = p_{O_{2,1}} = p_{O_{2,2}} = 0; \\ N_1 = N_2 = F_0 = P[CO_2] = 1; M_1 = M_2 = 100; Q_0 = U_0 = 10; A_0 = 50.$$

Физический смысл параметров изложен в [3]. В начальный момент времени все пигменты антенн находятся в основном состоянии ($x_1(0)=x_5(0)=0$), все РЦ ФС1 и ФС2 — в основном восстановленном состоянии ($x_2(0)=x_3(0)=x_6(0)=x_7(0)=0$), все переносчики электронов между ФС1 и ФС2 окислены ($x_4(0)=x_8(0)=x_9(0)=0$). В момент включения света в строме присутствуют Р5Ф ($x_{12}(0)=1$), ФГК ($x_{14}(0)=2$) и АТФ ($x_{15}(0)=0,5$). Концентрации остальных веществ равны нулю ($x_{10}(0)=x_{11}(0)=x_{13}(0)=0$).

Выбранные начальные условия рассматриваемого режима соответствуют состоянию зелёного листа после длительной темновой адаптации. Зависимости переменных от времени получены при моделировании фотосинтеза под действием постоянного освещения, включённого в начальный момент времени. Полученные индукционные кривые содержат колебания сигнала ЭПР ФС1 и концентраций интермедиатов цикла Кальвина. Колебания флуоресценции ФС2 при тех же условиях не наблюдаются.

Колебания переменных на рис. 1 возникают вследствие взаимодействия цикла Кальвина со световыми процессами с участием АТФ и НАДФ. Вскоре после включения света в строме хлоропласта быстро возрастает концентрация АТФ. Из-за этого уменьшаются концентрации Р5Ф (x_{12}) и ФГК (x_{14}) и увеличивается концентрация ДФГК (x_{10}). С ростом концентрации ДФГК возрастает потребление переносчиков F^- (x_8). В тот момент, когда число переносчиков F^- уменьшается почти до нуля, прекращается циклический электронный транспорт. Как следствие, уменьшается скорость восстановления РЦ ФС1 за счёт циклического переноса электронов, а вслед за ней — и концентрация АТФ. Этот момент времени соответствует максимуму сигнала ЭПР ФС1, он объясняется недостаточной скоростью восстановления РЦ ФС1.

При недостатке АТФ замедляется работа цикла Кальвина и уменьшается скорость потребления НАДФН₂. НАДФН₂ накапливается, этот момент времени соответствует максимуму $x_8(t)$. В некоторых режимах удаётся достичь увеличения числа переносчиков F^- до величины, близкой к F_0 . Так как сумма концентраций НАДФН₂ и НАДФ⁺ остаётся постоянной, НАДФ⁺ не может выступить в роли акцептора электрона. Из-за недостатка НАДФ⁺ замедляется скорость окисления РЦ ФС1. Следовательно, максимуму $x_8(t)$ соответствует минимум $x_7(t)$ (сигнала ЭПР ФС1).

При неизменных значениях констант скоростей стадий цикла Кальвина наблюдаемые колебания проще всего получить путём изменения параметров p_3 (константа циклического транспорта электронов) и p_{f1} (фактор сопряжения переноса электронов на окисленные РЦ ФС1 с синтезом АТФ). Соответствующие изменения зависимостей $x_7(t)$ и $x_8(t)$ изображены на рис. 2.

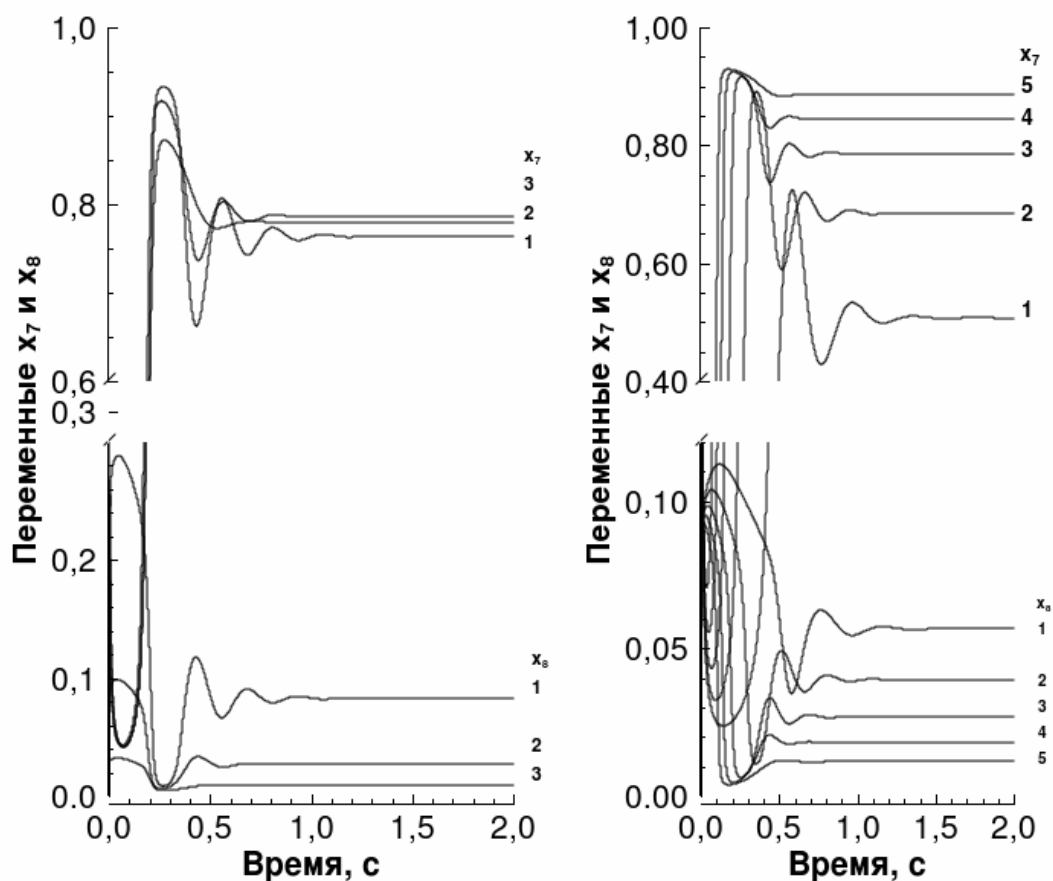


Рис. 2. Зависимости $x_7(t)$ и $x_8(t)$ при различных значениях параметров p_3 (слева, 1. $p_3=190$; 2. $p_3=340$; 3. $p_3=600$; 4. $p_3=1100$; 5. $p_3=1900$) и p_{f1} (справа, значения 1. $p_{f1}=0,0056$; 2. $p_{f1}=0,0075$; 3. $p_{f1}=0,01$; 4. $p_{f1}=0,013$ и 5. $p_{f1}=0,017$).

Для получения колебаний сигнала ЭПР существенен выбор интенсивности и спектрального состава поглощаемого света.

Литература

[1] *Nguyen T.T.F., Karelina T.A., and Kukushkin A.K.* Regulation of photosynthesis: Analysis of a model for sensitivity of delayed luminescence oscillation and the CO_2 fixation rate to variation of the model parameters// *Biophysics* 52(5), Springer. - 468–475. - 2007;

[2] *Караваяев В.А., Кукушкин А.К.* Теоретическая модель световых и темновых процессов фотосинтеза: проблема регуляции// *Биофизика* 38(6). - 958–975. - 1993;

[3] *Кукушкин А.К., Киржанов Д.В.* Теоретическое исследование модели фотосинтеза высших растений в широком диапазоне времён// Тезисы докладов Ломоносовских чтений — 2008 (секция физики). – Москва: Физ.ф-т МГУ им. М.В.Ломоносова. - 2008

МИТОХОНДРИАЛЬНО-НАПРАВЛЕННЫЕ АНТИОКСИДАНТЫ mitoQ и SkQ: СПЕКТРАЛЬНЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВОБОДНОРАДИКАЛЬНЫХ ИНТЕРМЕДИАТОВ

Профессор *Рууге Э.К.*,

науч. сотр. *Свириева И.В.* (Росс. кардиолог. НПК Росмедтехнологий),
ст. науч. сотр. *Шумаев К.Б.* (Росс. кардиолог. НПК Росмедтехнологий)

Митохондрии играют первостепенную роль не только в энергетическом метаболизме клеток, но также в разнообразных регуляторных и сигнальных событиях, являющихся ответом на патологический стресс. Это делает их привлекательным объектом для создания лекарств направленного действия. Благодаря физико-химическим свойствам митохондрий, имеющих большой отрицательный потенциал (–180 мВ) на границе внутренней мембраны с матриксом, и антиоксидантным свойствам убихинона и пластохинона, стало возможным создание митохондриально-направленных антиоксидантов. В молекулах таких антиоксидантов удачно сочетаются положительно заряженные гидрофобные группы (трифенилфосфоний, родамин и др.) и выше упомянутые хиноны – убихинон или пластохинон [1,2]. Хорошо известно, что в окислительно-восстановительных реакциях, протекающих в биологических системах с участием хиноидных соединений, в качестве промежуточных продуктов должны образоваться свободные радикалы – семихиноны. Методы ЭПР позволяют изучать электронную структуру образовавшихся семихинонных свободных радикалов путем определения значений тензора g-фактора и констант сверхтонкого взаимодействия, чувствительных к локальному окружению радикала, в частности, к образовавшимся водородным связям.

Целью нашей работы было изучение спектральных и кинетических характеристик свободнорадикальных интермедиатов митохондриально-направленных антиоксидантов, созданных на основе убихинона (mitoQ) или пластохинона (SkQ), а также их короткоцепочечных аналогов. Были определены параметры спектров ЭПР семихинонных форм mitoQ (2,3-

диметокси-5-метил-6-децилтрифенилфосфоний-1,4-бензохинона), SkQ1 (2,3-диметил-6-децилтрифенилфосфоний-1,4-бензохинона), SkQ5 (2,3-диметил-6-пентилтрифенилфосфоний-1,4-бензохинона), SkQR1 (2,3-диметил-6-родамин-1,4-бензохинона), SkQ3 (2,3,5-триметил-6-децилтрифенилфосфоний-1,4-бензохинона), CoQ₀ (2,3-диметокси-5-метил-1,4-бензохинона), PQ₀ (2,3-диметил-1,4-бензохинона) и TМQ (2,3,5-триметил-1,4-бензохинона). Семихиноны образовывались в процессе аутоокисления соответствующих хинолов в слабо-щелочной среде (этанол,

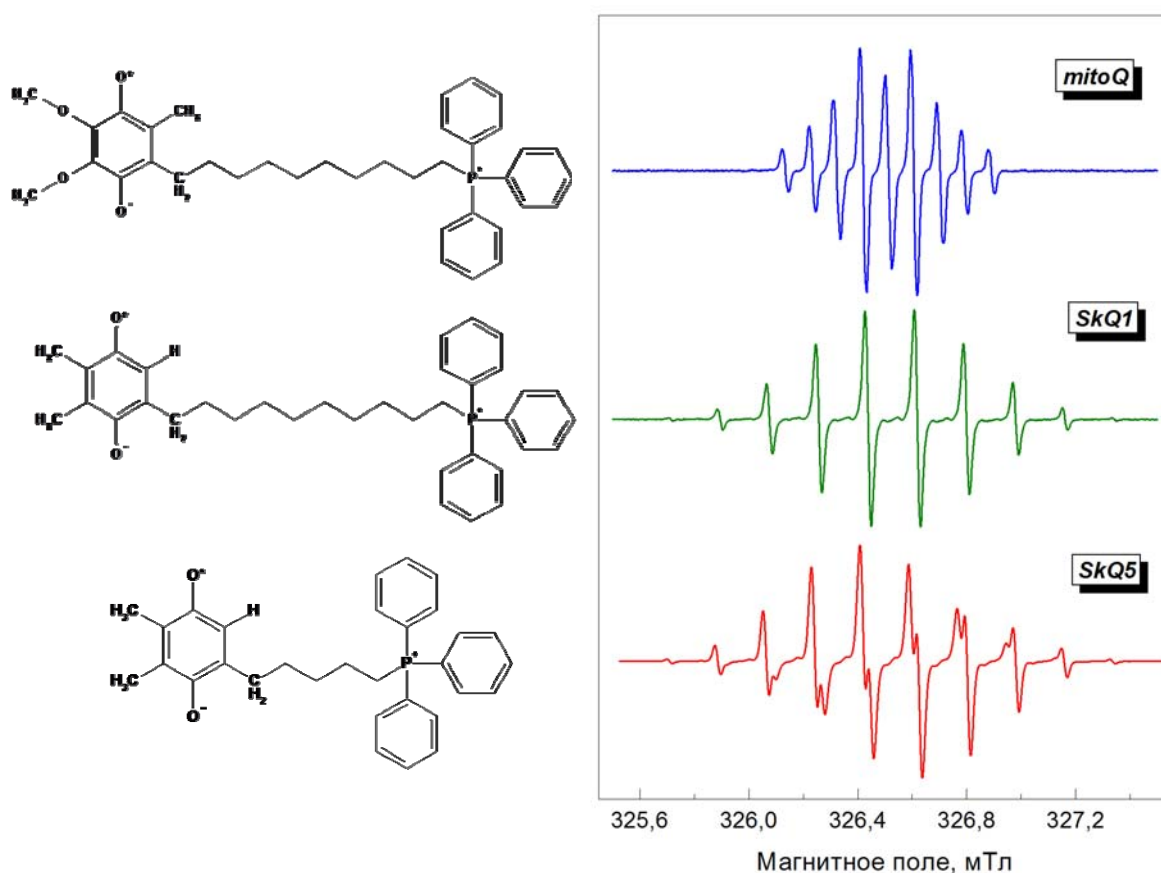


Рис. 1. Структурные формулы и спектры ЭПР анион-радикалов mitoQ, SkQ1 и SkQ5 в этаноле

смесь этанол-фосфатный буфер, изопропанол, диметилсульфоксид), спектры ЭПР регистрировались в условиях варьируемой оксигенации образца. Свободнорадикальные интермедиаты mitoQ и SkQ образовывались при всех использованных концентрациях кислорода (от 2% до 21%) в среде инкубации, однако их выход зависел существенным образом от содержания кислорода в среде. На рис. 1 приведены характерные спектры ЭПР семихинонов mitoQ, SkQ1 и SkQ5. Замедление вращательной диффузии как mitoQ, так и SkQ в среде в большей вязкостью (до 75% глицерина) приводило к увеличению ширины компонент спектра за счет роста вклада анизотропного сверхтонкого взаимодействия. Параметры сверхтонкой структуры

спектров ЭПР как катионных производных убихинона (mitoQ) или пластохинона (SkQ), так и их короткоцепочечных аналогов четко показывают, что семихиноны всех указанных соединений существуют преимущественно в форме анион-радикалов, которые могут быть стабилизированы при наличии подходящего окружения, в частности, благодаря образованию водородных связей. Нами проведено исследование влияния среды инкубации с другой полярностью – диметилсульфоксида – на спектры ЭПР семихинонов mitoQ, SkQ и их аналогов. Общие характеристики спектров ЭПР анион-радикалов всех исследованных нами хиноидных соединений в диметилсульфоксиде сохраняются. При этом происходит небольшое увеличение среднего значения g -фактора и изменится распределение электронной плотности по атомам хиноидного кольца, что, в свою очередь, приводит к дополнительному расщеплению компонент сверхтонкой структуры спектров ЭПР. Следует отметить, что использование диметилсульфоксида в качестве растворителя приводит к стабилизации семихинонных форм mitoQ и SkQ, однако, практически не влияет на кинетику образования и гибели свободных радикалов их аналогов Q_0 и PQ_0 .

Таким образом, нами показано, что кинетика образования и гибели свободных радикалов митохондриально-направленных антиоксидантов – катионных производных убихинона и пластохинона, а также параметры сверхтонкой структуры их спектров ЭПР существенным образом зависят как от строения хиноидного кольца, так и от боковых групп.

Работа выполнена при поддержке Центра митоинженерии МГУ и РФФИ (грант № 08-04-00992).

Литература

1. James A.M., Cocheme H.M., Smith R.A.J., Murphy M.P. Interactions of mitochondria-targeted ubiquinones with the mitochondrial respiratory chain and reactive oxygen species. Implications for the use of exogenous ubiquinones as therapies and experimental tools. *Journal of Biological Chemistry* 2005, **280** (22), 21295-21312.

2. Антоненко Ю.Н., Аветисян А.В., Бакеева Л.Е., Черняк Б.В., Чертков В.А., Домнина Л.В., Иванова О.Ю., Изюмов Д.С., Хайлова Л.С., Клишин С.С., Коршунова Г.А., Лямзаев К.Г., Мунтян М.С., Непряхина О.К., Пашковская А.А., Плетюшкина О.Ю., Пустовидко А.В., Рогинский В.А., Рокицкая Т.И., Рууге Э.К., Сапрунова В.Б., Северина И.И., Симонян Р.А., Скулачев И.В., Скулачев М.В., Сумбатьян Н.В., Свиряева И.В., Ташлицкий В.Н., Васильев Ю.М., Высоких М.Ю., Ягужинский Л.С., Замятнин А.А., Скулачев В.П. Производное пластохинона, адресованное в митохондрии, как средство, прерывающее программу старения. 1. Катионные производ-

ные пластохинона: синтез и исследование *in vitro*. Биохимия 2008, **73** (12), 1589-1606.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В.Ф.Бутузов, профессор В.Ч.Жуковский,
профессор Б.И.Садовников

ОБРАЗОВАНИЕ ЛОВУШЕЧНОЙ ПОВЕРХНОСТИ
ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ
В МНОГОМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Профессор *Василенко О.И.*

В последнее время проявляется значительный интерес к процессам образования черных дыр при столкновениях ультрарелятивистских частиц. Новый интерес к проблеме возник после предложения разрешения проблемы иерархии, основанного на введении дополнительных измерений, больших по сравнению с характерным размером слабого взаимодействия. В этом случае величина массы Планка может составить несколько ТэВ, что позволило бы обнаружить связанные с существованием дополнительных измерений эффекты в экспериментах с космическими лучами и астрофизических наблюдениях [1].

Рассмотрим две ультрарелятивистские частицы, движущиеся в пространстве Минковского с координатами $(\bar{t}, \bar{z}, \bar{x}^i)$ вдоль оси \bar{z} навстречу друг другу с нулевым прицельным параметром ($\bar{x}^i = 0$). Введем координаты светового конуса: $\bar{u} = \bar{t} - \bar{z}, \bar{v} = \bar{t} + \bar{z}$. В предельном ультрарелятивистском случае для частицы с исчезающе малой массой и фиксированной энергией μ , движущейся в направлении $+z$, метрика описывается решением для ударной волны Айчельбурга-Сексла

$$ds^2 = -d\bar{u}d\bar{v} + d\bar{x}^i{}^2 + \Phi(\bar{x}^i)\delta(\bar{u})d\bar{u}^2. \quad (1)$$

Функция Φ зависит только от поперечного радиуса $\bar{r} = \sqrt{\bar{x}^i\bar{x}_i}$ и имеет вид

$$\Phi = -2a \ln(\bar{r}) \quad \text{при } D = 4; \quad \Phi = \frac{2a^{D-3}}{(D-4)\bar{r}^{D-4}} \quad \text{при } D > 4,$$

$$a = \left(\frac{8\pi G_D \mu}{\Omega_{D-3}} \right)^{1/(D-3)}, \quad (2)$$

где Ω_{D-3} — объем единичной $(D-3)$ -мерной сферы и G_D — D -мерная гравитационная постоянная. Сингулярность в метрике (1) можно устранить введением новых координат (u, v, x^i)

$$\bar{u} = u, \quad \bar{v} = v + \Phi\theta(u) + \frac{u\theta(u)(\nabla\Phi)^2}{4}, \quad \bar{x}^i = x^i + \frac{u}{2}\nabla^i\Phi(x)\theta(u). \quad (3)$$

В этих координатах геодезические и их касательные непрерывны на фронте волны при $u = 0$. Метрика (1) является плоской везде, кроме фронта волны при $u = 0$. Поэтому метрику для двух ударных волн для моментов времени $\bar{t} < 0$, предшествующих столкновению, можно получить, объединив

(1) с аналогичной метрикой для частицы, движущейся вдоль $\bar{v} = 0$ в направлении $-z$, и отождествив области между волнами. В координатах (3) объединенная метрика имеет вид

$$ds^2 = -du dv + \left(H_{ik}^u H_{jk}^u + H_{ik}^v H_{jk}^v - \delta_{ij} \right) dx^i dx^j, \quad (4)$$

$$H_{ij}^u = \delta_{ij} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi(x)}{\partial x^i \partial x^j} u \theta(u), \quad H_{ij}^v = \delta_{ij} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi(x)}{\partial x^i \partial x^j} v \theta(v). \quad (5)$$

Критерием образования черной дыры при столкновении частиц служит появление области пространства, которую не могут покинуть световые лучи. Границей этой области и является ловушечная поверхность [2,3]. Более строгое определение следующее: ловушечная поверхность T это замкнутая пространственноподобная $(D-2)$ -поверхность, такая что световые геодезические, пересекающие ее ортогонально, локально сходятся в направлении будущего. Из определения следует, что объем перенесенной $(D-2)$ -поверхности, образованной точками ортогональных к T нулевых геодезических, расположенными на равных расстояниях от T , должен уменьшаться при удалении от T .

Далее мы будем использовать следующее сечение пространства-времени: область $I - (t = z, t \leq T)$; область $II - (t = T, T \leq z \leq -T)$; область $III - (t = -z, t \leq T)$. Здесь $T \leq 0$ и столкновение частиц происходит при $(T = 0, z = 0)$.

Согласно выбранному сечению ловушечную поверхности M в области II можно определить соотношениями: $t = T = \text{const}, z = \delta f(r), \delta = \text{sgn } z$. Нулевые нормали N к этой поверхности имеют вид ($f' = df/dr, \varepsilon = \pm 1$)

$$N(\varepsilon, \delta) = \left[N^t, N^z, N^r, \vec{N}^\phi \right] (\varepsilon, \delta) = \left[1, -\frac{\varepsilon \delta}{\sqrt{1 + f'^2}}, \frac{\varepsilon f'}{\sqrt{1 + f'^2}}, \vec{0} \right]. \quad (6)$$

Нулевая геодезическая, нормально пересекающая ловушечную поверхности в точке $(T, z_0 = f(r_0) \equiv f_0, r_0, \vec{\phi}_0)$, является прямой линией, описываемой уравнениями

$$t = T + \tau, \quad z = \delta f_0 - \tau \frac{\varepsilon \delta}{\sqrt{1 + f_0'^2}}, \quad r = r_0 + \tau \frac{\varepsilon f_0'}{\sqrt{1 + f_0'^2}}, \quad \vec{\phi} = \vec{\phi}_0. \quad (7)$$

Подобные геодезические переносят ловушечную поверхность M на расстояние τ . Обозначим перенесенную поверхность через $M(\varepsilon, \tau)$. Ее объем $S(\varepsilon, \tau)$ равен

$$S(\varepsilon, \tau) = \Omega_{D-3} \int r^{D-3} dl, \quad (8)$$

где dl — элемент образующей поверхности $M(\varepsilon, \tau)$ в плоскости (z, r) , который согласно (7) может быть выражен через не зависящий от τ элемент dr_0 как

$$dl = \sqrt{dr^2 + dz^2} = \sqrt{\left(\frac{dr}{dr_0}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dr_0}\right)^2} dr_0 = \sqrt{1 + f'^2_0} \left[1 + \frac{\tau \varepsilon f''_0}{(1 + f'^2_0)^{3/2}} \right] dr_0. \quad (9)$$

Для малых τ выражение (8) может быть записано в форме

$$S(\varepsilon, \tau) = \Omega_{D-3} \int r_0^{D-3} \sqrt{1 + f'^2_0} \left\{ 1 + \frac{\tau \varepsilon}{\sqrt{1 + f'^2_0}} \left[\frac{(D-3)f'_0}{r_0} + \frac{f''_0}{1 + f'^2_0} \right] + O(\tau^2) \right\} dr_0. \quad (10)$$

Согласно определению ловушечной поверхности уравнение для функции $f(r)$ можно получить из требования, чтобы для малых τ объем $S(\varepsilon, \tau)$ уменьшался при увеличении τ для обоих значений $\varepsilon = \pm 1$. Необходимым условием этого является равенство нулю линейного по τ члена в правой части соотношения (10). Интегрирование получающегося уравнения дает явную форму соотношения, описывающего внутреннюю ловушечную поверхность

$$z = \delta R \int_1^{r/R} \frac{d\rho}{\sqrt{\rho^{2(D-3)} - 1}}, \quad (11)$$

где $R = R(T)$ — радиус поверхности при $z = 0$. В случае $D = 4$ поверхность представляет собой катеноид: $r = R \cosh(z/R)$.

С точки зрения наблюдателя во внешних областях ($|z| > -t$) столкновение происходит при

$$\bar{u} = +0, \quad \bar{v} = +0. \quad (12)$$

Поскольку метрика в этих областях минковская и задача аксиально симметрична, то нулевые геодезические ортогональные плоскости (12) являются параллельными прямыми, имеющими нулевое схождение. Таким образом, плоскость (12) удовлетворяет условиям, предъявляемым к ловушечной поверхности, и уравнения (12) можно рассматривать, как соотношения, определяющие ее вид на фронтах, т.е. в областях I и III . В новых координатах (u, v, r, ϕ^k) уравнения ловушечной поверхности в области I с

нулевыми нормальными $n = \left[n^u, n^v, n^r, \vec{n}^\phi \right]$ согласно (3), (12) принимает вид

$$u = +0, \quad v + \Phi(r) - \Phi(r_c) = 0, \quad (13)$$

$$n_1 = [0, 1, 0, \vec{0}], \quad n_2 = \left[\left(\frac{r}{a} \right)^{D-3}, \left(\frac{a}{r} \right)^{D-3}, 1, \vec{0} \right].$$

Аналогично описывается ловушечная поверхность в области III

$$v = +0, \quad u + \Phi(r) - \Phi(r_c) = 0, \quad (14)$$

$$n_3 = [1, 0, 0, \vec{0}], \quad n_4 = \left[\left(\frac{a}{r} \right)^{D-3}, \left(\frac{r}{a} \right)^{D-3}, 1, \vec{0} \right].$$

Гладкость перехода от (13) к (14) обеспечивается при выполнении в момент столкновения $u = v = 0$ равенства $n_2 = n_4$. Это условие определяет радиус r_c ловушечной поверхности в момент столкновения $r_c \equiv r_b(T=0) = a$. Требуя непрерывности ловушечной поверхности на границе областей I и II и принимая во внимание (13) и (11), получаем уравнения для $R(T)$ и радиуса ловушечной поверхности на границе $r_b(T)$

$$T = \frac{1}{2} [\Phi(a) - \Phi(r_b)] = -R \int_1^{r_b/R} \frac{d\rho}{\sqrt{\rho^{2(D-3)} - 1}}. \quad (15)$$

Такие же соотношения получаются при рассмотрении границы областей II и III.

Ловушечная поверхность появляется в момент времени $t = T_{min}$, когда $r_b = r_b(T_{min})$. Далее r_b увеличивается с ростом T и достигает своего максимального значения a к моменту столкновения $T = 0$. Зависимости T_{min} , $R(T_{min})$ и $r_b(T_{min})$ от D представлены в таблице.

D	T_{min} / a	R_{min} / a	$r_b(T_{min}) / a$
4	-0.43	0.36	0.65
5	-0.32	0.47	0.76
6	-0.26	0.54	0.81
7	-0.22	0.60	0.85
8	-0.19	0.64	0.87
9	-0.17	0.67	0.89
10	-0.15	0.69	0.90

Литература

1. S. B. Giddings, arXiv:0709.1107 [hep-ph]; P. Kanti, arXiv:0802.2218 [hep-th].
2. D. M. Eardley and S. B. Giddings, Phys.Rev. D, **66** (2002) 044011
3. О. И. Василенко // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2004, № 4, С. 42–45; О. I. Vasilenko// Class. Quantum Grav. 25 (2008) 175021

ИНТЕГРАЛ СТОЛКНОВЕНИЯ ДЛЯ КРИТИЧЕСКИХ ОБЛАСТЕЙ

Доцент *Исаев Ю.М.*, аспирант *Золотарев П.С.*

Вопрос отыскания интеграла столкновения для критических областей (КО) является исключительно важной задачей, которая часто возникает перед физиками-теоретиками в таких разделах физики, как геофизика, астрофизика, физика конденсированного состояния вещества и в ряде других, в частности для описания перемещения сыпучего материала. Подход, предложенный в работе [1], оказывается уместным и в изучении трансляции сыпучей массы в спирально-винтовом транспортере (СВТ). Теоретическое сопровождение такого рода устройств представляется исключительно важным и до сих пор нерешенным вопросом современной физики. В самом деле, в то время как использование и конструкционное исполнение СВТ осуществляется сравнительно давно, нет общего соглашения о физическом приближении для описания поведения сыпучего материала в кожухе СВТ и конструкторы до сих пор склонны руководствоваться эмпирическими данными при создании проблемно-ориентированных СВТ. На наш взгляд неоправданно пренебрегают кинетическим подходом для теоретического сопровождения СВТ [1].

Важным наблюдательным эффектом является осыпание материала при перемещении в СВТ. Этот процесс оказывает сильное влияние на важнейший показатель СВТ – производительность.

В СВТ также существуют КО, попадая в которые частицы материала подвергаются «захвату» и дальнейшему «переизлучению» в рукаве или в заборном окне, что несомненно снижает концентрацию частиц в зависимости от пройденного пути и распределения КО¹

В этом контексте решается кинетическое уравнение Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{r} \frac{\partial f}{\partial r} + \dot{p} \frac{\partial f}{\partial p} = C[f] + \alpha(r, p, t) - |v| \int \beta(\Gamma, \Gamma') f(\Gamma') d\Gamma', \quad (1)$$

где $f(r, p, t)$ – число частиц в элементарном фазовом объеме $d\Gamma$, $C[f]$ – интеграл столкновений, $\alpha(r, p, t)$ описывает источник частиц, $\beta(\Gamma, \Gamma')$ – рассеяние на КО, $|v| = p/m$. Наша задача найти выражение для $\beta(\Gamma, \Gamma')$.

Примем во внимание одиночную КО, представляющую собой пару сопряженных сфер S_{\pm} с радиусом a и расстоянием между их центрами $d = |\vec{R}_{+} - \vec{R}_{-}|$. Внутренние области сфер удалены, а поверхности склеены друг с другом. Аналогией для КО выступает пара сопряженных зеркал, так

¹ Заметим, что в основном КО находятся в центре СВТ и их количество с перемещением в сторону выгрузки уменьшается.

что, в случае падения частицы на одно из зеркал, отраженная частица исходит из сопряженного зеркала.

Рассмотрим произвольную точку \vec{r} на сфере S_- , то есть $\vec{r} \in S_-$ и, следовательно, $\xi_-^2 = (\vec{r} - \vec{R}_-)^2 = a^2$. Процедура склейки преобразует эту точку в сопряженную $\vec{r}' \in S_+$, которая выражается соотношением $\vec{r}' = \vec{R}_+ + \vec{\xi}_+$, где $\vec{\xi}_+$ связана с $\vec{\xi}_-$ посредством некоторого поворота $\xi_+^\alpha = U_\beta^\alpha \xi_-^\beta$. Для КО находим

$$\int \beta(\Gamma, \Gamma') f(\Gamma') d\Gamma' = (f - f_+) \delta(\xi_+ - a) + (f - f_-) \delta(\xi_- - a),$$

где использована система обозначений $\vec{\xi}_\pm = \vec{r} - \vec{R}_\pm$, $f'_\pm = f(r_\pm, p_\pm, t)$,

$$\begin{aligned} \vec{r}'_\pm &= \vec{R}'_\mp + U^{\mp 1} \vec{\xi}'_\pm, \\ \vec{p}'_\pm &= U^{\mp 1} (\vec{p} - 2(pn_\pm) \vec{n}_\pm), \end{aligned} \quad (2)$$

и $\vec{n}_\pm = \vec{\xi}_\pm / a$. Это и определяет матрицу рассеяния $\beta(\Gamma, \Gamma')$ для одиночной КО в виде $\beta(\Gamma, \Gamma') = \beta_+(\Gamma, \Gamma') + \beta_-(\Gamma, \Gamma')$, где

$$\beta_\pm(\Gamma, \Gamma') = \delta(\xi_\pm - a) [\delta(r - r') \delta(p - p') - \delta(r_\pm - r') \delta(p_\pm - p')]. \quad (3)$$

Пусть $F(R_\pm, a, U)$ – концентрация КО с параметрами R_- , R_+ , U и a , т.е.,

$$F(R_\pm, a, U) = \sum_n \delta(\vec{R}_- - \vec{R}_-^n) \delta(\vec{R}_+ - \vec{R}_+^n) \delta(a - a_n) \delta(U - U_n). \quad (4)$$

Таким образом, общая матрица рассеяния описывается выражением

$$\beta_\pm^{\text{tot}}(\Gamma, \Gamma') = \int \beta_\pm(\Gamma, \Gamma') F(R_\pm, a, U) d^3 R_+ d^3 R_- dU da. \quad (5)$$

Подчеркнем, что распределение КО (4) в общем случае имеет спорадический случайный характер и в практических случаях допускает некоторые усреднения $\bar{F}(R_\pm, a, U)$, но при этом распределение может иметь достаточно сильные флуктуации $\delta F \sim \bar{F}$.

В топологических матрицах рассеяния (3) и (5) рассматриваем первое слагаемое, отвечающее за захват частиц КО, что приводит к особому демпфированию сыпучего материала. В самом деле, пренебрегая столкновением частиц и топологическим рассеянием в (1), принимаем во внимание траектории частиц $x(t) = x(x_0, p_0, t)$, $p(t) = p(x_0, p_0, t)$. Затем можем взять переменные (x_0, p_0, t) за новые координаты (взамен прежних (x, p, t)) и уравнение (1) преобразуется в

$$\frac{df}{dt} = \alpha(r(t), p(t), t) - |v(t)| \beta_1(r(t)) f + |v(t)| \int \beta_2(\Gamma, \Gamma') f(\Gamma') d\Gamma', \quad (6)$$

где β_1 описывает поглощение частиц β_2 – переизлучение тех же частиц КО. Рассмотрим случай, когда источник $\alpha(t)$ создает актуальное распределение частиц в СВТ. Считаем, что захваченные КО частицы покидают поток. Затем они излучаются из других областей пространства. Следовательно, в первом приближении можем пренебречь последним слагаемым в правой части (6) и найти решение в виде

$$f = e^{\tau} \tilde{f},$$

где \tilde{f} подчиняется стандартному кинетическому уравнению с опущенными топологическими членами (т.е., $d\tilde{f}/dt = \partial\tilde{f}/\partial t + \dot{r}\partial\tilde{f}/\partial r + \dot{p}\partial\tilde{f}/\partial p = \alpha(t)$), при этом коэффициент затухания $\tau(t)$ описывает снижение концентрации частиц вдоль кожуха

$$\tau(t) = \int_{t_0}^t \beta_1(r(t')) |v(t')| dt' = \int_0^{\ell} \beta_1(r(s)) ds, \quad (7)$$

где ℓ – координата, отсчитываемая вдоль оси симметрии.

С прикладной точки зрения мы можем заменить формулу $\delta(\xi_{\pm} - a)$ в (3) на $\pi a^2 \delta(\vec{R}_{\pm} - \vec{r})$ (это означает, поглощение частиц происходит в центрах сфер \vec{R}_{\pm} , т.е. мы пренебрегаем размером горловины a). Таким образом, из (5) находим

$$\beta_1(r) = \pi \sum_{n,s=\pm} a_n^2 \delta(\vec{R}_s^n - \vec{r}).$$

В том случае, когда распределение КО имеет вид $\overline{F}(R_{\pm}, a, U) = g(a)F(R_{\pm}, U)$, величина $\beta_1(r)$ может быть представлена через концентрацию КО как

$$\beta_1(r) = \pi \overline{a^2} n(r), \quad (8)$$

где $\overline{a^2} = \int a^2 g(a) da$ и $n(r) = n_+(r) + n_-(r)$ – полная концентрация КО $n_{\pm}(r) = \sum_n \delta(\vec{R}_{\pm}^n - \vec{r})$.

Основываясь на экспериментальных данных, мы можем предположить, что функция $n(r)$ имеет характер монотонно убывающий. Если она имеет линейный вид, то коэффициент затухания определяется параболической функцией аргумента 1.

Кратко повторим полученные результаты. Впервые предложен кинетический подход к описанию явления осыпания. Получено решение кинетического уравнения Больцмана для рассмотренного случая. Установлен вид интеграла столкновения для одиночной КО и для газа КО. Показано, что процесс транспортирования сыпучего материала сопровождается демпфированием его концентрации посредством КО.

Литература

1. Zolotarev P.S et al. Physics Letters B. 2008. V. 663, p. 372-376.

РАЗЛОЖЕНИЕ ДЛЯ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ СИСТЕМЫ ПО СВЯЗНЫМ КЛАСТЕРАМ

Профессор *Николаев П.Н.*

Свободная энергия играет исключительно важную роль для описания равновесного состояния систем [1,2]. Вычисление свободной энергии сопряжено с целым рядом сложностей при исследовании систем при низких температурах, в случае упорядоченной фазы, а также для систем, состоящих из относительно небольшого числа частиц (нанокластеры и системы подобного типа) [3].

Разложения урселловского типа относятся к наиболее общим типам разложений свободной энергии. Они применимы как для классического, так и для квантового случаев. Обычно их используют для однородного состояния, когда, как правило, не применяется разбиение системы на ячейки. В этом случае урселловское разложение производится стандартным образом, если только в качестве основного приближения выбран идеальный газ. При использовании другой базовой системы разложение превращается в некоторый ряд, содержащий частичные функции распределения различных порядков для базовой системы.

Для упорядоченной фазы рассмотрение требует введения решеточной системы. В качестве ячеек разбиения обычно используются ячейки Вигнера – Зейтца. Осуществление на такой системе разложения урселловского типа требует дополнительных предположений, так как в этом случае базовая система имеет целый ряд особенностей. Первая из этих особенностей состоит в том, что предполагается однократное заполнение ячеек в основном приближении. Это обычное ограничение при рассмотрении твердого тела, которое хорошо себя оправдывает при низких температурах, а также при больших давлениях. Вместе с тем, вблизи кривой фазового перехода использование такого приближения не всегда правомерно из-за наличия вакансий. Это же замечание с еще большим основанием можно сделать и при рассмотрении малочастичных систем, находящихся в кристаллическом состоянии.

Наличие вакансий говорит о том, что в некоторых ячейках должны находиться более чем одна частица. Это приводит к серьезным ограничениям на использование методов теории возмущений. Одним из немногих способов, позволяющих вычислять термодинамические характеристики системы и в данном случае, является разложение Урселла. Вместе с тем, наличие решеточной системы и связанной с ней эффективного поля приводит к целому ряду сложностей комбинаторного характера. Для преодоления этих сложностей введем представление о связанных кластерах. k – частичным связным кластером назовем кластер, состоящий из k ячеек, каждая

из которых имеет по крайней мере с одной из ячеек данной совокупности общую границу размерности $(d-1)$, где d – размерность пространства. Введение именно такого типа кластеров для последующего их использования при построении термодинамической теории возмущений имеет под собой очевидную физическую основу. Если имеется система, в которой образовалась вакантная ячейка, то более вероятно, что частица, покинувшая ее, находится в соседней с вакантной ячейкой, чем в других местах системы. То есть обе частицы с большей вероятностью находятся в двухчастичном связанном кластере, образуемом двукратно заполненной ячейкой и вакантной.

Разложение по связным кластерам значительно упрощает процедуру построения рядов теории возмущений, так как существенно сокращается число используемых диаграмм. При построении теории возмущений остается еще проблема выбора наиболее эффективной базовой системы. В данном случае в качестве такой естественно использовать либо модифицированное эйнштейновское приближение, либо приближение самосогласованного поля с исключенным самовоздействием. Эффективное поле в каждой из ячеек создается вкладами от влияния полей, источники которых находятся в каждой из оставшихся $(N-1)$ -ой ячеек. Введенное представление о связанных кластерах по существу является способом постепенного «выключения» введенного эффективного поля в N – частичной задаче.

Во введенном k – частичном кластере частицы взаимодействуют посредством k – частичного потенциала, а влияние остальных частиц осуществляется посредством некоторого эффективного самосогласованного поля. В результате мы можем определить k -частичный больцмановский фактор W и соответствующие U -функции Урселла. Очевидно, что в N – частичный больцмановский фактор компоненты самосогласованного поля не входят. Таким образом, разложение по связным кластерам представляет собой специальный вид теории возмущений с особым способом группировки диаграмм.

Особый интерес представляет проблема сравнения результатов, полученных в приближении однократного заполнения ячеек и при снятии такого ограничения. При рассмотрении первого случая свободная энергия может быть представлена в компактной форме

$$F = F_0 - \theta \frac{N(N-1)}{2V^2} \int_0^1 d\lambda \int \frac{f(|\vec{u}_1, \vec{u}_2|)}{1 + \lambda f(|\vec{u}_1, \vec{u}_2|)} F_2(\lambda, \vec{u}_1, \vec{u}_2) d\vec{u}_1 d\vec{u}_2.$$

Здесь F_0 – свободная энергия в приближении самосогласованного поля (либо в эйнштейновском приближении), F_2 – двухчастичная параметризованная функция распределения. Интегрирование по \vec{u} осуществляется внутри ячеек Вигнера–Зейтца при условии однократного заполнения.

Использование параметризации при функциях, аналогичных функциям Майера существенно упрощает процедуру выделения правильной асимптотики системы при рассмотрении упорядоченной фазы [1].

При использовании урселловского разложения получить выражение для свободной энергии системы в компактном виде не удастся. В результате имеем стандартный ряд теории возмущений. Но и в этом случае удобно использовать λ – преобразование, полагая U – функции k -го порядка пропорциональными λ^{k-1} . В этом случае параметризованное выражение для свободной энергии разлагается в ряд Тейлора по параметру λ , а в окончательном результате полагается $\lambda = 1$.

Сравнение результатов, полученных при условии однократного заполнения ячеек и при снятии данного ограничения показывает, что для упорядоченной фазы результат существенным образом зависит от типа потенциала взаимодействия, размера рассматриваемого кластера и размерности пространства.

Литература

1. Westera K, Cowley E.R. Sell-cluster expansion for anharmonic solid//Phys. Rev. 1975. V. 11. N 10. P. 4008
2. Николаев П.Н. Внутренняя энергия упорядоченных многокомпонентных систем в корреляционном приближении// Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2008. № 4. С. 12
3. Бери Р.С., Смирнов Б.М. Фазовые переходы в кластерах различных типов// УФН 2009. Т. 179. № 2. С. 147

ЭФФЕКТ КАЗИМИРА В (3+1)D ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ МАКСВЕЛЛА-ЧЕРНА-САЙМОНСА

Профессор Жуковский В.Ч., аспирант Харланов О.Г.

Несмотря на тот факт, что стандартная модель на сегодняшний день подкреплена множеством экспериментов (и не опровергнута наблюдениями), она не включает описание *квантовой гравитации*. Соответствующие эффекты (т.н. «новая физика»), как предполагается, имеют место при энергиях порядка *планковской* (10^{19} ГэВ), не достижимых в экспериментах в обозримом будущем. По этой причине интерес представляет изучение проявлений «новой физики» при умеренно высоких энергиях с помощью прецизионных экспериментов.

В качестве теории, в рамках которой проводятся эксперименты по поиску отклонений от стандартной модели, обычно используют т.н. *расширенную стандартную модель* (Standard Model Extension, SME [1]). Эта

теория базируется на предположении, что в некоторой фундаментальной лоренц-инвариантной теории, описывающей физику планковских энергий, при низких энергиях происходит *спонтанное нарушение лоренц-инвариантности*, которое сохраняет локальность, микропричинность и унитарность теории, а также обеспечивает сохранение энергии-импульса. В т.н. *минимальной* расширенной стандартной модели также постулируются $SU(3)_C \times SU(2)_I \times U(1)_Y$ калибровочная инвариантность и перенормируемость. Это приводит к *конечному набору допустимых поправок* к лагранжиану стандартной модели, имеющих вид свертки произведений полей из стандартной модели и их производных с лоренц-тензорными константами, описывающими нарушение лоренц-инвариантности. Кроме того, отличительным свойством расширенной стандартной модели является нарушение СРТ-четности.

В нашем докладе мы рассматриваем классическую постановку задачи об эффекте Казимира между параллельными идеально проводящими пластинами в (3+1)-мерной *электродинамике Максвелла-Черна-Саймонса*, лагранжиан которой отличается от лагранжиана максвелловской электродинамики на *слагаемое Черна-Саймонса* вида $\frac{1}{2} \eta_\mu \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\nu F_{\alpha\beta}$, где аксиально-векторная константа η_μ предполагается чисто времениподобной и достаточно малой. Такая теория является частным случаем минимальной расширенной стандартной модели (и поэтому калибровочно-инвариантна). Аналогичная задача в (2+1)-мерном случае рассматривалась в публикации [2].

В нашем расчете мы используем метод точных решений задачи для электромагнитного потенциала между пластин для нахождения поправки к энергии Казимира (вакуумной энергии электромагнитного поля), по сравнению с ее значением в максвелловском случае. Дифференцированием этой энергии по расстоянию между пластинами мы получаем и поправки к силе Казимира.

Задача на собственные состояния электромагнитного потенциала между пластин поддается точному решению, однако собственные значения энергии поля оказываются заданными неявно в виде трансцендентного уравнения. Мы приближенно находим решения этого уравнения для случая малого η_0 как поправки к их максвелловским значениям. Также мы рассматриваем отдельно «квази-нулевые» моды, переходящие в тривиальные решения и поэтому отсутствующие при $\eta_0 = 0$. Суммируя полученные собственные значения энергии и регуляризируя ряд в произвольной размерности D с помощью *дзета-функции Римана*, мы получаем значение вакуумной энергии (энергии Казимира). Сила Казимира при $D = 4$ оказывается равной

$$f_{Casimir} = \frac{\pi^2}{240a^4} \left(1 + \frac{25}{3\pi^2} (\eta_0 a)^2 + O((\eta_0 a)^3) \right),$$

где $a \ll 1/|\eta_0|$ — расстояние между пластинами. Как видим, наличие ненулевого η_0 усиливает притяжение пластин при сравнительно больших расстояниях между ними. С учетом имеющихся экспериментальных данных [3] по измерению эффекта Казимира, мы получаем оценку на константу η_0 :

$$|\eta_0| \ll 5 \times 10^{-2} \text{ эВ}.$$

Необходимо отметить, что рассмотренная нами задача также исследовалась в [4], с использованием метода *диадной функции Грина*, однако, авторы допустили в ней качественную ошибку, упрощающую дальнейшие вычисления.

Литература

1. D.Colladay and V.A.Kostelecký, Phys. Rev. **D58**, 116002 (1998).
2. K.A.Milton, Y.J.Ng, Phys. Rev. **D42**, 2875 (1990).
3. U.Mohideen and A.Roy, Phys. Rev. Lett. **81**, 4549 (1998); B.W.Harris, F.Chen, and U.Mohideen, Phys. Rev. **A62**, 052109 (2000).
4. M.Frank and I.Turan, Phys. Rev. **D74**, 033016(2006).

ДИНАМИЧЕСКОЕ НАРУШЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ И ЦВЕТОВОЙ СИММЕТРИЙ В КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Профессор Жуковский В. Ч., аспирант Тюков А. В.

Исследование низкоэнергетических эффектов в квантовой хромодинамике (КХД) возможно лишь в рамках эффективных моделей. Одной из таких моделей является модель Намбу—Йона-Лазинио (НЙЛ) с четырехфермионным взаимодействием. Модель НЙЛ успешно применяется для описания динамического нарушения киральной симметрии в кварковой материи, в том числе под влиянием различных внешних полей.

Другое интересное явление, которое возможно в кварковой среде, это образование дикваркового конденсата, сопровождающееся динамическим нарушением цветовой симметрии. Такое состояние кварковой материи было названо цветовой сверхпроводимостью (ЦСП) по аналогии с обычной сверхпроводимостью в металле, где происходит образование куперовских пар электронов. Теоретически возникновение ЦСП предсказывается как при асимптотически большой плотности барионов, так и при умеренных плотностях, что делает возможным её наблюдение в будущих

экспериментах по столкновению тяжелых ионов на ускорителях, а также открывает возможность существования ЦСП в ядрах компактных астрофизических объектов, таких как нейтронные и кварковые звезды.

В рамках модели НЙЛ образование ЦСП фазы обычно рассматривается как динамическая конкуренция между дикварковым конденсатом $\langle qq \rangle$ и обычным кварк-антикварковым конденсатом $\langle \bar{q}q \rangle$. Особое внимание при изучении ЦСП уделяется влиянию внешнего магнитного и хромагнитного полей, которые катализируют динамическое нарушение симметрии и образование дикварков. Было показано, что в сильном поле симметрии оказываются динамически нарушенными даже при сколь угодно слабом притяжении между кварками. Физической причиной катализа является эффективное уменьшение размерности системы, которое происходит в сильных полях.

В то же время при изучении свойств материи внутри компактных астрофизических объектов, таких как кварковые и нейтронные звезды, а также эффектов в ранней Вселенной нельзя не учитывать влияние сильных гравитационных полей и искривления метрики пространства. Одним из распространенных методов учета эффектов гравитации является адиабатическое разложение функций Грина в окрестности фиксированной точки по степеням малой кривизны. Однако поскольку фазовые переходы второго рода происходят в инфракрасной области, где корреляционная длина становится большой, этот процесс может зависеть от глобальной структуры пространства, и необходимо точное по кривизне решение.

Точное решение может быть найдено, например, если пространство обладает широкой группой симметрий. Одним из широко обсуждаемых примеров пространств с положительной кривизной является статическая Вселенная Эйнштейна вида $R \otimes S^3$. Недавно динамическое нарушение киральной симметрии при конечной температуре и химпотенциале в статическом пространстве Эйнштейна было рассмотрено в [1]. Дальнейшее исследование кварковой материи в этом гравитационном поле, в частности конденсации дикварков и пионов, было проведено в [2, 3]. В частности было отмечено, что положительная кривизна приводит к восстановлению нарушенных симметрий, действуя аналогично температуре.

Другим примером симметричного пространства, для которого можно найти точное решение, является статическое гиперболическое пространство $R \otimes H^3$ с отрицательной кривизной. Было замечено, что в пространствах с отрицательной кривизной киральная симметрия оказывается нарушенной даже при малой константе связи. Анализ ядра теплопроводности в гиперболическом пространстве показал, что физической причиной такого поведения является эффективная размерная редукция для фермионов в инфракрасной области.

В настоящем докладе обсуждается динамическое нарушение киральной и цветовой симметрии в кварковой материи под влиянием отрицательной кривизны гиперболического пространства [4]. В рамках расширенной модели НЙЛ мы выводим термодинамический (эффективный) потенциал системы, который содержит всю необходимую информацию о конденсатах. Основываясь на аналитических решениях уравнений щели для конденсатов, мы показываем, что киральная и цветовая симметрии могут быть одновременно нарушены в вакууме даже при произвольно слабом притяжении между кварками. Мы сравниваем поведение конденсатов как функций кривизны с аналогичными выражениями в магнитном поле в плоском пространстве и показываем их схожесть. Также мы рассматриваем влияние конечной температуры на конденсаты и находим её критические значения, при которых симметрии восстанавливаются. Используя численные расчеты, мы исследуем фазовые переходы в нашей системе при конечном химпотенциале и находим, что отрицательная кривизна увеличивает значения конденсатов по сравнению с плоским случаем.

Проведенный анализ показывает, что отрицательная кривизна гиперболического пространства действует на образование кирального и цветового конденсатов аналогично магнитному полю в плоском пространстве.

Литература

1. X. Huang, X. Nao, and P. Zhuang, arXiv:hep-ph/0602186v3.
2. D. Ebert, A.V. Tyukov, and V.Ch. Zhukovsky, Phys. Rev. **D76**, 064029 (2007).
3. D. Ebert, K.G. Klimenko, A.V. Tyukov, and V.Ch. Zhukovsky, Eur. Phys. J. **C58**, 57-68 (2008).
4. D. Ebert, A.V. Tyukov, V.Ch. Zhukovsky. Dynamical breaking of chiral and color symmetries of quark matter in hyperbolic space. arXiv:0808.2961 [hep-th]

ЭФФЕКТИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ КЭД В УСЛОВИЯХ НАРУШЕННОЙ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТИ

Аспирант *Бубнов А.Ф.*, профессор *Жуковский В.Ч.*

Наличие Лоренц- и СРТ-симметрий следует из Стандартной модели. Проверке этих фундаментальных законов физики посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ [1], [2],[3].

В последнее время в ряде теорий появились указания на то, что Лоренц - и СРТ - симметрии лишь приближенные и могут нарушаться в локальных теориях поля посредством механизма спонтанного нарушения симметрии [3]. Для описания этого нарушения рассматривают различные расширения

Стандартной модели. Работа [4], является первой, в которой был вычислен линейный по феноменологическому параметру вклад в эффективное действие квантовой электродинамики в расширенной стандартной модели – член Черна - Саймонса. Результаты последующих за ней работ сильно различались: в некоторых из них получено конечное выражение для члена Черна – Саймонса [5], в других говорится, что он зависит от регуляризационной схемы [6]. Есть статьи, в которых авторами показано, что этот член в выбранной модели не образуется [7].

Цель данной работы состоит в вычислении дополнительного вклада в действие КЭД за счет слагаемых, обусловленных наличием ненулевой феноменологической константы b^μ в уравнении Дирака, нарушающей Лоренц и СРТ инвариантность лагранжиана теории.

Все расчеты проделаны в однопетлевом приближении в фермионном секторе теории с точным учетом внешнего электромагнитного поля, для следующего лагранжиана расширенной стандартной модели:

$$L(\bar{\psi}, \psi, A, b) = \bar{\psi} (i\partial - A + b\gamma_5 - m) \psi. \quad (1)$$

Расчет, проделанный для случая постоянного тензора электромагнитного поля, с линейной по константе b^μ точностью, показал, что слагаемое пропорциональное b^μ равно нулю, другими словами, член Черна-Саймонса в теории не образуется.

Для вычисления первых, не исчезающих слагаемых, расчеты проводились для специального вида полей $F_{\mu\nu}$ и b^μ :

Чисто магнитное поле $\vec{H} \uparrow\uparrow Oz$ и отличная от нуля только временная компонента b^0 . В результате, было получено, что конечный вклад в эффективное действие, равен следующему выражению:

$$i\Gamma_{(b^0)^2}(A, b) = -\frac{(b^0)^2}{4\pi^2} \int_0^\infty dz e^{-zm^2} \left(\frac{H^2}{\text{sh}^2(zH)} - \frac{1}{z^2} \right). \quad (2)$$

Чисто электрическое поле $\vec{E} \uparrow\uparrow Oz$ и отличная от нуля только компонента b^1 феноменологической константы. В результате, было получено, что конечный вклад в эффективное действие, равен следующему выражению:

$$i\Gamma_{(b^1)^2}(A, b) = -\frac{(b^1)^2}{4\pi^2} \int_0^\infty dz e^{-zm^2} \left(\frac{E^2}{\text{sin}^2(zE)} - \frac{1}{z^2} \right). \quad (3)$$

В работе на основе метода собственного времени был разработан новый способ подсчета вклада в эффективное действие члена, нарушающего Лоренц- и СРТ- симметрии с точным учетом постоянного внешнего поля. С помощью этого подхода были получены следующие результаты. Показано, что в расширенной стандартной модели линейный по феноменологическому постоянному параметру b^μ вклад в эффективное действие (член

Черна – Саймонса) не образуется, что согласуется с работами [7], [8]. В тоже время, получен отличный от нуля вклад в эффективное действие в квадратичном по b_0 -параметру приближении, так же согласующийся с результатом работы [7].

Литература

1. *Bluhm R.* //hep-ph/0011272.
2. *Bluhm R., Kostelecky V. A., Russell N.* //Phys. Rev. Lett. (79) 1997, p. 1432-1435.
3. *Kostelecky V. A., Samuel S.* // Phys. Rev. D **D39**, 683, 1989.
4. *Jackiw R., Kostelecky V. A.* // Phys. Rev. Lett. **82**, 3572 (1999).
5. *Chaichian M., Chen W. F, Gonzales Felipe R.* // Phys. Lett. B503 (2001), p. 215-222.
6. *Hott M. B., Tomazelli J. L.* // hep-th/9912251.
7. *Sitenko Y. A., Rulik K. Y.* // Eur. Phys. J. 2003, **C28**, p.405-414.
8. *Altshul B.* // Phys. Rev. **D69** (2004), 125009.

ИНФРАКРАСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СРЕДНЕГО ПОЛЯ В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Доцент *Казаков К.А.*, аспирант *Никитин В.В.*

Проблема интерпретации эффективного (среднего) поля является одной из центральных в квантовой теории поля. Понятие эффективного поля играет важную роль при исследовании спонтанного нарушения симметрии в электрослабой теории, кварк-глюонной плазмы в квантовой хромодинамике, инфляции в квантовой космологии и др. Принципиальным препятствием при этом являются инфракрасные расходимости эффективных полей, возникающие при учете радиационных поправок к взаимодействию материи с квантованным безмассовым полем. Дело в том, что известная теорема Блоха-Нордсика [1] о сокращении инфракрасных сингулярностей в S-матрице неприменима к эффективным полям. Эта теорема утверждает, что инфракрасные особенности в радиационных поправках к сечению рассеяния сокращаются с особенностями, возникающими при учете излучения мягких фотонов. В то же время, последние вообще не появляются в формализме эффективного поля.

Эта проблема обостряется в случае конечных температур, так как тепловые эффекты приводят к дополнительным сингулярностям в фотонном пропагаторе. Обычно считается, что они ухудшают инфракрасные свойства фейнмановских интегралов. Предыдущие исследования [2] были на-

правлены главным образом на конечно-температурное обобщение теоремы Блоха-Нордсика и основаны на суммировании сечений рассеяния по подходящим классам начальных и конечных состояний. Поэтому их результаты по-прежнему не распространяются на эффективные поля.

В нашей работе показано, что в отличие от вакуумного случая, эффективное электромагнитное поле при ненулевой температуре свободно от инфракрасных особенностей. Именно оказывается, что инфракрасно-расходящаяся часть конечно-температурного вклада в точности сокращает инфракрасные сингулярности вакуумного вклада.

Рассмотрим электромагнитное поле, создаваемое в среднем покоящимся электроном, взаимодействующим как с виртуальными, так и с реальными равновесными фотонами при температуре T . В пренебрежении квантовым размыванием волнового пакета магнитное поле отсутствует, так что достаточно определить эффективный скалярный потенциал $A_0^{eff}(x) = \langle in | \hat{A}_0(x) | in \rangle$. Для вычисления этой величины мы используем формализм реального времени при конечной температуре [3]. Фотонный пропагатор в фейнмановской калибровке имеет следующую структуру:

$$G_{\mu\nu}(k) = \begin{pmatrix} D_{\mu\nu}^{(11)} & D_{\mu\nu}^{(12)} \\ D_{\mu\nu}^{(21)} & D_{\mu\nu}^{(22)} \end{pmatrix}, \quad D_{\mu\nu}^{(11)}(k) = -\tilde{D}_{\mu\nu}^{(22)}(k) = \left[\frac{1}{k^2 + i0} - \frac{2\pi i \delta(k^2)}{e^{\beta|\vec{k}|} - 1} \right] \eta_{\mu\nu}$$

$$D_{\mu\nu}^{(12)}(k) = D_{\mu\nu}^{(21)}(k) = -\frac{2\pi i \delta(k^2) e^{\beta|\vec{k}|/2}}{e^{\beta|\vec{k}|} - 1} \eta_{\mu\nu}, \quad \beta = 1/T$$

В отличие от фотона, тепловые эффекты не приводят к дополнительным сингулярностям в фермионном пропагаторе, а соответствующие вклады в среднее поле относительно малы. В пренебрежении этими вкладами электронный пропагатор диагонален:

$$G_e(k) = \begin{pmatrix} D_e^{(11)} & 0 \\ 0 & D_e^{(22)} \end{pmatrix},$$

$$D_e^{(11)}(k) = -\tilde{D}_e^{(22)}(k) = \frac{k + m}{m^2 - k^2 - i0}$$

Действие теории имеет вид:

$$S = \int d^4x \left\{ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 + i\bar{\psi} \gamma^\mu (\partial_\mu - ieA_\mu) \psi - m\bar{\psi} \psi \right\}$$

Однопетлевые диаграммы, дающие вклад в A_0^{eff} , изображены на Рис. 1. Сингулярности в диаграммах (в) и (г) можно сократить перенормировкой

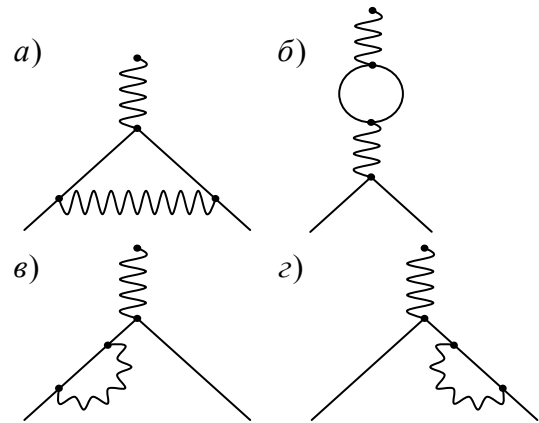


Рис. 1

вектора состояния фермионов, а диаграмма (б) инфракрасно-конечна. Вклад диаграммы (а) имеет вид:

$$A_{0(a)}^{eff}(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} e^{-ipx} \tilde{\psi}(\vec{q} + \vec{p}) \psi(\vec{q}) D_{00}^{(11)}(p) J_{(a)}(p, q)$$

$$J_{(a)}(p, q) = e^3 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} D_{\mu\nu}^{(11)}(k) \bar{u}_\sigma(\vec{q} + \vec{p}) \gamma^\mu D_{11}^e(q + p - k) \gamma^0 D_{11}^e(q - k) \gamma^\nu u_\sigma(\vec{q}) \quad (2)$$

Здесь значение p^0 фиксировано законом сохранения энергии: $p^0 = (\vec{q} + \vec{p})^2 / 2m - \vec{q}^2 / 2m$. Биспинорная амплитуда u_σ и волновая функция электрона в пространстве импульсов $\psi(\vec{q})$ нормированы на единицу: $\bar{u}_\sigma u_\sigma = 1$, $\int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} |\psi(\vec{q})|^2 = 1$. Интеграл в формуле (2) распадается на вакуумную и температурную части $J_{(a)} = J_{(a)}^{vac} - J_{(a)}^{heat}$:

$$J_{(a)}^{vac} = e^3 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 + i0} \bar{u}_\sigma(\vec{q} + \vec{p}) \gamma_\mu \frac{q + p + m}{2k(q + p) - i0} \gamma^0 \frac{q + m}{2kq - i0} \gamma^\mu u_\sigma(\vec{q}),$$

$$J_{(a)}^{heat} = e^3 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{2\pi i \delta(k^2)}{e^{\beta|k|} - 1} \bar{u}_\sigma(\vec{q} + \vec{p}) \gamma_\mu \frac{q + p - k + m}{2k(q + p) - i0} \gamma^0 \frac{q - k + m}{2kq - i0} \gamma^\mu u_\sigma(\vec{q}).$$

Инфракрасные особенности этих интегралов могут быть регуляризованы с помощью конечного сдвига полюсов фермионных пропагаторов следующим образом:

$$\frac{1}{kq - i0} \rightarrow \frac{1}{kq - i\delta q_0 + i\delta \text{sign}(k_0) \frac{(\vec{k}\vec{q})}{|\vec{k}|}} \equiv \frac{1}{kq - i\tilde{\delta}},$$

где δ - положительный параметр. Можно показать, что, несмотря на формальный подсчет индекса расходимости, слагаемые в $J_{(a)}^{heat}$, пропорциональные k , инфракрасно конечны. Это дает возможность преобразовать расходящуюся часть $J_{(a)}$ к виду

$$J_{(a)div} = \frac{1}{i} e^3 \bar{u}_\sigma(\vec{q} + \vec{p}) \gamma^0 u_\sigma(\vec{q}) q(q + p) J_0 \int \frac{d\Omega}{4\pi} \frac{1}{\hat{k}(q + p)} \frac{1}{\hat{k}q},$$

где интегрирование ведется по всем направлениям 4-вектора \hat{k}_μ ($\hat{k}^2 = 1, \hat{k}_0 = 1$), а

$$J_0 = \frac{1}{4\pi^2} \left[\int_0^\Lambda \frac{kdk}{(k - i\delta)^2} + \int_0^\infty \frac{kdk}{e^{\beta|k|} - 1} \left(\frac{1}{(k - i\delta)^2} - \frac{1}{(k + i\delta)^2} \right) \right],$$

и введено обычное ультрафиолетовое обрезание Λ . Наконец, детальный анализ J_0 показывает, что слагаемые, расходящиеся при $\delta \rightarrow 0$, в точности сокращаются:

$$J_0 = \frac{1}{4\pi^2} [\text{const}' - \ln(\delta/\Lambda) + \text{const}'' + \ln(\beta\delta)] = \frac{1}{4\pi^2} [\text{const} + \ln(\Lambda\beta)],$$

что и доказывает инфракрасную конечность однопетлевого вклада в эффективное поле при конечной температуре. Ультрафиолетовая расходимость при $\Lambda \rightarrow \infty$ является фиктивной. Она появилась в результате пренебрежения k^2 в электронном пропагаторе и исчезает при учете коротковолновых вкладов. Как мы видим, J_0 сингулярен в пределе $T \rightarrow 0$ ($\beta \rightarrow \infty$), что воспроизводит логарифмическую инфракрасную расходимость эффективного поля при нулевой температуре. Этот результат обобщается на все порядки теории возмущений. Приведем ведущую температурную поправку при $T = m$:

$$A_{0(a)}^{\text{eff}}(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} e^{-ipx} \tilde{\psi}(\vec{q} + \vec{p}) \psi(\vec{q}) \frac{e}{p^2} Z \left(\frac{T}{T_0} \right)^A, \quad A = \frac{e^2}{8\pi^2} \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right),$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + \frac{q^2}{m^2})^2}},$$

где Z и T_0 некоторые постоянные. Z определяется условием независимости от T потенциала на больших расстояниях.

Литература

1. F. Bloch, A. Nordsieck, *Phys. Rev.* **37**, 54 (1937); D.R. Yennie, S.C. Frautschi, H. Suura, *Ann. Phys. (NY)*, **13**, 379 (1961).
2. D. Eimerl, *Phys. Rev. D* **12**, 427 (1975); H. A. Weldon, *Phys. Rev. D* **44**, 3955 (1991); S. Gupta, D. Indumathi, P. Mathews, V. Ravindran, *Nucl. Phys.* B458, 189 (1996); D. Indumathi, *ArXiv:hep-ph/9607206*.
3. N.P. Landsman, Ch.G. van Weert, *Phys. Reports* **145**, 141 (1987); A.J. Niemi, G.W. Semenoff, *Ann. Phys.* **152**, 105 (1984); *Nucl. Phys.* B230 [FS10], 181 (1984).

ТРАНСПЛАНКОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В ТЭВ-КВАНТОВОЙ ГРАВИТАЦИИ

Профессор Гальцов Д.В., научный сотрудник Спириной П.А.

Рассчитано рассеяние частиц на малые углы при энергиях, превышающих значение многомерной планковской массы в квантовой гравитации с большими дополнительными измерениями. Показано, что классический расчет соответствует непертурбативному расчету в квантовой теории, состоящему в суммировании лестничных диаграмм.

В теориях с большими дополнительными измерениями [1,2] предполагается, что гравитон может распространяться в многомерном пространстве размерности D в то время как материальные поля живут в четырехмерном пространстве-времени. D -мерная планковская масса M_D имеет порядок ТЭВ, что позволяет решить проблему иерархий. Слабость четырехмерной гравитации объясняется присутствием компактифицированного пространства объема V , благодаря чему планковская масса в четырехмерии равна

$$M_{pl}^2 = M_*^{\delta+2} V.$$

Поскольку гравитационное взаимодействие растет с энергией, при высоких энергиях оно становится доминирующим. При этом если столкновение частиц происходит при энергии в системе центра масс такой, что соответствующий гравитационный радиус

$$r_g^* = \left(\frac{\sqrt{s} G_D}{c^4} \right)^{\frac{1}{\delta+1}}.$$

много больше соответствующей планковской длины (транспланковская область), то можно ожидать, что квантовые поправки, обусловленные квантованием гравитации, будут малы, и должна работать классическая теория. В четырехмерной линеаризованной квантовой гравитации классический расчет рассеяния на малые углы хорошо согласуется с борновским приближением квантовой теории. В теории с большими дополнительными измерениями, однако, борновская амплитуда расходится за счет суммирования по бесконечной башне калуце-клейновских гравитонов [2]. Квантовый расчет в приближении эйконала, который в четырехмерном случае отвечает суммированию лестничных диаграмм теории возмущений, позволяет получить конечный ответ, однако неоднозначность, обусловленная расходимостью борновской амплитуды по-прежнему остается [3]. Поэтому представляет интерес сравнения с результатом классической теории.

Рассматривая гравитационное взаимодействие в рамках D -мерной линеаризованной теории гравитации нетрудно получить следующее выражение для квадрата переданного импульса:

$$-t = \frac{Cs^2}{M_*^2 (M_* b)^{2(\delta+1)}}, \quad C = 2^{2\delta+2} \pi^\delta \Gamma^2(\delta/2 + 1)$$

где b - прицельное расстояние. Отсюда находим сечение $d\sigma = 2\pi b db$,

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{\delta + 1} \frac{1}{(-M_*^2 t)} \left(-\frac{Cs^2}{M_*^2 t} \right)^{\frac{1}{\delta+1}}.$$

Для $\delta = 0$ этот результат совпадает с формулой для Резерфордского рассеяния

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi G_4^2 s^2}{t^2},$$

которая также выводится в Борновском приближении квантовой теории [4]. Однако при наличии дополнительных измерений это не так. Именно, Борновская амплитуда включает интегрирование по импульсам \mathbf{p}_T гравитонов в дополнительных измерениях, которая вообще говоря расходится

$$M_{\text{Born}}(s, t) = \frac{s^2 \kappa_D^2}{2(2\pi)^\delta} \int \frac{d^\delta p_T}{-t + p_T^2}.$$

Рассмотрим приближение эйконала для амплитуды рассеяния [3,5]

$$M_{\text{eik}}(s, t) = 2is \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} (1 - e^{i\chi(s, b)}) d^2b,$$

Где двумерные векторы \mathbf{q}, \mathbf{b} лежат в поперечном пространстве, \mathbf{b} играет роль векторного прицельного параметра, и \mathbf{q} — поперечная компонента переданного импульса. В приближении рассеяния на мылые углы можно считать $t = -\mathbf{q}^2$. Эйкональная фаза получается из этого выражения при разложении экспоненты, и совершая обратное преобразование Фурье будем иметь

$$\chi(s, b) = \frac{1}{2s} \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}} M_{\text{Born}}(s, t) \frac{d^2q}{(2\pi)^2}.$$

Хотя Борновская амплитуда расходится, если сначала проинтегрировать по q , то получим конечный результат.

$$\chi(s, b) = \frac{s\kappa_D^2}{4(2\pi)^{\delta+2}} \int e^{-iq_x b} \frac{dq_x dq_y dp_T^\delta}{q_x^2 + \kappa^2}, \quad \kappa^2 = q_y^2 + p_T^2.$$

Последующее интегрирование осуществляется в координатах $q_y = \kappa \cos \alpha, p_T = \kappa \sin \alpha,$

$$\chi(s, b) = \frac{s\kappa_D^2}{4(2\pi)^{\delta+2}} \int_0^\infty d\kappa \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\alpha e^{-\kappa b} S_{\delta-1} \cos \alpha^{\delta-1} \kappa^\delta = \left(\frac{b_c}{b}\right)^\delta,$$

где

$$b_c = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{s\kappa_D^2 \Gamma(\delta/2)}{16\pi} \right)^{1/\delta}.$$

Подставляя в исходную амплитуду будем иметь

$$M_{\text{eik}}(s, t) = 4\pi is \int J_0(qb) (1 - e^{i\chi(s, b)}) b db.$$

При достаточно малых b этот интеграл можно вычислить в приближении стационарной фазы, что дает

$$M_{\text{eik}}(s, t) = \frac{4\sqrt{\pi} s e^{i(qb_s - \pi/2)}}{q\sqrt{\delta+1}} \left(\frac{\kappa_D^2 s \Gamma(\delta/2 + 1)}{8\sqrt{\pi} q} \right)^{1/(\delta+1)} = \frac{4\sqrt{\pi} s e^{i(qb_s - \pi/2)}}{q\sqrt{\delta+1}} \left(\frac{2\sqrt{\pi} s \Gamma(\delta/2 + 1)}{M_*^{\delta+2} q} \right)^{1/(\delta+1)}.$$

В результате получаем сечение

$$\frac{d\sigma_{\text{eik}}}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} |M|^2 = \frac{1}{M_*^2 |t| (\delta+1)} \left(\frac{4\pi s^2 \Gamma^2(1 + \delta/2)}{|t| M_*^2} \right)^{1/(\delta+1)}.$$

которое с точностью до коэффициента (обращающегося в единицу в четырехмерном случае) совпадает с результатом классической теории. Таким образом, классическое приближение в ТЭВ-квантовой гравитации является существенно непертурбативным с точки зрения квантовой теории возмущений.

Работа поддержана РФФИ, проект 08-02-01398-а.

Литература

1. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. B (1998) 263 [hep-ph/9803315]; I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. B (1998) 257 [hep-ph/9804398].
2. G. F. Giudice, R. Rattazzi and J. D. Wells, Nucl. Phys. B , 3 (1999) [arXiv:hep-ph/9811291]; T. Han, J. D. Lykken and R. J. Zhang, Phys. Rev. D , 105006 (1999) [arXiv:hep-ph/9811350].
3. R. Emparan, M. Masip and R. Rattazzi, Phys. Rev. D , 064023 (2002) [arXiv:hep-ph/0109287]; G. F. Giudice, R. Rattazzi and J. D. Wells, Nucl. Phys. B630, 293 (2002).
4. S. Deibel and T. Schucker, Class. Quant. Grav. , 1949 (1991).
5. D. N. Kabat and M. E. Ortiz, Nucl. Phys. B , 570 (1992).

СТРУННАЯ ГРАВИТАЦИЯ

Профессор Гальцов Д.В.

Представлены результаты цикла работ по теории гравитации, выполненных в течение последних десяти лет. Они включают предсказание черных дыр нового типа, модели темной энергии, новые методы интегрирования уравнений Эйнштейна, новые решения для протяженных объектов - космических струн, гипербран и черных колец, теорию излучения в мно-

гомерных пространствах, объяснение конечной стадии испарения черных дыр.

1. Введение

Эйнштейновская теория гравитация — одна из вершин физики 20 века. Она играет важную роль в попытках построения объединенной теории фундаментальных взаимо-действий и является основой астрофизики и космологии. Однако ряд обстоятельств указывает на ее возможную ограниченность. Синтез классической гравитации с квантовой теорией поля порождает проблемы микроскопического истолкования энтропии черных дыр и квантовой когерентности. Квантование самой эйнштейновской гравитации приводит к неперенормируемой теории, что указывает на необходимость ее модификации в области планковских энергий. Существование инфляционной стадии космологического расширения было предсказано в рамках эйнштейновской теории, однако физическая природа инфлатона до сих пор остается неясной. Более того, недавно было обнаружено ускоренное расширение Вселенной и в современную эпоху (проблема темной энергии), которое пока не имеет однозначной интерпретации. Обе эти проблемы весьма возможно связаны с неполной адекватностью эйнштейновской гравитации в космологии.

Поиски альтернативных моделей гравитации можно разделить на феноменологические и теоретические. Первые основаны на анализе данных по темной энергии и представляют поиск уравнений, которые позволили бы объяснить наблюдаемое космологическое ускорение. Но это не избавляет от других проблем теоретического характера. Модели, наиболее обоснованные теоретически, опираются на теорию суперструн, которая решает проблему квантования гравитации, и открывает новые перспективы в физике высоких энергий. Модели *струнной гравитации* первоначально формулируются в десятимерном пространстве-времени (одиннадцатимерном в М-теории), в них присутствуют протяженные объекты — *гипербраны*. Дополнительные измерения должны быть скомпактифицированы, причем размер компактных измерений может достигать долей микрона. Существует множество вариантов компактификации, порождающее многообразие моделей струнной гравитации в четырехмерном пространстве-времени. Детальное изучение этих моделей необходимо как для дальнейшего развития объединенной теории фундаментальных взаимодействий, так и для приложений к астрофизике и космологии.

2. Черные дыры и сфалероны в теории Эйнштейна-Янга-Миллса

Поля Янга-Миллса являются неотъемлемой частью как стандартной модели, так и теории струн. Синтез калибровочных теорий с гравитацией привел к ряду неожиданных результатов. Нелинейность гравитации при-

водит к явлению гравитационного коллапса не только в макроскопических масштабах, но и на микроскопическом уровне. Микроскопические черные дыры должны образовываться при столкновениях частиц высоких энергий, причем в популярных сейчас моделях с большими дополнительными измерениями такие процессы весьма вероятны на адронном коллайдере, вводимом в эксплуатацию в ЦЕРН-е. Поэтому необходимо исследовать свойства микроскопических черных дыр, которые могут существовать в стандартной модели с учетом гравитации. В наших работах было показано, что микроскопические черные дыры, образующиеся при коллапсе полей Янга-Миллса нарушают "теоремы об отсутствии волос" (внешних полей, не связанных с сохраняющимися зарядами), на которых базируются представления о черных дырах в астрофизике. Возможность черных дыр нового типа была обнаружена нами при исследовании классических решений в теории Эйнштейна-Янга-Миллса с неабелевой калибровочной группой $SU(2)$ и легла в основу дальнейших исследований подобных черных дыр в более общих моделях [1,2,3]. Помимо новых черных дыр, в этой теории были обнаружены гравитационные сфалероны — частице-подобные конфигурации полей Янга-Миллса, удерживаемых гравитационными силами. Образование и распад этих квазичастиц сопровождается переходами между топологически различными вакуумами калибровочного поля. Были найдены также цилиндрически-симметричные солитоны, которые можно интерпретировать как связанные состояния прямолинейной космической струны и охватывающего ее кольца [4,5,6].

В десятимерной интерпретации неабелевы гравитирующие сфалероны были идентифицированы как конфигурации, голографически дуальные четырехмерной квантовой теории с минимальной суперсимметрией. Оказалось, что возбуждения D-бран, описываемые неабелевой теорией Борна-Инфельда, также могут образовывать сфалеронные конфигурации, даже при выключении гравитации [7,8,9,10]. При этом эффективное притяжение возникает вследствие нарушения конформной симметрии в теории Борна-Инфельда. Магнитные монополи в этой теории обнаруживают могут испытывать трансформации, аналогичные гравитационному коллапсу [11].

3. Новые космологические модели

$SU(2)$ поле Янга-Миллса представляет собой триплет векторных полей, который может образовывать однородные и изотропные конфигурации, приводящие к нетривиальным космологическим моделям типа Фридмана [12]. Стандартное конформно-инвариантное действие Янга-Миллса дает уравнение состояния горячей модели при нулевой температуре. В струнном варианте теории с действием Борна-Инфельда возникает отрицательное давление, причем при экстремальной плотности уравнение состояния совпадает с таковым для газа хаотически ориентированных струн,

космологическое ускорение при этом обращается в нуль [13,14]. Более сильное нарушение конформной симметрии может быть обусловлено дилатоном, дублетом Хиггса, квантовыми поправками. При этом возникают ограниченные во времени промежутки ускоренного расширения (эффективная темная энергия). Анизотропные космологические модели с полями Янга-Миллса обнаруживают хаотическое поведение, напоминающее янг-миллсовский хаос в одномерных неабелевых моделях в плоском пространстве [15,16,17]. Характерно, что переход к действию Борна-Инфельда оказывает стабилизирующее воздействие и приводит к возникновению островков регулярного поведения [16,17]. В ходе эволюции наблюдается изотропизация.

Квантовые космологические модели с полями Янга-Миллса [12] приводят к возможности отпочковывания дочерних вселенных путем тунеллирования через евклидовы кротовые норы [12] и формирования структуры "многоликой Вселенной" (multiverse), которая активно обсуждается в последнее время. Существует надежда, что на этом пути удастся прояснить выделенность основных параметров нашего мира, включая значения фундаментальных констант.

Сейчас стали популярны модели мира на бране, основанные на представлении о стабильных протяженных объектах. Другой класс космологических моделей в струнной теории связан с представлением о нестабильных гипербранах, которые возникают при нарушении суперсимметрии и описываются динамикой струнного тахиона [18]. В рамках супергравитационного описания развитие неустойчивости можно универсальным образом представить как формирование пространственно-подобных S-бран. В нашей работе [19] было впервые получено общее решение для S-бран, которое приводит к возможности ускоренного космологического расширения на конечных временных промежутках, и может рассматриваться как геометрическое объяснение темной энергии.

4. Космические суперструны

Понятие о топологических дефектах в космологии возникло в рамках теорий Великого объединения (ТВО), при этом наиболее важная роль была отведена космическим струнам, которые могли служить зародышами гравитационной конденсации. Позже выяснилось, что струны ТВО слишком массивны и отвергаются существующими наблюдательными данными. Однако, эта теория возродилась в контексте струнной гравитации (космические суперструны), в этом случае плотность струн не противоречит имеющимся данным. Динамика космических суперструн существенно зависит от излучения ими гравитонов, аксионов и дилатонов, которые могут в дальнейшем играть роль темной материи. Обычно излучение связывается с осцилляциями струн. В наших работах [20,21,22] была обнаружена дру-

гая возможность: черенковское излучение при взаимодействии скрещенных движущихся струн. Этот механизм дает дополнительный вклад в аксионный фон [20]. Аналогичным путем могут излучаться дилатоны, но гравитационного излучения нет. Это объясняется тем, что конфигурация скрещенных струн выбором системы отсчета и координат на мировых листах струн, может быть сведена к параллельной, что приводит к 2+1 гравитации, в которой нет свободных гравитонов. Гравитационное излучение однако появляется в более высоких размерностях. Другие протяженные объекты струнной гравитации – гипербраны – также порождают черенковское излучение полей антисимметричных форм, взаимодействующих с ними [23]. Осциллирующие мембраны также являются эффективными источниками гравитонов [24]. Эти механизмы дают вклад в формирование реликтовых гравитационных волн в струнной гравитации.

5. Гипербраны

Теория струн предсказывает существование p -рбран (гипербран) – протяженных объектов размерности p , движущихся в десятимерном пространстве (до компактификации). Гипербраны допускают квантовое и классическое описание, благодаря чему возникает голография — соответствие между классическими вычислениями в супергравитации и квантовыми вычислениями в пространстве на единицу меньшей размерности. В космологии представление о гипербранах получило широкое развитие, породив модели мира на 3-бране. В работах [25,26,27,28] были исследованы решения уравнений струнной гравитации, описывающие гипербраны различной коразмерности в многомерных пространствах. Эти решения представляют собой самогравитирующие конфигурации полей антисимметричных форм и дилатона, обобщающие решения для черных дыр, которые в такой интерпретации являются 0-бранами. Было обнаружено, что помимо известных решений с плоской асимптотикой существуют классы решений с асимптотикой линейного дилатона [29,30,31,32]. Они имеют иную голографическую интерпретацию, чем обычные гипербраны, описывая теории с вдвое меньшей суперсимметрией. Было показано, что аналогичная ситуация имеет место для D -инстантонов ($p=-1$), являющихся струнным аналогом инстантонов теории поля [33,34]. В струнной гравитации также существуют самогравитирующие конфигурации однородных полей антисимметричных форм, аналогичные магнитной вселенной Мельвина в общей теории относительности. Они получили название флаксбран. Нами впервые получены точные решения уравнений струнной гравитации для флаксбран [25,35,36] и показано что они приводят к возможности мира на бране, заряженного относительно поля формы.

6. Излучение в многомерных пространствах

В моделях с большими дополнительными измерениями гравитон может распространяться в полном пространстве, в то время как поля стандартной модели живут на 3-бране. Если дополнительные измерения компактифицированы, то многомерный гравитон с точки зрения наблюдателя на бране представляется в виде большого числа легких массивных мод, которые при достаточно высоких энергиях ведут себя как безмассовые. Испускание легких мод по существу является классическим, поэтому возникает необходимость обобщения теории излучения на многомерные пространства. В работе [38] были рассмотрены особенности излучения и реакции излучения в (плоских) пространствах четной и нечетной размерности. Различие состоит в том, что запаздывающая функция Грина в четномерном пространстве-времени локализована на световом конусе, а в нечетномерном — также и внутри конуса. В результате, во втором случае сила реакции излучения описывается интегралом по всей предыстории движения. В четномерном случае устранение расходимостей требует добавления в лагранжиан контрчленов с высшими производными. Для случая искривленного пространства-времени был развит локальный метод вывода уравнений движения с учетом реакции излучения (негравитационной природы) в произвольной четной размерности [39,40]. Особенности излучения в моделях Рэндал-Сундрума рассмотрены в [41]. Физический смысл шоттовского члена в формулы для реакции излучения обсуждался в [42]

7. Дуальные симметрии и интегрирование уравнений струнной гравитации

Решение уравнений Эйнштейна представляет сложную математическую задачу уже в четырехмерной гравитации в отсутствии материальных источников. Однако, ограничиваясь решениями, зависящими только от трех координат, можно свести задачу к трехмерной гравитирующей сигма-модели на однородном пространстве $SL(2,R)/SO(2)$, что позволяет получать новые решения действуя преобразованиями дуальной симметрии $SL(2,R)$ на известные решения с той же трехмерной метрикой. Нами построена аналогичная схема интегрирования для четырехмерных моделей струнной гравитации [43]. Дилатон-аксионная гравитация, основанная на эффективном действии гетеротической струны включает метрику, векторное поле, дилатон и аксион. Для нее построена сигма-модель на пространстве $Sp(4,R)/SO(3)$ и получены решения [44], имеющие нетривиальную голографическую интерпретацию [45]. Теория с дублетом векторных полей приводит к кватернионной сигма-модели, допускающая плотное матричное представление 4×4 [46]. Пятимерная дилатон-аксионная гравитация сводится к шестимерной вакуумной теории [47] и порождает сигма-

модель на однородном пространстве группы $SL(4, \mathbb{R})$. Были обнаружены новые дуальные симметрии, связывающие редуцированную одиннадцатимерную супергравитацию и десятимерные теории IА, IВ с вакуумной эйнштейновской гравитацией в высших размерностях [48,49]. В связи с открытием черных колец, возник интерес к построению несуперсимметричных решений в пятимерных моделях супергравитации. Была разработана техника генерации решений, основанная на дуальной симметрии G_2 для минимальной теории [49,50] и $SO(4,4)$ для теории с триплетом векторных полей [51,52]. Получены новые решения для черных колец [49] и черных дыр, интерполирующих между пятимерным вблизи горизонта и асимптотическим четырехмерным [52].

8. Энтропия и конечная стадия испарения черных дыр

Согласно Хокингу, энтропия черной дыры равна одной четверти площади поверхности горизонта событий, деленной на квадрат планковской длины. Это соотношение выводится на основе синтеза классической эйнштейновской гравитации и квантовой теории поля и оно не раскрывает микроскопической природы энтропии черной дыры. Присутствие планковской длины в формуле для энтропии означает, что эта величина имеет происхождение в квантовой гравитации. Теория суперструн дает непротиворечивое описание гравитации в квантовой области, и она действительно объясняет происхождение хокинговской энтропии для черных дыр в струнной гравитации. Существует гипотеза о квантовом переходе черной дыры в состояние струны, если эффективный размер струны становится больше гравитационного радиуса массы, отвечающей возбуждению струны. Прямых доказательств этого нет, однако имеются косвенные подтверждения, основанные на описании рассеяния в классической и квантовой картинах.

В работах [53,54,55] было указано на свойства пространства классических решений в струнной гравитации с поправками по кривизне, которые также можно считать указанием на существование перехода черная дыра - струна (близкими свойствами обладают решения в модели Борна-Инфельда, основанной на теории открытых струн [56]). Типичным для струнной гравитации является существование скалярного поля - дилатона - который существенно изменяет свойства БПС черных дыр, для которых предсказания классической теории наиболее надежны. В эйнштейновской теории такие черные дыры сингулярны на горизонте, что указывает на необходимость учета квантовых поправок. Конкретная модель основана на теории гетеротической струны, в которой основная поправка описывается топологической плотностью Гаусса-Боннэ. В результате возникает модель струнной гравитации Гаусса-Боннэ, в рамках которой были найдены не-сингулярные решения для БПС черных дыр [53,54]. Оказалось, что они

имеют энтропию равную удвоенному значению энтропии Бекенштейна-Хокинга, что решает проблему согласования с квантовым расчетом струнных возбуждений. Одним из параметров решений является значение дилатона на бесконечности, которое связано с константой взаимодействия струн. В пространстве решений имеется пороговое значение этой константы, при котором решения перестают существовать. Порог отвечает струнным конфигурации размера большего соответствующего гравитационного радиуса. Это можно интерпретировать как указание на существование квантового перехода из регулярного состояния возбужденной струны в коллапсированное состояние и обратно. В частности, возникает следующая картина конечной стадии хогинговского испарения: параметры дилатонной дыры при испарении изменяются таким образом, что соответствующее значение струнной константы связи уменьшается и достигает значения, при котором размер возбужденной струны становится больше гравитационного радиуса, отвечающего массе ее возбуждения. При этом происходит квантовый переход из состояния черной дыры в регулярное состояние, причем энтропии состояний черной дыры и струны имеют одинаковый порядок.

Автор благодарен ученикам и соавторам М.С. Волкову, Е.А. Давыдову В.В. Дядичеву, Е.Ю. Мелкумовой, Д.Г. Орлову, П.А. Спирину, Ч.М. Чену, С.А. Шаракину и Н.Г. Щерблюку за участие в работе на различных этапах. Работа поддержана РФФИ 08-02-01398-а.

Литература

1. M. S. Volkov and D. V. Gal'tsov, "Gravitating non-Abelian solitons and black holes with Yang-Mills fields," *Phys. Rept.* , 1 (1999) [arXiv:hep-th/9810070].
2. D. V. Gal'tsov, "Gravitating lumps," in "General Relativity and Gravitation", World Scientific, 2002, pp. 142-161. arXiv:hep-th/0112038.
3. D. V. Gal'tsov, "Gravitating lumps 2002", in "Group-24: Physical and mathematical aspects of symmetries", ed. R. Kerner and J.-P. Gazeau, IOP Publ. 2003, pp. 255-262.
4. D. V. Gal'tsov, "Einstein-Yang-Mills solitons: towards new degrees of freedom", in "Mathematical Cosmology", World Scientific, Singapore, 1998, 92-103.
5. D. V. Gal'tsov, E. A. Davydov and M. S. Volkov, "Einstein-Yang-Mills strings," *Phys. Lett. B*, 249 (2007) [arXiv:hep-th/0610183].
6. D. V. Gal'tsov and E. A. Davydov, "Cylindrically symmetric solitons in Einstein-Yang-Mills theory," *Phys. Rev. D* , 084016 (2007) [arXiv:hep-th/0612273].
7. D. Gal'tsov and R. Kerner, "Classical glueballs in non-Abelian Born-Infeld theory," *Phys. Rev. Lett.* , 5955 (2000) [arXiv:hep-th/9910171].

8. V. V. Dyadichev and D. V. Gal'tsov, "Solitons and black holes in non-Abelian Einstein-Born-Infeld theory," *Phys. Lett. B* , 431 (2000) [arXiv:hep-th/0005099].

9. V. V. Dyadichev and D. V. Gal'tsov, "Sphaleron glueballs in NBI theory with symmetrized trace," *Nucl. Phys. B* , 504 (2000) [arXiv:hep-th/0006242].

10. D. Gal'tsov, V. Dyadichev, "D-branes and vacuum periodicity" in "Non-commutative structures in mathematics and physics", Kluwer, 2001, p. 61-78.

11. V. V. Dyadichev and D. V. Gal'tsov, "Monopoles in NBI-Higgs theory and Born-Infeld collapse," *Phys. Rev. D* , 124026 (2002) [arXiv:hep-th/0202177].

12. D. V. Gal'tsov, "Non-Abelian condensates as alternative for dark energy," Proc. of the 43rd Rencontres de Moriond "Cosmology 2008", arXiv:0901.0115 [gr-qc].

13. V. V. Dyadichev, D. V. Gal'tsov, A. G. Zorin and M. Y. Zotov, "Non-Abelian Born-Infeld cosmology," *Phys. Rev. D* , 084007 (2002) [arXiv:hep-th/0111099].

14. D. V. Gal'tsov and V. V. Dyadichev, "Non-Abelian brane cosmology," *Astrophys. Space Sci.* , 667 (2003) [arXiv:hep-th/0301044].

15. D. V. Gal'tsov and V. V. Dyadichev, "Stabilization of the Yang-Mills chaos in non-Abelian Born-Infeld theory," *Письма в ЖЭТФ* , 184 (2003) [arXiv:hep-th/0301069].

16. V. V. Dyadichev, D. V. Gal'tsov and P. Vargas Moniz, "Chaos - order transition in Bianchi I non-Abelian Born-Infeld cosmology," *Phys. Rev. D* , 084021 (2005) [arXiv:hep-th/0412334].

17. V.V. Dyadichev, D.V. Gal'tsov, P.V. Moniz, "New features about chaos in Bianchi I non-Abelian Born-Infeld cosmology." *AIP Conf. Proc.* 861:312-319, 2006.

18. D.V. Gal'tsov, "Brane inspired models in gravitation and cosmology", in "The gravitational Constant: Generalized Gravitational Theories and Experiments", Kluwer, 2004, pp. 113-138.

19. C. M. Chen, D. V. Gal'tsov and M. Gutperle, "S-brane solutions in supergravity theories," *Phys. Rev. D* , 024043 (2002) [arXiv:hep-th/0204071].

20. D.V. Gal'tsov, E.Yu.Melkumova and R.Kerner, "Axion bremsstrahlung from collisions of global strings", *Phys. Rev.D* 70, (2004) 045009,astro-ph/0310718.

21. D. V. Gal'tsov, E. Y. Melkumova and K. Salehi, "Cerenkov radiation from moving straight strings," *Phys. Rev. D* , 105013 (2007) [arXiv:hep-th/0701003].

22. D. V. Gal'tsov, E. Y. Melkumova and K. Salehi, "Dilaton and axion bremsstrahlung under collision of cosmic superstrings", *J.Phys. A* 6979-6984, 2007. hep-th/0612271.

23. E. Melkumova, D. Gal'tsov and K. Salehi, "Form-field bremsstrahlung under collision of p-branes," PoS HEP2005, 147 (2006).

24. D. V. Gal'tsov and E. Y. Melkumova, "Gravitational and dilaton radiation from a relativistic membrane," Phys. Rev. D , 064025 (2001) [arXiv:gr-qc/0006087].

25. D. V. Gal'tsov and O. A. Rytchkov, "Generating branes via sigma-models," Phys. Rev. D , 122001 (1998) [arXiv:hep-th/9801160].

26. D. V. Gal'tsov, J. P. S. Lemos and G. Clement, "Supergravity p-branes revisited: extra para-meters, uniqueness, and topological censorship," Phys.Rev. D , 024011 (2004) [hep-th/0403112].

27. D. V. Gal'tsov and D. G. Orlov, "Liouville and Toda dyonic branes: Regularity and BPS limit," Grav. Cosmol. , 235 (2005) [arXiv:hep-th/0512345].

28. D. Gal'tsov, S. Klevtsov, D. Orlov and G. Clement, "More on general p-brane solutions," Int. J. Mod. Phys. A , 3575 (2006) [arXiv:hep-th/0508070].

29. G. Clement, D. Gal'tsov and C. Leygnac, "Linear dilaton black holes," Phys. Rev. D , 024012 (2003) [arXiv:hep-th/0208225].

30. G. Clement, D. Gal'tsov and C. Leygnac, "Black branes on the linear dilaton background," Phys. Rev. D , 084014 (2005) [arXiv:hep-th/0412321].

31. C. M. Chen, D. V. Gal'tsov and N. Ohta, "Intersecting non-extreme p-branes and linear dilaton background," Phys. Rev. D , 044029 (2005) [arXiv:hep-th/0506216].

32. G. Clement, D. Gal'tsov, C. Leygnac and D. Orlov, "Dyonic branes and linear dilaton background," Phys. Rev. D , 045018 (2006) [arXiv:hep-th/0512013].

33. D. V. Gal'tsov, S. E. Klevtsov and D. G. Orlov, "Cylindrical D-instantons," Grav. Cosmol. , 127 (2005).

34. Д.В.Гальцов, Д.Г.Орлов и С.Е.Клевцов, "D -инстантон на фоне линейного дилатона", Ядерная Физика , 1614 (2007).

35. C. M. Chen, D. V. Gal'tsov and S. A. Sharakin, "Intersecting M-fluxbranes," Grav. Cosmol, 45 (1999) [arXiv:hep-th/9908132].

36. C. M. Chen, D. V. Gal'tsov and P. M. Saffin, "Supergravity fluxbranes in various dimen-sions," Phys. Rev. D , 084004 (2002) [arXiv:hep-th/0110164].

37. G. Clement and D. Gal'tsov, "F0 fluxbranes, F-walls and new brane worlds," Class. Quant. Grav. , 6303 (2002) [arXiv:hep-th/0208227].

38. D. V. Gal'tsov, "Radiation reaction in various dimensions," Phys. Rev. D , 025016 (2002) [arXiv:hep-th/0112110].

39. D. Gal'tsov, P. Spirin and S. Staub, "Radiation reaction in curved space-time: local method," In: "Gravitation ans Astrophysics", WS, 2006, pp. 345-354, arXiv:gr-qc/0701004.

40. D. V. Gal'tsov and P. Spirin, "Radiation reaction in curved even-dimensional spacetime," Grav. Cosmol. , 241 (2007).

41. D. V. Gal'tsov, "Gravitational radiation in the brane Universe scenario", in "Gravitational waves and Experimental gravity", ed. J. Dumarches and J. Tran Thanh Van, Gioi Publishers, 2005, pp 407-418.

42. D. V. Gal'tsov and P. Spirin, "Radiation reaction reexamined: Bound momentum and Schott term," *Grav. Cosmol.* , 1 (2006) [arXiv:hep-th/0405121].

43. D. V. Gal'tsov, "Generating solutions via sigma-models," *Prog. Theor. Phys. Suppl.* , 121 (2008) [arXiv:0901.0098 [gr-qc]].

44. G. Clement and D. V. Gal'tsov, "Bertotti-Robinson type solutions to dilaton axion gravity," *Phys. Rev. D* , 124011 (2001) [arXiv:gr-qc/0102025].

45. G. Clement and D. V. Gal'tsov, "Conformal mechanics on rotating Bertotti-Robinson spacetime," *Nucl. Phys. B* , 741 (2001) [arXiv:hep-th/0105237].

46. C. M. Chen, D. V. Gal'tsov, K. I. Maeda and S. A. Sharakin, "SL(4,R) generating symmetry in five-dimensional gravity coupled to dilaton *Phys. Lett. B* , 7 (1999) [arXiv:hep-th/9901130].

47. C. M. Chen, D. V. Gal'tsov and S. A. Sharakin, "Vacuum interpretation for supergravity M-branes," *Phys. Lett. B* , 269 (2000) [arXiv:hep-th/9908133].

48. C. M. Chen, D. V. Gal'tsov and S. A. Sharakin, "Inverse dualisation and non-local dualities between Einstein gravity and supergravities," *Class. Quant. Grav.* 347 (2002) [hep-th/0109151].

49. A. Bouchareb, G. Clement, C. M. Chen, D. V. Gal'tsov, N. G. Scherbluk and T. Wolf, "G2 generating technique for minimal D=5 supergravity and black rings," *Phys.Rev.D*, 104032 (2007)

50. D. V. Gal'tsov and N. G. Scherbluk, "Hidden symmetries of non-minimal 5D supergravity," В сб. "Проблемы современной теоретической физики", Томск, Изд. ТГПУ 2008, 171-186. 51. D. V. Gal'tsov and N. G. Scherbluk, "Generating technique for [EQUATION] supergravity," *Phys. Rev. D* , 064033 (2008) [arXiv:0805.3924 [hep-th]].

52. D. V. Gal'tsov and N. G. Scherbluk, "Improved generating technique for D=5 supergravities and squashed Kaluza-Klein Black Holes," *Phys. Rev. D*, (2009) arXiv:0812.2336 [hep-th].

53. C. M. Chen, D. V. Gal'tsov and D. G. Orlov, "Extremal black holes in Gauss-Bonnet gravity," *Phys. Rev. D* , 084030 (2007) [arXiv:hep-th/0701004].

54. C. M. Chen, D. V. Gal'tsov and D. G. Orlov, "Extremal dyonic black holes in Gauss-Bonnet gravity," *Phys. Rev. D*, 104013 (2008) [arXiv:0809.1720 [hep-th]].

55. D. V. Gal'tsov and E. A. Davydov, "Curvature-corrected dilatonic black holes and black hole – string transition," *Письма в ЖЭТФ*, 102-107 (2009), arXiv:0812.5103 [hep-th].

56. G. Clement and D. Gal'tsov, "Solitons and black holes in Einstein-Born-Infeld-dilaton theory," *Phys. Rev. D*, 124013 (2000) [arXiv:hep-th/0007228].

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ САМОДЕЙСТВИЕ ВБЛИЗИ БЕЗВАКУУМНЫХ ДЕФЕКТОВ В МОДЕЛИ РЭНДАЛЛ-СУНДРУМА

Профессор *Грац Ю.В.*, аспирант *Михайлов А.С.*

Явление самодействия изучается уже более полувека (см., например, [1], а также процитированную там литературу). Одной из замечательных особенностей этого эффекта в случае искривленного пространства является то, что сила самодействия не обращается в ноль даже в случае покоящегося заряда в статическом гравитационном поле.

В данной работе мы рассмотрим эффект самодействия на покоящийся заряд вблизи так называемых безвакуумных дефектов [2, 3] в пятимерной модели Рэндалл-Сундрума с одной браной [4].

В работе используется система единиц $c = 1$ и метрика пятимерного пространства-времени с сигнатурой $(- + + + +)$.

Выражение для электромагнитной энергии точечной заряженной частицы в произвольном пространстве-времени формально записывается через функцию Грина в пределе совпадающих точек

$$U_{em}(x) = 2\pi e^2 G(x, x) \quad (1)$$

и, таким образом, расходится.

Следуя работе [5], воспользуемся теорией возмущений, в сочетании с методом размерной регуляризации. Перепишем уравнение для функции Грина следующим образом

$$\delta^{ij} \partial_j \partial_i G(x, x') = -\delta^{(3)}(x - x') - VG(x, x'), \quad V = -\partial_i \left(\sqrt{-g} g^{ij} g^{00} \partial_j \right) - \delta^{ij} \partial_i \partial_j. \quad (2)$$

В рамках теории возмущений решение этого уравнения можно записать в виде

$$G = G_0 + G_0 V G_0 + G_0 V G_0 V G_0 + \dots, \quad (3)$$

где G_0 – функция Грина уравнения Лапласа в трехмерном пространстве. В результате первая поправка к функции Грина может быть приведена к виду

$$G^1(x, x) = \frac{1}{2^6} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} e^{-iqx} q \left(2h + 4h^{00} - \frac{q_i q_k}{q^2} h^{ik} - \delta_{ik} h^{ik} \right). \quad (4)$$

Решение уравнений линеаризованной гравитации для модели с одной браной было найдено в работе [6]. Выражения для безследовой части возмущений метрики $\tilde{h}_{\mu\nu}(x) = h_{\mu\nu}(x) - (1/4)\eta_{\mu\nu}h(x)$ в случае статического источника имеет вид

$$\tilde{h}_{\mu\nu}(x) = 16\pi G_5 k \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{e^{iqx} f_{\mu\nu}(q)}{q^2} + 8\pi G_5 \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{e^{iqx} K_0(|q|/k) f_{\mu\nu}(q)}{K_1(|q|/k) |q|}, \quad (5)$$

где $f_{\mu\nu}$ определено соотношением

$$f_{\mu\nu}(q) = T_{\mu\nu}(q) - \frac{1}{3} \left(\eta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) T(q), \quad (6)$$

а $T_{\mu\nu}$ – тензор энергии-импульса помещенной на брану материи.

Соответствующее решение для следа будет

$$h(x) = -\frac{32\pi}{3} G_5 k \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} e^{iqx} \frac{T(q)}{q^2}. \quad (7)$$

В интересующем нас случае безвакуумного монополя (mon) и безвакуумной струны (str) тензоры энергии-импульса могут быть записаны в следующей форме

$$T_{00}^{mon} = \frac{7}{10} \sqrt{10} \frac{M^2}{\delta r}, \quad T_{ik}^{mon} = -\frac{3}{10} \sqrt{10} \frac{M^2}{\delta r} \left(\delta_{ik} + \frac{x_i x_k}{r^2} \right), \quad (8)$$

$$T_{00}^{str} = -T_{zz}^{str} = \frac{2}{3} \sqrt{6} \frac{M^2}{\delta r}, \quad T_{ab}^{str} = -\frac{\sqrt{6}}{2} \frac{M^2}{\delta r} \frac{x_a x_b}{r^3}.$$

где δ – характерный размер дефекта, индексы i, k, \dots пробегает значения 1, 2, 3, а a, b, \dots – значения 1, 2.

Используя (4) и явный вид метрики (5), (6), (7), можно показать, что в модели RS2 первая поправка к функции Грина для произвольного статического распределения материи на бране имеет вид ($G_4 = kG_5$ – четырехмерная гравитационная постоянная)

$$G^1 = \pi G_4 \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{e^{-iqx}}{q} \left[-\frac{1}{4} \delta^{ik} f_{ik} + f_{00} \right] + \frac{\pi}{2} G_5 \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} e^{-iqx} \frac{K_0(q/k)}{K_1(q/k)} \left[-\frac{1}{4} \delta^{ik} f_{ik} + f_{00} \right]. \quad (9)$$

В рассматриваемом случае безвакуумных дефектов первое слагаемое в (9), которое соответствует четырехмерной теории, допускает точное вычисление для всех kr . Часть же, обусловленная наличием дополнительного измерения, может быть вычислена только приближенно в случае больших $kr \gg 1$ и малых $kr \ll 1$ значений радиальной координаты.

Подставляя в (9) выражения для тензоров энергии-импульса (8), получаем, что для безвакуумного монополя

$$G_{mon}^1(x, x) = -\frac{\sqrt{10}}{10} \frac{G_4 M^2}{\delta} \ln(kr) + \frac{\sqrt{10}}{20} \frac{G_5 M^2}{\delta} \frac{\ln(kr)}{kr^2} \quad kr \gg 1, \quad (10)$$

$$G_{mon}^1(x, x) = -\frac{\sqrt{10}}{10} \frac{G_4 M^2}{\delta} \ln(kr) + \frac{\sqrt{10}\pi}{40} \frac{G_5 M^2}{\delta} \frac{1}{r} \quad kr \ll 1,$$

а в случае безвакуумной струны

$$G_{str}^1(x, x) = -\frac{\sqrt{6}\pi}{24} \frac{G_4 M^2}{\delta} \ln(kr) + \frac{\sqrt{6}\pi}{48} \frac{G_5 M^2}{\delta} \frac{1}{kr^2} \quad kr \gg 1, \quad (11)$$

$$G_{str}^1(x, x) = -\frac{\sqrt{6}\pi}{24} \frac{G_4 M^2}{\delta} \ln(kr) + \frac{\sqrt{6}\pi}{48} \frac{G_5 M^2}{\delta} \frac{1}{r} \quad kr \ll 1.$$

Сила электростатического самодействия, действующая на заряженную частицу, в гравитационном поле выражается через функцию Грина следующим образом:

$$\vec{F}_{mon}^{em}(x) = \frac{\sqrt{10}\pi}{5} \frac{e^2 G_4 M^2}{\delta r} \frac{\vec{r}}{r} + \frac{\sqrt{10}\pi}{10} \frac{e^2 G_5 M^2}{\delta kr^3} (2 \ln(kr) - 1) \frac{\vec{r}}{r} \quad kr \gg 1, \quad (12)$$

$$\vec{F}_{mon}^{em}(x) = \frac{\sqrt{10}\pi}{5} \frac{e^2 G_4 M^2}{\delta r} \frac{\vec{r}}{r} + \frac{\sqrt{10}\pi^2}{20} \frac{e^2 G_5 M^2}{\delta r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad kr \ll 1,$$

и, соответственно, для безвакуумной струны

$$\vec{F}_{str}^{em}(x) = \frac{\sqrt{6}\pi^2}{12} \frac{e^2 G_4 M^2}{\delta r} \frac{\vec{r}}{r} + \frac{\sqrt{6}\pi^2}{12} \frac{e^2 G_5 M^2}{\delta kr^3} \frac{\vec{r}}{r} \quad kr \gg 1, \quad (13)$$

$$\vec{F}_{str}^{em}(x) = \frac{\sqrt{6}\pi^2}{12} \frac{e^2 G_4 M^2}{\delta r} \frac{\vec{r}}{r} + \frac{\sqrt{10}\pi^2}{24} \frac{e^2 G_5 M^2}{\delta r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad kr \ll 1.$$

Отметим, что на больших расстояниях, доминирующий вклад в силу самодействия дают 4D слагаемые, т.е. результаты соответствующие тем, которые получаются в четырехмерной эйнштейновской теории. Однако, при приближении пробной частицы к ядру дефекта, начинает доминировать вклад, обусловленный наличием пятого измерения.

Литература

- [1] Н.Р. Хуснутдинов. -- УФН, 2005, т.175, №6, с.609.
- [2] I. Cho, A. Vilenkin. -- Phys. Rev. D., 1998, v. 59, p. 021701.
- [3] I. Cho, A. Vilenkin. -- Phys. Rev. D., 1999, v. 59, p. 063510.
- [4]] L. Randall, R. Sundrum. -- Phys. Rev. Lett., 1999, v. 83, p. 3370–3373
- [5] Д.В. Гальцов, Ю.В. Грац, А.В. Лаврентьев.-- Ядерная Физика, 1995, т. 58, с. 570.
- [6] I.Ya. Aref'eva, et al -- Nucl. Phys. B, 2000, v. 590, p. 273.

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ В СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ТЕОРИЯХ С КУБИЧНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ, РЕГУЛЯРИЗОВАННЫХ ВЫСШИМИ ПРОИЗВОДНЫМИ

Аспирантка *Шевцова Е.С.*, доцент, *Степаньянц К.В.*

При вычислении квантовых поправок в суперсимметричных теориях с использованием регуляризации высшими производными [1] была замечена интересная закономерность, впервые замеченная в N=1 суперсимметричной электродинамике в работе [2]. Оказалось, что все интегралы, определяющие функцию Гелл-Манна–Лоу, являются интегралами от полных производных. В дальнейшем эта особенность была выявлена и в других суперсимметричных теориях, действие которых не содержит суперпотенциал (за исключением массового слагаемого) [3, 4]. Целью данной работы была проверка факторизации двухточечной функции Грина в интеграл от полной производной для N=1 суперсимметричной теории Янга–Миллса с кубичным взаимодействием. Проверка этого факта дает основание полагать, что подобная факторизация характерна для всех суперсимметричных теорий.

В этой работе рассматривалось действие с кубичным суперпотенциалом:

$$S = \frac{1}{4e^2} \text{Re tr} \int d^4x d^2\theta W_a C^{ab} W_b + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta (\phi^*)^i (e^{2V})^j \phi_j + \left[\int d^4x d^2\theta \left(\frac{1}{2!} m^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{3!} \lambda^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k \right) + \text{э.с.} \right],$$

где ϕ_i – киральные суперполя материи, которые лежат в некотором представлении калибровочной группы R, V – вещественное скалярное суперполе, которое в качестве одной из компонент содержит калибровочное поле A_μ . Суперполе W_a представляет собой суперсимметричный аналог тензора напряженности калибровочного поля. Действие рассматриваемой модели калибровочно инвариантно, если выполняется условие

$$(T^A)_j^{i_1} \lambda^{j i_2 i_3} + (T^A)_j^{i_2} \lambda^{i_1 j i_3} + (T^A)_j^{i_3} \lambda^{i_1 i_2 j} = 0,$$

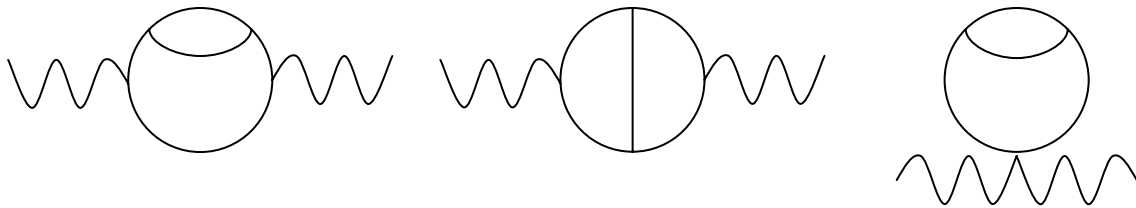
где индекс A нумерует генераторы калибровочной группы.

Регуляризацию и фиксацию калибровки удобно выбрать так, чтобы эта инвариантность не нарушалась. Для этой работы существенно, что при наличии нетривиального (кубичного по суперполям материи) суперпотенциала, необходимо вводить слагаемое с высшими производными не только для калибровочного поля, но и для киральных суперполей материи. Сделаем это при помощи следующих замен (в пределе нулевой массы):

$$\begin{aligned} \frac{1}{4}(\phi^*)^i (e^{2V'})^j_i \phi_j &\rightarrow \frac{1}{8}(\phi^*)^i \left[e^{\Omega^+} e^{2V} \left(1 + \frac{(D_\alpha^2)^m}{\Lambda^{2m}} \right) e^\Omega \right]^j_i \phi_j + \\ &+ \frac{1}{8}(\phi^*)^i \left[e^{\Omega^+} \left(1 + \frac{(D_\alpha^2)^m}{\Lambda^{2m}} \right) e^{2V} e^\Omega \right]^j_i \phi_j, \\ VD_\mu^2 V &\rightarrow V \left(1 + \frac{D_\alpha^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right) D_\mu^2 V, \end{aligned}$$

где Ω – фоновое поле, D_α – фоновая ковариантная производная, степень m соответствует модификации суперполя материи, а n – пропагатора калибровочного поля.

Далее производящий функционал и эффективное действие строятся стандартным образом. Раскладывая полученное выражение в ряд теории возмущений можно построить правила Фейнмана. Часть двухпетлевого вклада в функцию Гелл-Манна–Лоу, которая содержит кубичные вершины, в пределе нулевой массы определяется суммой трех эффективных диаграмм:



Целью этой работы является вычисление этого вклада и проверка того, что он факторизуется в интеграл от полной производной. (Вклад полей Паули–Вилларса, которые необходимы для устранения однопетлевых расходимостей, здесь не исследуется.) После вычисления указанных выше диаграмм Фейнмана было получено, что подынтегральное выражения для перенормированной двухточечной функции Грина калибровочного суперполя сводится к полным производным:

$$\begin{aligned} -16\pi^2 \alpha_Y C(R) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{1}{q^2} \frac{d}{dq^2} \left\{ \frac{1}{k^2 (q+k)^2 (1+k^{2m}/\Lambda^{2m})(1+(q+k)^{2m}/\Lambda^{2m})} \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{(1+q^{2m}/\Lambda^{2m})} + \frac{mq^{2m}/\Lambda^{2m}}{(1+q^{2m}/\Lambda^{2m})^2} \right] \right\}, \end{aligned}$$

где α_Y определяется выражением $\frac{1}{4\pi} \lambda^{jkl} \lambda_{ikl}^* \equiv \alpha_Y \delta_i^j$, а $C(R)$ – выражением

$$tr(T^A T^B) = C(R) \delta^{AB}.$$

Затем, вычисляя функцию Гелл-Манна–Лоу и сравнивая ее с выражением для аномальной размерности, несложно убедиться, что с рассматриваемой точностью функция Гелл-Манна—Лоу совпадает с β -функцией Новикова, Шифмана, Ванштейна и Захарова [5].

Таким образом, факторизация интегралов, определяющих функцию Гелл-Манна–Лоу, в полные производные также имеет место и для теорий с кубичным взаимодействием. Тем самым подтверждается гипотеза о том, что такое свойство, по-видимому, характерно для всех теорий с глобальной суперсимметрией.

Литература

1. P.West, Nucl.Phys. **B 268**, (1986), 113
2. A.A.Soloshenko, K.V.Stepanyantz, hep-th/0304083. А. Солошенко, К. Степаньянц, ТМФ, **140**, (2004), 437.
3. К.В. Степаньянц, ТМФ, **142**, (2005), 37.
4. К.В. Степаньянц, ТМФ, **150**, (2007), 442.
5. V.Novikov, M.Shifman, A.Vanstein, V.Zakharov, Phys.Lett. **166B**.

СМЕШИВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ В РАМКАХ МССМ С ЯВНЫМ НАРУШЕНИЕМ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ

Вед. научн. сотр. *Дубинин М.Н.* (ОТФВЭ НИИЯФ МГУ),
аспирант *Сукачев А.И.*

Введение

Минимальное суперсимметричное расширение стандартной модели (МССМ), содержащее большое число комплексных параметров [1], позволяет получить дополнительные, по сравнению со Стандартной Моделью (СМ), вклады в основные наблюдаемые параметры смешивания в системах нейтральных K^0 -, $B_{d,s}^0$ - и D^0 -мезонов: расщепление масс физических состояний (Δm_{LS}) и величину косвенного нарушения CP -инвариантности (ϵ).

В настоящем докладе изложены результаты вычислений указанных величин, выполненные в рамках минимальной суперсимметричной стандартной модели с юкавским сектором второго типа (МССМ II) и явным нарушением CP -инвариантности в хиггсовском секторе [2]. В качестве основного принят сценарий максимального смешивания нейтральных бозонов Хиггса, обладающих определенной CP -четностью («СРХ-сценарий») [3].

Смешивание K^0 – мезонов в СМ

В рамках СМ смешивание в системе K^0 – мезонов возникает вслед-

ствии смешивания в секторе заряженных слабых токов, определяемого матрицей Кабиббо-Кобаяши-Маскава (ККМ-матрицей), а малая величина его объясняется механизмом Глэшоу-Илиопулоса-Майани (ГИМ-механизм) [4] – рис. 1 (а).

Действительная часть соответствующей амплитуды определяет разность масс нейтральных каонов $\Delta m_{LS}^{WW} = \frac{G_F^2 f_K^2 m_K B_K}{6\pi^2} \text{Re} A$, а отношение мнимой и действительной частей – величину косвенного нарушения CP-инвариантности $|\varepsilon| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\text{Im} A}{\text{Re} A}$.

$$A = [(V_{cd}^* V_{cs})^2 m_c^2 \eta_1 I(\xi_1) + (V_{td}^* V_{ts})^2 m_t^2 \eta_2 I(\xi_2) + 2(V_{td}^* V_{cd}^* V_{ts} V_{cs}) m_c m_t \eta_3 I(\xi_2, \xi_3)]$$

В приведенных формулах: $f_K \approx 165 \text{ МэВ}$, $G_F = 1.17 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$, V_{ij} – матричные элементы ККМ-матрицы, B_K – непертурбативные, а η_i – пертурбативные КХД-поправки. $I(\xi_i)$ – функции Высоцкого-Инами-Лима [5].

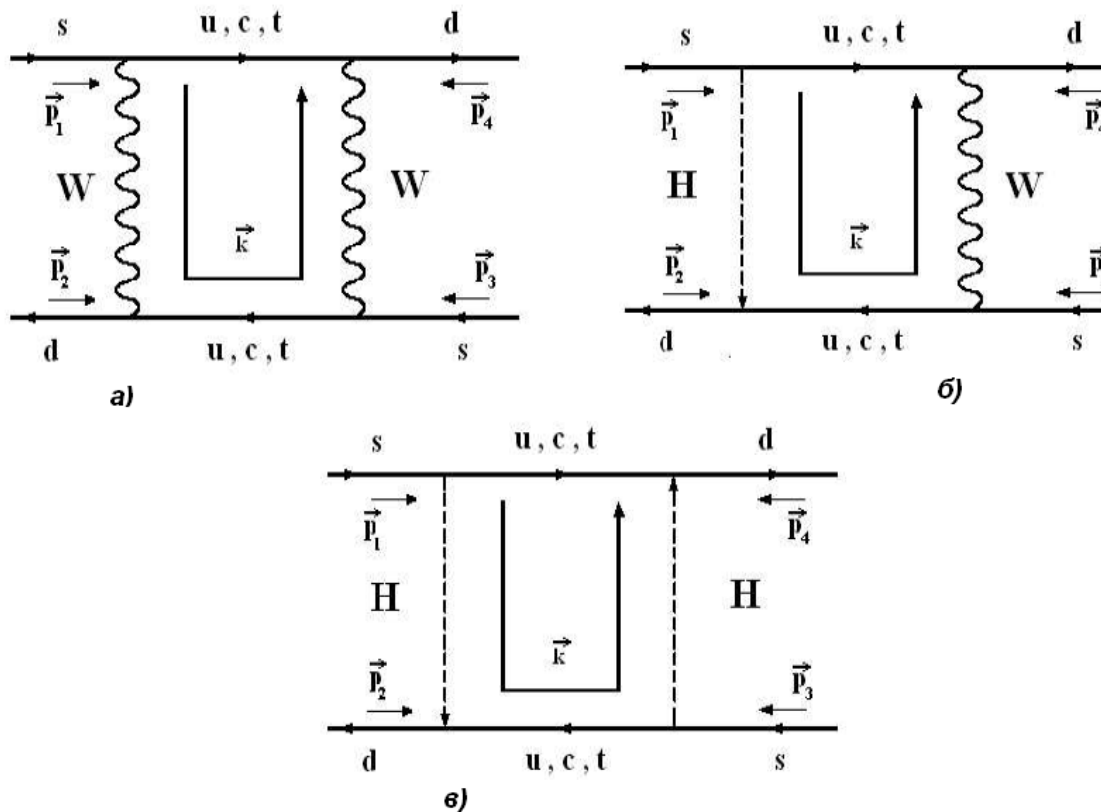


Рис. 1.

Смешивание K^0 -мезонов в МССМ II

По сравнению с СМ в МССМ II появляются дополнительные диаграммы, в которых смешивание происходит за счет обмена одним или двумя заря-

женными скалярными бозонами – рис. 1 (б,в).

Величина расщепления масс в системах нейтральных K^0 -мезонов представляет собой сумму вклада СМ и вкладов от диаграмм МССМ, определяемых выражениями:

$$\Delta m_{LS}^{HW} = \frac{G_F C_H f_K^2 B_K m_K m_H^2}{24\pi^2 m_W^3} \left(\frac{m_W}{2 \cdot \tan^2 \beta} \operatorname{Re} B_1(F_{1j}^{HW}) - \frac{\tan^2 \beta \cdot m_s m_d}{m_W} \operatorname{Re} B_2(F_{2j}^{HW}) \right)$$

$$\Delta m_{LS}^{HH} = \frac{C_H^2 f_K^2 m_K B_K}{768\pi^2 m_W^4} \left(\frac{m_s^2 m_d^2 \tan^4 \beta}{2 m_H^2} \operatorname{Re} C_1(G_{1k}^{HH}) - m_s m_d \operatorname{Re} C_2(G_{2k}^{HW}) + \right.$$

$$\left. + \frac{m_H^2}{2 \tan^4 \beta} \operatorname{Re} C_3(G_{3k}^{HH}) + \frac{5 B_K^S}{4 B_K} m_s^2 \operatorname{Re} C_4(G_{4k}^{HH}) \right)$$

Здесь: B_i, C_i имеют ту же структуру, что и A ; F_{ij} и G_{ij} - аналоги функций Высоцкого-Инами-Лима для HW - и HH -диаграмм; $\tan \beta = v_2 / v_1$ – отношение вакуумных средних двух скалярных дублетов в хиггсовском секторе МССМ II; C_H - константа четырехфермионного скалярного взаимодействия – аналог G_F . Вычисления осуществлялись в калибровке 'т-Хоофта-Фейнмана, поэтому проводился дополнительный учет вкладов от HG -диаграмм с обменами нефизическими скалярами:

$$\Delta m_{LS}^{HG} = \frac{G_F C_H f_K^2 m_K B_K m_H^2}{96\pi^2 m_W^8} \left[m_d^2 m_s^2 \tan^2 \beta \cdot D_1(J_{11}^{HG}, J_{12}^{HG}) + m_s m_d m_W^2 \cdot D_2(J_{21}^{HG}, J_{22}^{HG}) + \right.$$

$$\left. + \frac{m_W^4}{2 \cdot \tan^2 \beta} \cdot D_3(J_{31}^{HG}, J_{32}^{HG}) - \frac{5 B_K^S}{4 B_K} m_W^2 \cdot \left(m_s^2 + m_d^2 - \frac{m_s m_d}{\tan^2 \beta} - m_s m_d \tan^2 \beta \right) \cdot D_4(J_{41}^{HG}, J_{42}^{HG}) \right]$$

Здесь D – действительная часть от выражения, аналогичного A . Полученные формулы справедливы и для систем $B_{d,s}$ -мезонов с точностью до перемены индексов соответствующих нижних кварков местами. Аналогичные выражения можно получить и для D^0 -мезонов. Величина ε определяется по формуле:

$$|\varepsilon_{tot}| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{M_{LS}^{WW} + \sum_{i=1}^2 M_{LS}^{HWi} + \sum_{j=1}^7 M_{LS}^{HGj} + \sum_{k=1}^4 M_{LS}^{HGk}}{N_{LS}^{WW} + \sum_{i=1}^2 N_{LS}^{HWi} + \sum_{j=1}^7 N_{LS}^{HGj} + \sum_{k=1}^4 N_{LS}^{HGk}},$$

где M и N – мнимые и действительные части амплитуд рассматриваемых диаграмм соответственно.

Численные данные

Численный анализ полученных выражений проводился при условии нормировки на результаты расчетов для WW -диаграмм СМ (то есть в конечные выражения подставлялись «токовые» масс кварков, а не «конституентные»).

В результате осуществленного анализа возможно выделить области пространства параметров МССМ в проекции на плоскость $(m_H, \tan \beta)$, значения основных наблюдаемых в которых резко отличаются от их значения в рамках СМ. В частности, исключенной оказывается область малых $\tan \beta < 5$ при любых массах заряженного скаляра, а также легкий заряженный бозон Хиггса $m_H < 150$ ГэВ при $\tan \beta > 40$.

Литература

1. S. Hesselbach. Acta Phys. Polon. B 35, N 11, p. 2739, 2004; G.C. Branco, M.E. Gomez, S. Khalil, A.M. Teixeira. Nucl. Phys. B 659, N 1-2, p. 119, 2003.
2. Э.Н. Ахметзянова, М.В. Долгополов, М.Н. Дубинин. ЯФ 68, №11, с. 1913.
3. M. Carena. Phys. Lett., B 495, p. 155, 2000.
4. S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani. Phys. Rev. D 2, p. 1285, 1970.
5. М.И. Высоцкий. ЯФ 31, № 1-4, с. 1535, 1980; T. Inami, C.S. Lim. Progr. Theor. Phys., 65, N 1, p. 297, 1981.

ЭФФЕКТИВНОЕ УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Ст. преподаватель. *Савченко А.М.*, мл. науч. сотр. *Садовникова М.Б.*

Рассматривается сверхпроводящее состояние вблизи линии фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую для систем типа перовскитов.

Так как при сильном обменном взаимодействии корреляционная длина может составлять десятки ангстрем и даже меньше, то очевидно, что спин-фононный резонанс попадает в область значений волнового вектора $k \cong k_F$, где k_F – фермиевский волновой вектор, что ведет к резкому возрастанию эффективного параметра спин-фононной связи, увеличению частоты спиновой (эффективной квазифононной) моды и в результате к резкому увеличению константы спин-фононного взаимодействия.

Получены выражения для эффективных параметров электрон-спин-фононного взаимодействия. Показано, что критическая температура фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую определяется резонансным усилением электрон-фононного взаимодействия спиновыми флуктуациями обменной природы.

На основе анализа спин-волновой динамики магнитных систем исследован параметр спин-фононной связи. Показано, что параметр спин-фононной связи будет тем выше, чем больше относительный электрон-ионный потенциал, меньше обменный радиус корреляции, меньше масса ионов, составляющих кристаллическую решетку.

Отметим, что малый обменный радиус корреляции может быть достигнут, если для синтезирования выбираются элементы, участвующие в образовании ковалентной связи и имеющие малый атомный радиус. Интересно отметить, что атомный радиус кислорода - один из наименьших во всей периодической системе элементов; кроме того, кислород участвует в образовании ковалентной связи (типа Cu-O), то есть в формировании обменного взаимодействия между электронами проводимости. Данный факт может помочь в понимании, почему новые высокотемпературные сверхпроводящие соединения оказываются столь чувствительными к содержанию в них кислорода.

Литература

1. Sadovnikov B.I., Savchenko A.M. // Physica A. 1999. **271**. P. 411
2. Sadovnikova M.B., Savchenko A.M., Scarpetta G. // Phys. Lett. A. 2000. **274**. P. 236

РАСЧЕТ ФАЗОВЫХ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ В ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ ВЛАСОВА–ДАРВИНА

Доцент *Бородачѳв Л.В.*, аспирант *Коломиец Д.О.*

Как известно, одно из наиболее адекватных математических описаний динамики горячей разреженной плазмы дает самосогласованный формализм А.А.Власова [1]: совокупность кинетических уравнений вида

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f + \frac{q}{m} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) \cdot \nabla_{\vec{v}} f = 0,$$

где q , m – соответственно, заряд и масса, f – функция распределения частиц каждого сорта [2]. При этом поля, фигурирующие в кинетических уравнениях, в общем случае определяются системой уравнений Максвелла с источниками, обусловленными самой функцией распределения, т.е. являются *самосогласованными*. Отметим, что во многих, по характеру низкочастотных, задачах плазмифики весьма эффективным оказывается дарвинское (магнитоиндукционное) полевое представление [3, 4], отличающееся от полного электромагнитного лишь опущенной поперечной со-

ставляющей тока смещения. В вычислительном аспекте последнее интересно тем, что допускает эллиптическую переформулировку, радикально решающую проблему устойчивости при любой конечно - разностной аппроксимации уравнений поля. [5–7].

Естественным представляется желание снять эту проблему и при численном решении уравнения Власова, в частности, по методу частиц:

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{v}_i, \quad \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \frac{q_i}{m_i} \left(\vec{E}(\vec{r}_i, t) + \frac{\vec{v}_i \times \vec{B}(\vec{r}_i, t)}{c} \right), \quad i = 1, 2, \dots, N_p$$

что побуждает перейти к неявным схемам интегрирования уравнений движения зарядов в контексте дискретного дарвинского моделирования плазмы.

В работе [8] предложена подобная, весьма экономичная разностная схема, имеющая в терминах послыонного перехода, следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\vec{v}_1 - \vec{v}_0}{\tau} = \frac{q}{2m} \left(\vec{E}_1 + \vec{E}_0 + \frac{\vec{v}_1 \times \vec{B}_1}{c} + \frac{\vec{v}_0 \times \vec{B}_0}{c} \right), \\ \frac{\vec{r}_1 - \vec{r}_0}{\tau} = \frac{\vec{v}_1 + \vec{v}_0}{2}. \end{cases}$$

Она обладает вторым порядком точности, обратима во времени и абсолютно устойчива. Схема точно сохраняет кинетическую энергию при движении частицы в постоянном однородном магнитном поле и доставляет точное решение динамических уравнений при постоянном однородном электрическом поле. Кроме того, она адекватно передает эффект электрического дрейфа в постоянных и однородных скрещенных полях.

В оптимизированном виде выражения для фазовых координат можно записать как

$$\begin{cases} \vec{v}_1 = \mathbf{T} \left(\mathbf{R}\vec{v}_0 + \mu c \left(\vec{E}_1 + \vec{E}_0 \right) \right), \\ \vec{r}_1 = \vec{r}_0 + \tau \frac{\vec{v}_1 + \vec{v}_0}{2}, \end{cases}$$

где $\mu = q\tau/2mc$, а матрицы \mathbf{T} и \mathbf{R} имеют следующий вид,

$$\frac{1}{1 + \mu^2 |\vec{B}_1|^2} \begin{bmatrix} 1 + \mu^2 (B_x^1)^2 & \mu^2 B_x^1 B_y^1 + \mu B_z^1 & \mu^2 B_x^1 B_z^1 - \mu B_y^1 \\ \mu^2 B_x^1 B_y^1 - \mu B_z^1 & 1 + \mu^2 (B_y^1)^2 & \mu^2 B_y^1 B_z^1 + \mu B_x^1 \\ \mu^2 B_x^1 B_z^1 + \mu B_y^1 & \mu^2 B_y^1 B_z^1 - \mu B_x^1 & 1 + \mu^2 (B_z^1)^2 \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} 1 & \mu B_z^0 & -\mu B_y^0 \\ -\mu B_z^0 & 1 & \mu B_x^0 \\ \mu B_y^0 & -\mu B_x^0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Данная система решается итерационным методом, который подробно рассмотрен в работе [9]. Его особенность состоит в том, что отсутствие в схеме перекрестных членов позволяет выделить все операции, проводимые с величинами текущего временного слоя (имеющими индекс 0), в отдельный цикл и вынести его за пределы итерационного цикла. Такая модификация фактически означает, что значительная часть вычислений производится уже не на каждой итерации, а лишь один раз для каждого временного шага, что снижает вычислительные затраты на одну итерацию до уровня простейших явных схем.

Разработанная методика численного решения динамических уравнений показала свою высокую эффективность в рамках параллельного низкочастотного электромагнитного кода **DarWin-par**. В качестве его физического приложения были проведены численные исследования вайбелевской неустойчивости (ВН) в различных постановках. Так, в ходе 1.5-мерных (1D2V) компьютерных экспериментов, носящих в основном поверочный характер, были получены результаты согласующиеся как с линейной теорией ВН, так и с данными других авторов, использовавших в своих численных расчетах максвелловский формализм описания полей. Моделирование ВН в 2.5-мерной (2D3V) фазовой геометрии позволили дополнить общую картину активной фазы неустойчивости (в частности, показать явный вид зависимости пиковой амплитуды магнитного поля от исходного коэффициента анизотропии) и прояснить динамику стадии насыщения (в частности, ее продолжительность и эволюцию остаточной анизотропии скоростей частиц).

Литература

- [1] Власов А.А. Теория многих частиц. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950. 348 с.
- [2] Климонтович Ю.Л. Статистическая теория неравновесных процессов в плазме. М.: Издательство МГУ, 1964, 288 с.
- [3] Darwin C.G. The Dynamical Motion of Particles. Phil. Magazine, 1920, v.39, p.537.
- [4] Нильсон К., Льюис Г. Модели укрупненных частиц в безызлучательном пределе. В кн.: Управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980. с. 395–418.

[5] Hewett D.W. Elimination of electromagnetic radiation in plasma simulation: the Darwin or magnetoinductive approximation. Sp. Science Reviews, 1985, v. 42. P. 29–40.

[6] Бородачёв Л.В. Численная интерпретация полевого описания в дискретной дарвинской модели с неявной схемой расчёта динамики частиц. Мат. моделирование, 2005. Том. 17, №9, с. 53–59.

[7] Бородачёв Л.В., Мингалёв И.В., Мингалёв О.В. Численное решение дискретной модели Власова–Дарвина на основе оптимальной переформулировки полевых уравнений. Мат. моделирование, 2006. Том 18, №11, с. 117–125.

[8] Бородачёв Л.В. Неявная аппроксимация уравнений движения дарвинской модели плазмы. ЖВМиМФ, 1991. Том. 30, №6. С. 934–939.

[9] Бородачёв Л.В., Коломиец Д.О. Оптимизация неявной схемы интегрирования динамических уравнений частиц в дарвинской модели плазмы. Тез. докладов международной конференции “Тихонов и современная математика”. Москва, МГУ, 2006, с.37-38.

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛОКАЛЬНЫХ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ УРАВНЕНИЙ, МОДЕЛИРУЮЩИХ ПРОЦЕСС "ВЛАСТЬ–ОБЩЕСТВО"*

Доцент *Никитин А.Г.*

Доклад посвящен асимптотическому исследованию одной социологической модели системы "власть–общество", предложенной в работе [1],

$$\varepsilon u'' = [u - (1 - bx)] - \sigma \int_0^1 [u(s) - u(x)] ds, \quad 0 < x < 1, \quad (1)$$

$$u'(0) = u'(1) = 0. \quad (2)$$

Неизвестная функция $u(x)$ описывает распределение властных полномочий в иерархии власти, а интегральный член в данной модели описывает механизм "команд через голову" во властной иерархии. Положительные системные параметры ε , σ и b описывают конкретную систему "власть–общество". При этом параметр ε может быть малым.

Задача (1), (2) исследуется с помощью асимптотического метода дифференциальных неравенств [2], развитого на новый класс задач – син-

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 08-01-00413.

гулярно возмущенные нелинейные интегродифференциальные уравнения (см., например, [3]).

Литература

1. Михайлов А.П. Моделирование системы "власть–общество". М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.
2. Нефедов Н.Н. Метод дифференциальных неравенств для некоторых классов нелинейных сингулярно возмущенных задач с внутренними слоями // Дифференциальные уравнения, 1995, т. 31, № 7, с. 1132–1139.
3. Нефедов Н.Н., Никитин А.Г. Асимптотический метод дифференциальных неравенств для сингулярно возмущенных интегродифференциальных уравнений // Дифференциальные уравнения, 2000, т. 36, № 10, с. 398-1404.

ОЦЕНКИ ПОГРЕШНОСТИ ПРИБЛИЖЁННЫХ РЕШЕНИЙ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВОЛНОВОДОВ

Профессор *Боголюбов А.Н.*, ассистент *Малых М.Д.*, инженер *Панин А.А.*

При численном решении задач математической физики всё большую роль играет вычисление надёжных оценок погрешности приближённого решения [1]. Особый интерес такие оценки представляют в тех случаях, когда одного только факта сходимости недостаточно. Поэтому всё более ощущается отсутствие простых алгоритмов вычисления оценок погрешности. В настоящей работе получены двусторонние оценки собственных значений задачи Дирихле для оператора Лапласа в многоугольных областях и оценки погрешности приближённого решения уравнения Гельмгольца.

Пусть Ω — ограниченная область. Рассмотрим задачу на собственные значения

$$\begin{cases} \Delta u + \lambda \rho(x)u = 0, \\ u|_{\partial\Omega} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Известно, что верхние оценки $\bar{\lambda}_k$ собственных значений задачи (1) могут быть получены любым конформным проекционным методом, например конформным МКЭ. В то же время получение нижних оценок $\underline{\lambda}_k$ проблематично. Предлагается несложный алгоритм их вычисления в случае, когда Ω представляет собой выпуклый многоугольник.

Пусть в качестве дискретных пространств проекционного метода используется $S_N^0 \subset H_0^1(\Omega)$. Пусть выполняется следующее условие: существует константа $C(N)$, для которой верна оценка

$$\|\nabla(u - P_N u)\| \leq C(N)\|\Delta u\|, \quad (2)$$

где u — любая функция из $H_0^1(\Omega)$, лапласиан которой принадлежит $L^2(\Omega)$, а $P_N u$ — её ортогональная проекция в смысле скалярного произведения (∇, ∇) на подпространство S_N^0 . С помощью техники Обэна—Нитше из (2) для любого $u \in H_0^1(\Omega)$ можно получить

$$\|u - P_N u\| \leq C(N)\|\nabla(u - P_N u)\|. \quad (3)$$

Введём также проектор $P_\perp \equiv I - P_N$. Используя оценку (3) и тот факт, что P_\perp — ортопроектор, получаем оценки

$$\|P_\perp u\| \leq C(N)\|\nabla P_\perp u\| \leq C(N)\|\nabla u\|. \quad (4)$$

Принцип минимакса [2] и оценки (4) позволяют доказать следующую теорему:

Теорема. Пусть для выбранной дискретизации верна оценка (3). Пусть пространство S_N^0 не менее чем M -мерно. Пусть в (1) $\rho_1 \geq \rho(x) \geq \rho_0 > 0$. Тогда для λ_k , $k = 1, \dots, M$, и их ритцевских приближений $\bar{\lambda}_k$ верны неравенства

$$\lambda_k^{-1} \in [(\bar{\lambda}_k)^{-1}; (\bar{\lambda}_k)^{-1} + 2C(N)\sqrt{\rho_1}\sqrt{(\bar{\lambda}_k)^{-1}} + (C(N))^2\rho_1]. \quad (5)$$

Формула (5) требует вычисления или оценки сверху величины $C(N)$ для конкретного подпространства S_N^0 . Для аффинных конечных элементов на отрезке $C(N) = h/\pi$, где h — максимальный шаг сетки [3]. Для области Ω , представляющей собой выпуклый многоугольник, на основе полученных в [4] оценок нами был разработан сценарий на MatLab'e, который вычисляет оценку сверху для $C(N)$ в пространстве кусочно-аффинных функций и может быть встроен в пакет PDE Toolbox для оценки погрешности получаемых с его помощью решений.

В математической модели волновода важную роль играют собственные значения сечений уходящих на бесконечность частот волновода (квадраты частот отсечки). Они во многом определяют его спектральные свойства: границу непрерывного спектра и (для регулярного волновода) резонансное множество. Поскольку оценки (5) позволяют получить гарантированные интервалы указанных собственных значений, их актуальность для теории волноведущих систем достаточно очевидна. Эти оценки позволяют:

— найти интервалы частот, на которых в данном регулярном волноводе гарантирован режим распространения волн;

— для систем сложной геометрии конструктивно доказать существование ловушечных мод, частоты которых лежат ниже непрерывного спектра волнораспространяющей системы V .

Интервалы квадратов частот режима распространения волн получаются выбрасыванием из положительной полупрямой отрезка ниже оценки первого собственного значения сечений, а также гарантированных интервалов для других собственных значений.

Для доказательства существования ловушечных мод следует получить с помощью (5) оценки снизу для частот отсечки. Наименьшая из них $\underline{\lambda}$ есть оценка снизу для нижней границы непрерывного спектра. Затем, например с помощью конформного МКЭ, получить верхнюю оценку $\bar{\mu}$ собственного значения задачи Дирихле в достаточно большой ограниченной подобласти $\tilde{V} \subset V$, содержащей геометрические нерегулярности волнораспространяющей системы V . Если $\bar{\mu} < \underline{\lambda}$, то в системе V существует ловушечная мода частоты $k \leq \bar{\mu}$. В качестве примера рассмотрим систему, в которой уходящие на бесконечность трубы имеют сечение в виде прямоугольного треугольника с катетами 1 и $1/2$. Согласно (5) при $\rho(x) \equiv 1$ имеем оценки, приведённые в таблице.

	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k = 4$	$k = 5$	$k = 6$
$\underline{\lambda}_k$	106,81	189,45	280,38	304,52	394,09	442,62
$\bar{\lambda}_k$	111,04	199,55	298,70	325,29	424,89	479,41

В то же время, метод конечных элементов позволяет получить для частот двух первых ловушечных мод системы, часть которой показана на рисунке, оценки сверху $\bar{\mu}_1 = 106,262$ и $\bar{\mu}_2 = 106,718$, что меньше $\underline{\lambda}_1 = 106,810$. Таким образом, в системе гарантируется существование не менее чем двух ловушечных мод.

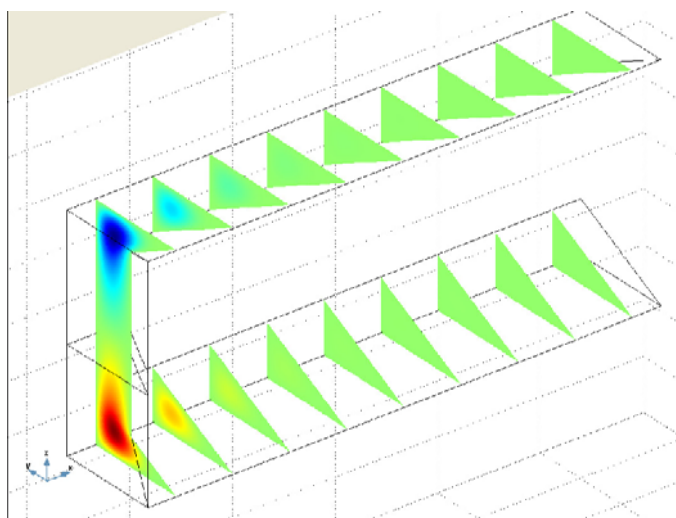


Рис. 1. Собственная функция подобласти $\tilde{V} \subset V$

Следует также отметить, что на основе оценок (2)—(4) нами построен алгоритм вычисления оценки погрешности уравнения Гельмгольца в ограниченной области.

Данные результаты более подробно изложены в [5], [6] (см. также ссылки в [5]).

Литература

1. Самарский А. А. Введение в численные методы. М.: Наука, 1982.
2. Рид М., Саймон Б. Методы современной математической физики. Т. 4.
3. Nakao M.T., Yamamoto N., Kimura S. // J. Approx. Theory, 1998. **93**, No 3. Pp. 491—500.
4. Natterer F. // International Series of Numerical Mathematics. Birkhäuser Verlag, Basel. 1975. V. 28. Pp. 109—121.
5. Боголюбов А. Н., Малых М. Д., Панин А. А. // Вычислительные методы и программирование. 2009. **10**. С. 83—93.
6. Боголюбов А. Н., Панин А. А. // Вычислительные методы и программирование. 2009. **10**. С. 34—48.

КИРАЛЬНЫЙ РЕЗОНАТОР С ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ ГРАНИЦЕЙ

Профессор *Боголюбов А.Н.*, ассистент *Малых М.Д.*,
мл. науч. сотр. *Мухартова Ю.В.*

Будем называть экранированным киральным резонатором ограниченный идеально проводящей поверхностью замкнутый объем V , заполненный однородным киральным веществом. Известно [1-5], что в случае киральной среды без потерь, изготовленной из произвольным образом ориентированных и равномерно распределенных в среде киральных объектов произвольной формы, материальные уравнения для гармонических по времени полей имеют вид

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E} + i\zeta \mathbf{B}, \\ \mathbf{H} &= i\xi \mathbf{E} + \mu^{-1} \mathbf{B},\end{aligned}$$

где ε , μ , ζ – действительные постоянные, представляющие собой диэлектрическую проницаемость, магнитную проницаемость и киральный адмитанс среды соответственно. На основании этих материальных уравнений и системы уравнений Максвелла можно получить условия на границе раздела кирального вещества и идеального проводника:

$$\begin{aligned}[\mathbf{n}, \mathbf{H}] &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{surf}^{ind}; \\ [\mathbf{n}, \mathbf{E}] &= 0;\end{aligned}$$

$$H_n - i\zeta E_n = 0;$$

$$(\varepsilon + \zeta^2 \mu) E_n + i\mu \zeta H_n = 4\pi \rho_{surf}^{ind};$$

где \mathbf{j}_{surf}^{ind} и ρ_{surf}^{ind} – плотности наведенного поверхностного тока и заряда.

Будем рассматривать однородную систему уравнений Максвелла для полей \mathbf{E} и \mathbf{H} , гармонически изменяющихся со временем с частотой ω . От связанных уравнений для \mathbf{E} и \mathbf{H} можно перейти к системе несвязанных уравнений, если ввести вспомогательные функции

$$\mathbf{u} = -\mathbf{E} \sqrt{\varepsilon + \zeta^2 \mu} + i \sqrt{\mu} \mathbf{H}$$

$$\mathbf{v} = -i \mathbf{E} \sqrt{\varepsilon + \zeta^2 \mu} + \sqrt{\mu} \mathbf{H}$$

Эти функции должны удовлетворять системе

$$rot \mathbf{u} = -k_1 \mathbf{u};$$

$$rot \mathbf{v} = k_2 \mathbf{v};$$

$$div \mathbf{u} = 0;$$

$$div \mathbf{v} = 0,$$

где $k_1 = \frac{\omega}{c} \left(-\zeta \mu + \sqrt{\mu(\varepsilon + \zeta^2 \mu)} \right)$ и $k_2 = \frac{\omega}{c} \left(\zeta \mu + \sqrt{\mu(\varepsilon + \zeta^2 \mu)} \right)$.

Хотя для функций \mathbf{u} и \mathbf{v} нельзя получить однородных граничных условий, не содержащих наведенных токов и зарядов, можно использовать следующий алгоритм решения задачи: 1) найти общее решение системы для \mathbf{u} и \mathbf{v} ; 2) выразить поля \mathbf{E} и \mathbf{H} через найденные функции \mathbf{u} и \mathbf{v} и приравнять к нулю тангенциальную компоненту \mathbf{E} на границе резонатора, получив тем самым характеристическое уравнение для собственных частот ω .

Предложенный алгоритм был использован для исследования сферического кирального экранированного резонатора радиуса R . Характеристическое уравнение для него имеет вид

$$\alpha_2 J_{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega}{c} \alpha_2 R \right) \frac{d}{dr} \left(\sqrt{r} J_{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega}{c} \alpha_1 r \right) \right) \Big|_{r=R} +$$

$$+ \alpha_1 J_{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega}{c} \alpha_1 R \right) \frac{d}{dr} \left(\sqrt{r} J_{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega}{c} \alpha_2 r \right) \right) \Big|_{r=R} = 0,$$

где $\alpha_1 = -\zeta \mu + \sqrt{\mu(\varepsilon + \zeta^2 \mu)}$ и $\alpha_2 = \zeta \mu + \sqrt{\mu(\varepsilon + \zeta^2 \mu)}$.

В случае обычной среды, то есть при условии $\zeta = 0$, это уравнение вырождается в два уравнения:

$$\left. \frac{d}{dr} \left(\sqrt{r} J_{n+\frac{1}{2}}(k_0 r) \right) \right|_{r=R} = 0 \quad \text{и} \quad J_{n+\frac{1}{2}}(k_0 R) = 0; \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon \mu}.$$

Их решения представляют собой собственные частоты Е- и Н- колебаний обычного экранированного сферического резонатора [6].

Численное решение характеристического уравнения для кирального резонатора показало, что с ростом параметра ζ значения собственных частот уменьшаются, и происходит их сближение (рис. 1). В киральном резонаторе могут возбуждаться только гибридные собственные колебания, чистые Е- и Н- колебания не поддерживаются.

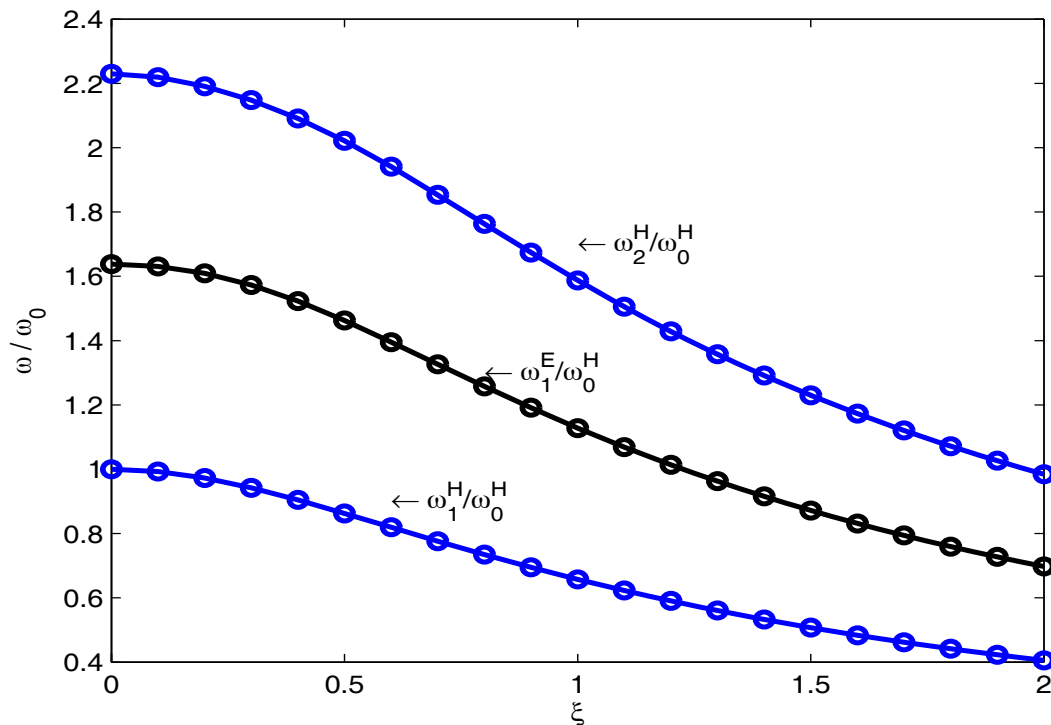


Рис.1. Зависимость собственных частот от параметра ζ для $n=1$. На графике приведены отношения частот к значению ω_0^H – минимальной частоте собственных колебаний резонатора при отсутствии киральности. Индексы Е и Н означают, что соответствующие частоты в пределе при $\zeta = 0$ стремятся к частотам Е- и Н- колебаний обычного некирального резонатора

Литература

1. Кацеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д. Киральные электродинамические объекты // Phys. Usp, 40, 1201 (1997).
2. P. Pelet The Theory of Chirowaveguides// IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 38, № 1, 1990, p.90-98

3. Боголюбов А.Н., Мосунова Н.А., Петров Д.А. Математические модели киральных волноводов // Математическое моделирование, 2007, 19, № 5, с.3-24.
4. A.J. Bahr and K.R. Clausing, An Approximate Model for Artificial Chiral Material// IEEE Trans. on antennas and propagation, 1994, vol. 42, № 12, pp. 1592-1599.
5. D.L. Jaggard, A.R. Mickelson, NJ: Princeton Univ. Press, 1952
6. Фел С.С., Левинсон И.Б., Фридберг П.Ш. - Радиопизика и электроника, 1962, 6, №11, с. 1125-1130.

ОБЩАЯ СХЕМА АСИМПТОТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ НЕРАВЕНСТВ.

Профессор *Нефедов Н.Н.*

При изучении различных классов сингулярно возмущенных задач весьма эффективным оказался метод, получивший название асимптотический метод дифференциальных неравенств [1]. На основании этого метода нами была разработана общая схема исследования контрастных структур в нелинейных задачах для уравнений с частными производными. Эта схема применима для различных классов сингулярно возмущенных уравнений, носящих в приложениях название уравнений реакция-адвекция-диффузия. Она состоит из двух основных этапов: построения формальной асимптотики и ее модификации для построения нижнего и верхнего решений. Основные идеи этого подхода применимы и для регулярно возмущенных задачах, что будет продемонстрировано в докладе. Для более сложных сингулярно возмущенных задач эта схема будет продемонстрирована на примере исследования стационарных контрастных структур в начально-краевой задаче для уравнения

$$\varepsilon^2 \Delta u - u_t - f(u, x) = 0, \quad \{x \in D \subset R^n, t > 0\},$$

где $\varepsilon > 0$ – малый параметр, $\Delta = \partial^2/\partial x_1^2 + \partial^2/\partial x_2^2 + \dots + \partial^2/\partial x_n^2$ – оператор Лапласа, f – достаточно гладкая функция.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект №08-01-00413.

Литература

1. Н.Н. Нефедов. Метод дифференциальных неравенств для некоторых классов нелинейных сингулярно возмущенных задач с внутренними слоями.// Дифференц. уравнения. 1995. Т. 31, № 7. С. 1142-1149.

К ПРОБЛЕМЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЛАПЛАСИАНА ЭЙКОНАЛА

Доцент *Химченко Б.Н.*

Лапласиан эйконала присутствует в уравнениях переноса, интегрирование которых приводит к построению асимптотических по малому параметру решений дифференциальных уравнений. В докладе предложен новый способ вычисления лапласиана эйконала, основанный на решении матричного уравнения Риккати для матрицы, след которой и есть лапласиан эйконала.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧ СОВМЕСТНОЙ РАЗРАБОТКИ ПРИРОДНЫХ РЕСУРСОВ

Студент *Королев Ю.М.*, профессор *Голубцов П.В.*

При добыче природного ресурса, распределенного между несколькими владельцами, нередко возникают игры, в которых участвуют игроки двух типов. Игроки первого типа (владельцы) определяют условия игры для игроков второго типа (разработчиков), которые оптимизируют свои стратегии, исходя из этих условий. Владельцы допускают к разработке ресурсов несколько конкурирующих компаний. Каждый разработчик получает прибыль от продажи ресурса, часть которой он отдает владельцам в виде налогов.

Конкуренция между разработчиками зачастую приводит к снижению эффективности разработки. В случае, когда ресурс распределен между несколькими владельцами, они также могут начать конкурировать между собой, пытаясь переманить разработчиков за счет снижения налогов, что приводит к снижению их доходов.

Характерной особенностью процесса добычи многих видов природных ресурсов является зависимость затрат на добычу ресурса от его количества. Интенсивность добычи в каждом регионе пропорциональна количеству ресурса $R(t)$, а также приложенным усилиям y

$$\frac{dR}{dt} = -qyR(t).$$

Суммарные усилия разработчика, как правило, ограничены, поэтому математически задача формулируется как двойная оптимизационная задача с ограничениями в виде неравенств. Для поиска экстремума используется метод Куна-Такера.

В работе рассмотрен случай, когда в игре участвуют два игрока первого уровня и один игрок второго уровня. Стратегиями игроков первого

уровня являются налоги x_1 и x_2 , а стратегией игрока второго уровня – вектор $\vec{y} = (y_1, y_2)$, который характеризует распределение усилий разработчика между двумя регионами. Функции выигрыша игрока второго уровня $v(x_1, x_2, \vec{y})$ и игроков первого уровня $u_i(x_1, x_2, \vec{y})$, $i=1,2$ выглядят следующим образом.

$$v(x_1, x_2, \vec{y}) = R_1(1 - e^{-q_1 y_1}) - (c_1 + x_1)y_1 + R_2(1 - e^{-q_2 y_2}) - (c_2 + x_2)y_2,$$

$$u_i(x_1, x_2, \vec{y}) = x_i y_i, \quad i=1,2$$

Константы $c_i > 0$ характеризуют естественные затраты на разработку, R_i – начальное количество ресурса в каждом из регионов.

При фиксированных налогах x_1 и x_2 игрок второго уровня выбирает свою стратегию $\vec{y}^*(x_1, x_2)$, решая следующую оптимизационную задачу.

$$v(x_1, x_2, \vec{y}^*(x_1, x_2)) = \max_{y_1 + y_2 \leq y_0} v(x_1, x_2, \vec{y}).$$

Константа y_0 описывает ограничения на суммарные усилия разработчика. Решением игры является равновесие по Нэшу между игроками первого уровня. С учетом того, что оптимальный отклик игрока второго уровня зависит от обоих игроков первого уровня, равновесием по Нэшу является такой набор стратегий (x_1^{opt}, x_2^{opt}) , что

$$\begin{cases} u_1(x_1^{opt}, x_2^{opt}, \vec{y}^*(x_1^{opt}, x_2^{opt})) = \max_{x_1} u_1(x_1, x_2^{opt}, \vec{y}^*(x_1, x_2^{opt})), \\ u_2(x_1^{opt}, x_2^{opt}, \vec{y}^*(x_1^{opt}, x_2^{opt})) = \max_{x_2} u_2(x_1^{opt}, x_2, \vec{y}^*(x_1^{opt}, x_2)). \end{cases}$$

В этой игре удалось аналитически найти оптимальный отклик игрока второго уровня на пару стратегий игроков первого уровня. Его структура позволила выделить на плоскости (x_1, x_2) область, в которой игра 2×1 распадается на две независимые игры 1×1 . Это позволило выделить область взаимного влияния игроков первого уровня, в которой $y_1^*(x_1, x_2) + y_2^*(x_1, x_2) = y_0$.

Для нахождения равновесия по Нэшу строятся оптимальные отклики игроков первого уровня на поведение друг друга $x_1^*(x_2)$ и $x_2^*(x_1)$.

$$\begin{cases} u_1(x_1^*(x_2), x_2, y^*(x_1^*(x_2), x_2)) = \max_{x_1} u_1(x_1, x_2, y^*(x_1, x_2)) \\ u_2(x_1, x_2^*(x_1), y^*(x_1, x_2^*(x_1))) = \max_{x_2} u_2(x_1, x_2, y^*(x_1, x_2)) \end{cases}$$

На рис. 1 и 3 показаны оптимальные отклики при различных параметрах задачи. Осуществив преобразование $(x_1, x_2) \rightarrow (u_1(x_1, x_2), u_2(x_1, x_2))$, можно рассмотреть игру в пространстве выигрышей. Множество возмож-

ных исходов, а также образы кривых $x_1^*(x_2)$ и $x_2^*(x_1)$ представлены на рис. 2 и 4.

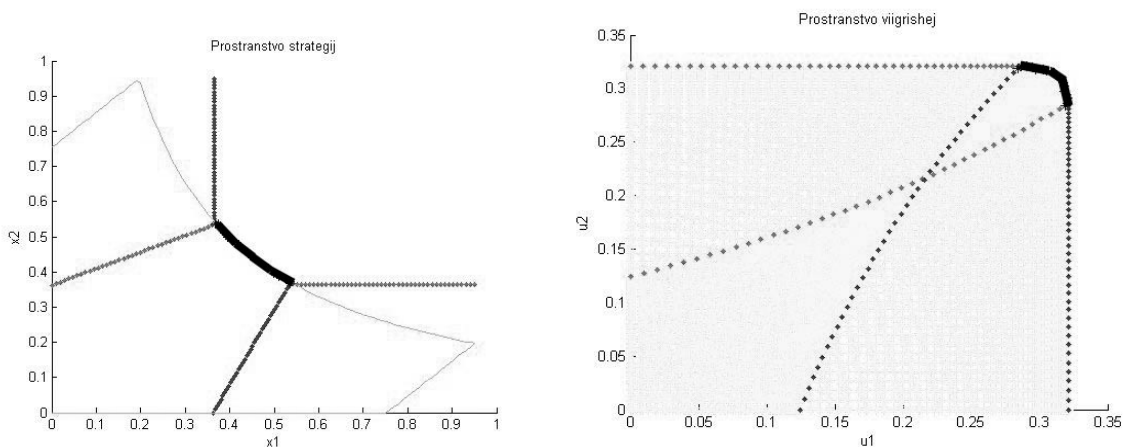


Рис. 1, Рис. 2. Равновесие на границе области взаимного влияния и его неединственность

Довольно интересным и неожиданным является следующий результат. При определенных параметрах задачи равновесие по Нэшу между игроками первого уровня находится на границе области взаимного влияния, где функции выигрыша имеют излом. В этом случае оно может быть неединственным, множество равновесных точек может заполнять целый отрезок некоторой кривой, как показано на рис. 1. В пространстве выигрышей он представляет собой участок паретовской границы множества возможных исходов (рис. 2).

Если равновесие по Нэшу находится внутри области взаимного влияния игроков первого уровня (рис. 3 и 4), то становится целесообразной их кооперация. В этой области отклик игрока второго уровня не изменяется вдоль линий $x_1 - x_2 = const$, поэтому владельцам выгодно «сдвигать» свои стратегии вдоль этих прямых до границы области взаимного влияния (рис. 3). При таком согласованном увеличении налогов стратегия разработчика изменяться не будет, хотя его доход будет падать. В пространстве выигрышей это соответствует движению к линии Парето (рис. 4).

Еще одной особенностью рассматриваемых задач является наличие неопределенности в значениях параметров. В связи с этим в них могут возникать интересные информационные эффекты, связанные с асимметрией во владении информацией о неопределенности между игроками первого и второго уровней. В частности, наличие информации о неопределенности у игроков первого уровня не вносит никаких изменений в решение игры. Считаться с неопределенностью приходится только игрокам второго уровня, а на первом уровне разворачивается обычная детерминистическая игра. Однако при некоторых параметрах задачи игрокам первого уровня оказы-

вается выгодным сообщать информацию игрокам второго уровня, т.к. это приводит к увеличению объемов добычи.

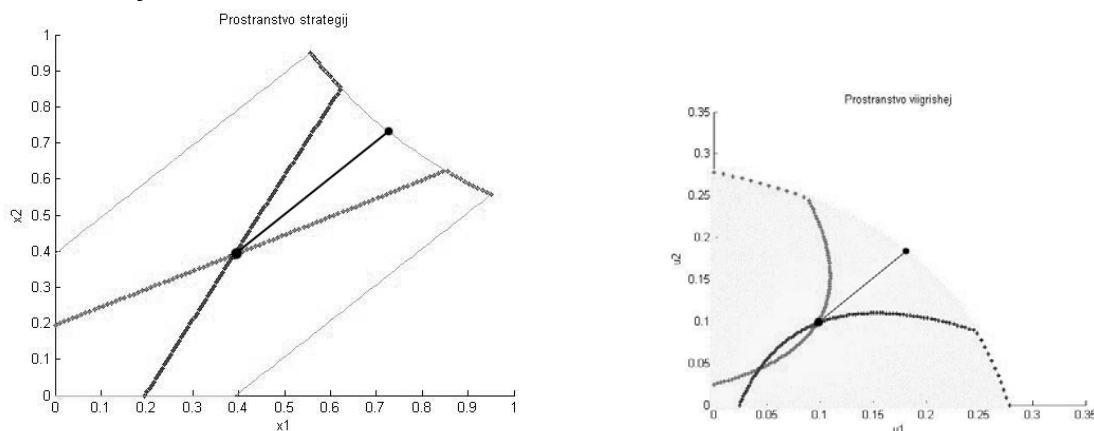


Рис. 3, Рис. 4. Равновесие внутри области взаимного влияния.

Классическим примером описываемой здесь совместной разработки является промышленный лов рыбы. В роли владельцев ресурса в этом случае выступают государства, в территориальных водах которых ведется лов. Усилия имеют смысл количества судов, задействованных в лове в территориальных водах того или иного государства. Изложенный подход может быть применен и к другим задачам, связанным с добычей полезных ископаемых, опреснением воды и др.

Литература

1. McKelvey, R., and P.V. Golubtsov, 2002. "The Effects of Incomplete Information in Stochastic Common-Stock Harvesting Games", *Advances in Dynamic Games*, AISDG Volume 8, pp. 253-292, 2006
2. D. G. Luenberger, *Linear and Nonlinear Programming*. Reading, MA: Addison-Wesley, 1984.
3. Clark, C.W. (1980). Restricted access to common-property fishery resources: a game-theoretic analysis. In: *Dynamic Optimization and Mathematical Economics* (Liu, P.-T. ed), pp. 117–132. Plenum: New York.
4. Levhari, D. and L. J. Mirman (1980). The great fish war: an example using a dynamic Cournot-Nash solution. *Bell Journal of Economics*, 11, 322–344.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
профессор А.М.Салецкий, профессор Б.А.Струков,
профессор Б.С.Ишханов

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ ПО РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ РАЗДЕЛА «МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА» КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Доцент *Миронова Г.А.*, ст. преп. *Брандт Н.Н.*,
профессор *Салецкий А.М.*

Естественным результатом бурного развития науки за последние десятилетия стало расширение программы курса общей физики. Поэтому в часы, отводимые на семинарские занятия, невозможно изучить достаточно глубоко и подробно все темы любого раздела курса общей физики. Преподаватель вынужден обобщать материал, излагать его частично, а также ряд вопросов задавать для самостоятельного изучения. Поэтому учебные пособия по решению задач могут стать важным элементом обучения, используемым при самостоятельной работе студентом.

Молекулярная физика и термодинамика – самый обширный раздел курса общей физики. Методы термодинамики используются во всех областях естественно научных исследований. Она включает изучение основ термодинамики физических, химических и биологических процессов. Студент, изучая термодинамику, развивает системное мышление, получает фундаментальные знания в смежных областях естественных наук (физике, химии, биологии), а потому после окончания вуза может легко ориентироваться и адаптироваться в любом направлении научных исследований.

В курсе общей физики должен рассматриваться, прежде всего, понятийный аппарат (четкие определения всех используемых физических величин, формулировки законов). Информация в учебных пособиях по решению задач должна излагаться максимально полно, включая и новейшие достижения в рассматриваемой области знаний, последовательно с краткими математическими выкладками. Изложение должно быть максимально компактным и максимально приближенным к практическим исследованиям и вычислениям с целью развития у студентов навыков по методике решения задач.

Чтобы сделать обучение личностно ориентированным, в пособия могут быть включены элементы диалога: вопросы для самопроверки, задачи – «ловушки», анализ полученных при решении задач результатов, оценка порядков величин.

В данном учебном пособии не ставится цели исторически последовательного изложения открытий физических законов и явлений в области термодинамики. Сначала рассматриваются элементы статистики, так как практически все используемые в термодинамике параметры являются вероятностными. Они или непосредственно связаны с вероятностью суще-

ствования данного равновесного состояния (например, энтропия) или вводятся как средние значения (например, давление, внутренняя энергия, скорость молекул газа и др.), для вычисления которых необходимо знание вероятности всех возможных состояний системы. Кроме того, вероятностный характер имеет и второе начало термодинамики.

Главы 1-4 посвящены введению основных функций распределения, рассмотрению задач на применение этих функций для расчета числа доступных состояний (для идеального газа, для системы магнитных моментов) и для вычисления средних макроскопических параметров статистических систем. Для простоты рассматриваются, главным образом, только две статистические системы: система зафиксированных в пространстве элементов, обладающих магнитными моментами и система идеального газа. Статистический метод позволяет раскрыть физический смысл таких фундаментальных понятий термодинамики как температура, давление, энтропия, внутренняя энергия и др. Последующее решение задач с использованием указанных характеристик помогает глубже раскрыть роль и значимость этих величин.

Глава 5 посвящена традиционным задачам на использование первого начала термодинамики: вычисление составляющих энергетического баланса (внутренней энергии, теплоты, работы) и дифференциальных характеристик процессов (теплоемкости, коэффициентов теплового расширения и сжатия).

Цель, которую авторы ставили при написании учебного пособия - научить пользоваться аппаратом термодинамики в простейших физических, технических и биологических задачах при минимальном (но фундаментальном) объеме знаний. Показать прикладной характер термодинамического метода при изучении свойств любых веществ и процессов (включая физические, химические и биологические). Наряду с традиционными (классическими) задачами на вычисление КПД циклических процессов (гл.7), сил поверхностного натяжения (гл.10), характеристик квазиравновесных процессов переноса (гл.14) большое внимание уделяется вычислению энтропии (гл.6) и ее изменений, а также термодинамических функций (гл.8): энтальпии (гл.13), свободных энергий Гиббса и Гельмгольца на основе полученных экспериментальных данных. В главе 9, посвященной реальным газам и жидкостям, приводятся различные виды уравнений состояния реальных газов, описываются модели молекулярного движения в жидкостях, более подробно рассматриваются уникальные свойства воды.

Так как в настоящее время на новом витке познания возникла необходимость объединения методов физики, химии и биологии для дальнейшего прогресса науки, в учебное пособие по термодинамике включен ряд задач, традиционно считавшихся химическими или биологическими. Так

в гл.11 и приложениях к ней рассматриваются фазовые переходы как органических, так и неорганических веществ. Новыми в учебном пособии для физиков являются задачи на явления осмоса (гл. 12), играющего важную роль в биологических процессах, и задачи, относящиеся к химической термодинамике (гл.15).

Учебное пособие предназначено для студентов физических и смежных специальностей и для преподавателей, ведущих занятия по разделу «Молекулярная физика и термодинамика» курса общей физики.

ТЕСТИРОВАНИЕ КАК СОСТАВНАЯ ЧАСТЬ ЭКЗАМЕНА

Доцент *Неделько В.И.*, профессор *Хунджуга А.Г.*

Любой курс общий или специальный содержит систему основных понятий, определений, экспериментальных фактов без знания которой нельзя претендовать на освоение предмета. Аналогично по многим дисциплинам можно очертить круг ключевых задач, неумение решать которые означает незнание предмета в целом, или наличие пробелов, не позволяющих осваивать новые дисциплины.

Когда речь идёт о проверке знания совокупности предметных знаний, её проще всего проводить путем тестирования. Ясно, что число заданий в тесте ограничено, хотя бы из соображений затрат времени на тестирование, но сама база тестовых вопросов должна быть достаточно велика, т.к. многие студенты способны заучить ответы на 40 – 60 вопросов за один присест.

Кроме того, практика показывает, что в наш век торжества идей либерализма и демократии лучше, чтобы при тестировании задания бы у всех были одинаковыми, различаясь, например, порядком следования или предлагаемыми вариантами ответов. (В условиях жесткого регламента подсказки и списывание практически исключены).

На кафедре физики твердого тела было разработано и внедрено тестирование по спецкурсам «физика реальных кристаллов» и «фазовые превращения в металлических сплавах». Эти спецкурсы содержат большую долю феноменологического материала, что наложило отпечаток на содержание вопросов тестовых заданий. Ответы на вопросы требуют точных знаний, и большая их часть не может быть решена исходя из общих соображений. В связи с этим и время, необходимое на решение каждого из предлагаемых вопросов, составляет не более 30 – 40 секунд. Опыт показал, что на выполнение блока из 36 заданий студенты затрачивают около 20 минут. Примеры тестовых заданий приведены в приложении.

Имеется возможность проводить тестирование либо на компьютере с использованием стандартной программы «Экзаменатор», либо обычным образом, путем заполнения листа ответов (проверка с использованием шаблона не связана с затратами времени).

Результаты тестирования служат основой проставления зачёта или допуска к экзамену. При этом в последнем случае знания студента практически можно оценить и по результатам тестирования. Оценке «отлично» соответствует правильное решение 32 и более вопросов (более 90 % правильных ответов), оценке «хорошо» не менее 26 правильных ответов (около 75%), и оценке «удовлетворительно» - не менее 21 (около 60%). Практика показала, что предложение поставить оценку по результатам тестирования принимается подавляющим большинством студентов.

Таким образом, оценка текущих знаний по результатам тестирования представляется обоснованной и эффективной. Однако при конкурсном отборе тестирование непродуктивно, с его помощью можно лишь отсеять неподходящих, отобрать же лучших – трудно, поскольку получить максимально высокие баллы можно, не выходя за рамки среднего уровня знаний. Абитуриент, обладающий более высоким уровнем, не может его продемонстрировать на тестировании, в том числе и на ЕГЭ, и уж конечно вне рассмотрения остаются важнейшие аспекты, связанные с общей культурой, сообразительностью, способностью к обучению. Следовательно, ЕГЭ не удовлетворяют требованиям, предъявляемым к экзаменационным испытаниям по физике, по крайней мере, на физическом факультете МГУ и ряде других Вузов, т. к. их применение неэффективно для отбора абитуриентов, способных хорошо учиться.

Можно ли устранить эти недостатки ЕГЭ путем составления более вариативных по уровню и творческих по стилю заданий тестирования? Это возможно, но только отчасти - сама подготовка абитуриента к вступительному экзамену в форме теста направлена на развитие иных качеств, чем при подготовке к устному экзамену. Она требует в гораздо большей степени усвоения нескольких «шаблонов» рассуждений, а не выработки действительно глубокого понимания предмета.

В тоже время, баллы ЕГЭ (как и любого другого тестирования) можно было бы учитывать, но не для окончательного отбора, а для предварительного, устанавливая, например, некоторый балл, преодоление которого необходимо для допуска к дальнейшим экзаменам. Отметим, что такая практика использовалась на физическом факультете в 2004 – 2005 гг. на предварительных вступительных экзаменах и неплохо себя зарекомендовала.

**Приложение. Примеры тестовых заданий по спецкурсу
«Фазовые превращения в металлических сплавах»**

1. При каком типе распада выделяющиеся фазы сразу имеют равновесный состав?
 1. непрерывный. 2. ячеистый. 3. спинодальный. 4. ячеистый и спинодальный.
2. Плоскостью двойникования в ГЦК решетке может быть плоскость типа:
 1. $\{110\}$. 2. $\{111\}$. 3. $\{001\}$. 4. Все перечисленные плоскости.
3. Правило фаз Гиббса выражается соотношением:
 1. $n - r + 2 > 0$. 2. $n - r + 2 \geq 0$. 3. $n - r + 1 \geq 0$. 4. $n - r + 1 > 0$.
4. Твердые растворы вычитания могут формироваться в системах:
 1. Ni - Al. 2. Cu - Zn. 3. Fe - C. 4. Во всех перечисленных системах.
5. Потенциальный барьер миграции внедрения в металлах составляет:
 1. ~ 30 эВ. 2. ~ 3 эВ. 3. $\sim 0,3$ эВ. 4. $\sim 0,03$ эВ.
6. Какая комбинация модулей упругой жесткости определяет сопротивление сдвигу атомной плоскости (110) в направлении $[1\bar{1}0]$ в кубической решетке?
 1. $(C_{11} - C_{12})/2$. 2. C_{44} . 3. $C_{11} - 2C_{12} + C_{44}$. 4. $\frac{2(C_{11} - C_{12})}{C_{44}}$.
7. Электронная концентрация для γ - фазы Юм–Розери составляет:
 1. $3/2$. 2. $21/13$. 3. $4/3$. 4. $7/4$.
8. Какое ориентационное соотношение связывает кристаллические решетки α - и β - кобальта?
 1. $\{111\}\langle 1\bar{1}0 \rangle_{\beta} \parallel \{001\}\langle 110 \rangle_{\alpha}$. 2. $\{110\}\langle 1\bar{1}0 \rangle_{\beta} \parallel \{001\}\langle 110 \rangle_{\alpha}$.
 3. $\{001\}\langle 110 \rangle_{\beta} \parallel \{111\}\langle 1\bar{1}0 \rangle_{\alpha}$. 4. $\{111\}\langle 1\bar{1}0 \rangle_{\beta} \parallel \{110\}\langle 1\bar{1}0 \rangle_{\alpha}$.
9. Какой из перечисленных элементов имеет наибольшее значение потенциала ионизации?
 1. водород. 2. натрий. 3. вольфрам. 4. гелий.
10. Наибольшим сродством к электрону обладают атомы:
 1. щелочных металлов. 2. галогенов. 3. инертных газов. 4. переходных металлов.
11. Какой из перечисленных элементов имеет наибольшее значение электроотрицательности?
 1. фтор. 2. натрий. 3. вольфрам. 4. гелий.
12. Число ближайших соседей в структуре алмаза равно:
 1. 12. 2. 8. 3. 6. 4. 4.

13. Какие из перечисленных фаз системы Fe–C ферромагнитны?
1. феррит. 2. цементит. 3. перлит 4. все перечисленные фазы
14. Какая из перечисленных фаз системы Fe–C характеризуется максимальным содержанием углерода?
1. феррит. 2. цементит. 3. перлит 4. мартенсит.
15. Атмосфера примесей может возникать вокруг дислокации:
1. Краевой в твердых растворах замещения.
2. Краевой в твердых растворах внедрения.
3. Винтовой в твердых растворах замещения.
4. Винтовой в твердых растворах внедрения.

СИСТЕМА ТЕКУЩЕГО КОНТРОЛЯ УСПЕВАЕМОСТИ СТУДЕНТОВ

Мл. научн. сотр. *Кузнецов А.А.*, программист *Стопани К.А.*
НИИЯФ МГУ

Последние десятилетия характеризуются ростом роли компьютерных технологий и средств связи во всех областях деятельности. Не является исключением и образовательный процесс в ВУЗах. Дополнительно к классической системе образования, основанной на личном контакте благодаря интернету становится возможным дистанционное общение между студентами и преподавателями. Данный доклад посвящен системе текущего контроля успеваемости студентов, разработанной и запущенной на кафедре общей ядерной физики.

Задачей системы является удаленная проверка знаний студентов, обучающихся на кафедре. Проверяются знания студентами текущего материала курса и умение решать основные типы задач. Другой целью данной системы является автоматическое ведение статистики успеваемости. Технически система представляет собой веб-сайт, созданный на языке программирования PHP, с использованием базы данных MySQL. Программные модули сайта содержат большое количество задач с автоматическим выбором условий, средства аутентификации студентов, интерфейс просмотра результатов. Имеется несколько возможностей использования данной системы, в частности система может использоваться для контроля самостоятельной работы студентов.

Все задачи на сайте разделены по темам. При входе на сайт пользователь должен ввести свое имя, номер группы и тему по которой он будет решать задачи. Каждая задача в тесте имеет несколько варьируемых параметров. Например, в задачах по ядерной физике на тему ядерных реакций

это могут быть частицы и ядра участвующие в реакции, энергии этих ядер. Таким образом, для каждого студента задачи будут иметь уникальные условия. Еще одно важное отличие от общепринятых систем компьютерного тестирования состоит в том, что ответ нужно вводить в виде числа в нужной системе единиц, а не выбирать из списка предложенных. В зависимости от задачи правильным считается ответ с некоторой точностью (например 10%). Сразу после ввода ответа студент видит правильный ответ и результат решения конкретной задачи (правильно или неправильно). Результаты всех студентов сохраняются в базе данных. Имеется возможность просмотреть результаты группы студентов по каждой теме. Результаты могут быть двух видов. В одном случае если студент из многих попыток хотя бы один раз решил задачу правильно, то в таблице результатов у него будет плюс. При неправильном решении в таблице стоит минус. В другом случае результатом считается последняя попытка решения задачи. Это сделано для того, чтобы можно было повторять ранее пройденные темы. Преподаватель может дать задачи на повторение и контролировать остаточные знания по старым темам. Большое число тем и задач и возможность решать их в любом месте, где есть интернет, позволяет добиться непрерывности процесса обучения. Разнообразие типов вывода результатов дает преподавателю большую статистику по каждому студенту. Возможность в реальном времени наблюдать за процессом решения студентами заданий позволяет быстро оценить, как усвоена каждая тема, и вносить изменения в план обучения.

Отметим достоинства данной системы. Во первых это доступность, для работы с системой необходим только доступ к интернет. Все задачи определенного типа при каждом входе на сайт имеют разные условия. При этом студент каждый раз должен решать задачу заново, что исключает списывание. Также преимуществом системы является то, что ответ вводится в виде числа в нужной системе единиц. При этом практически невозможно угадать ответ, а нужно обязательно решать задачу. Результаты решения задач можно видеть сразу после их решения.

Систему можно использовать также для проведения тестирований в компьютерном классе. Настройки системы позволяют в каждом конкретном случае выбирать тип задач для теста. Также преподаватель может вводить различные поправки и ограничения. Например, можно изменить точность правильного ответа или ввести лимит на время решения задачи.

Система была успешно опробована на студентах из Мьянмы, проходящих обучение в магистратуре физического факультета.

НОВЫЕ ЗАДАЧИ ОБЩЕГО ЯДЕРНОГО ПРАКТИКУМА ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МГУ ИМ. М.В.ЛОМОНОСОВА

Доцент *Е.В.Широков*

Общий ядерный практикум физического факультета МГУ ежегодно выполняют более 400 студентов факультета. Это накладывает особые требования к задачам практикума. Они должны знакомить студентов с методами проведения и анализа научных экспериментов ядерной физики, физики частиц и физики взаимодействий. Студенты знакомятся с практическим применением современной экспериментальной аппаратуры, самостоятельно проводят измерения и обработку различных ядерных характеристик и ядерных реакций.

Практикум постоянно модернизируется, вводятся в строй новые задачи. Недавно запущенная задача «Статистика регистрации частиц» служит для ознакомления студентов с аспектами применения статистических закономерностей в физике микромира. Принцип работы основан на регистрации космического излучения с помощью счётчика Гейгера. Данная особенность задачи (отсутствие специальных источников ионизирующих излучений) и как следствие, относительная простота и дешевизна задачи может быть использована для создания аналогичных установок в других практикумах.

Другая задача, «Спонтанное деление ^{252}Cf » затрагивает такой особый раздел физики атомного ядра, как деление элементов трансуранового ряда. При выполнении этой работы студенты могут непосредственно наблюдать и исследовать этот достаточно экзотический для условий физического практикума процесс. Данная работа реализована таким образом, что позволяет работать большому числу студентов с установкой на базе одного источника деления. Это может быть в дальнейшем использовано для создания дистанционного практикума, который могут выполнять студенты других ВУЗов, непосредственно в своих лабораториях, используя интернет-подключение. [1, 2]

Литература

1. Частицы и атомные ядра. Практикум. Под ред. Б.С.Ишханова 5-е издание. Москва 2004.
2. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/p/index.html>

СИСТЕМА ДИСТАНЦИОННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ ШКОЛЬНИКОВ г. МОСКВЫ К ОЛИМПИАДАМ ПО ФИЗИКЕ

Доцент *Лукашёва Е.В.*, доцент *Парфёнов К.В.*,
науч. сотр. *Пастуцан А.М.* (МЦНМО), доцент *Рыжиков С.Б.*,
ст. преп. *Селиверстов А.В.*, доцент *Семёнов М.В.*, ассист. *Старокуров Ю.В.*,
ассист. *Харабадзе Д.Э.*, доцент *Чистякова Н.И.*, ст. науч. сотр. *Шведов О.Ю.*,
ст. преподаватель *Якута А.А.*, ст. науч. сотр. *Якута Е.В.*,
зав. кафедрой математики *Яценко И.В.* (МИОО)

Начиная с 2008/09 учебного года, система проведения олимпиад школьников в РФ, в том числе и олимпиад по физике, существенно изменилась. В настоящее время в России существуют две параллельные системы олимпиад:

1) Всероссийская олимпиада школьников, организатором которой являются органы управления образованием субъектов РФ и Рособразование. Эта олимпиада проводится в четыре этапа: школьный (октябрь), муниципальный (ноябрь – декабрь), региональный (январь) и заключительный (апрель). Данная олимпиада имеет строгую иерархическую структуру: в каждом следующем этапе могут принимать участие только победители и призеры предыдущего этапа. Победители и призеры второго и третьего этапов олимпиады не имеют никаких льгот при поступлении в вузы, такими льготами (прием без вступительных испытаний) пользуются лишь победители заключительного этапа, количество которых не может превышать 30 – 50 человек. Из числа победителей заключительного этапа Всероссийской олимпиады формируется сборная РФ для участия в Международной олимпиаде школьников.

2) Предметные и межпредметные олимпиады школьников, организуемые Российским советом олимпиад школьников. Такие олимпиады могут проводиться органами государственной власти РФ и субъектов РФ, образовательными учреждениями высшего профессионального образования, научными учреждениями с возможным участием образовательных учреждений среднего профессионального и дополнительного образования, общеобразовательных учреждений, общественных организаций и государственно-общественных объединений, средств массовой информации, иных юридических лиц. Олимпиады могут проводиться с 1 сентября по 15 мая, в один или несколько этапов, в том числе заочных и (или) с применением дистанционных образовательных технологий. Заключительный этап олимпиады проводится обязательно в очной форме. При поступлении в государственные и муниципальные образовательные учреждения среднего и высшего профессионального образования победители и призеры олимпиад данного типа имеют право на получение одной из следующих льгот: а)

быть приравненными к лицам, набравшим максимальное количество баллов по единому государственному экзамену по предмету, соответствующему профилю олимпиады; б) быть приравненными к лицам, успешно прошедшим дополнительные вступительные испытания профильной направленности; в) быть зачисленными в образовательное учреждение без вступительных испытаний на направления подготовки (специальности), соответствующие профилю олимпиады. Для того чтобы победитель (призер) олимпиады мог получить указанные льготы, олимпиада должна быть включена в специальный перечень олимпиад. Победители и призеры олимпиад данного типа фактически не имеют возможности претендовать на попадание в сборную команду РФ для участия в Международной олимпиаде.

В связи с изменением системы проведения олимпиад и увеличением числа различных олимпиад возникает необходимость в создании новых учебно-методических материалов и новых инструментов для подготовки школьников к участию в олимпиадах. При этом наиболее современным и перспективным путем решения данной задачи является использование педагогических средств, базирующихся на современных информационных технологиях. В течение последних двух лет Московским центром непрерывного математического образования, Московским институтом открытого образования и МГУ имени М.В.Ломоносова при поддержке Департамента образования г. Москвы ведется работа по созданию системы дистанционного образования, предназначенной для подготовки школьников к различным интеллектуальным соревнованиям, и их организационно-методической поддержки. В докладе описывается раздел этой системы, разработанный для подготовки школьников к олимпиадам по физике.

Созданная система использует свободно распространяемую технологию разработки систем дистанционного образования Moodle. Доступ к системе осуществляется через Интернет по адресу <http://phys.olymp.mioo.ru>. Система в настоящее время включает в себя набор из более чем 30 методических разработок (всего планируется подготовить более 60 таких разработок). Эти разработки охватывают углубленный школьный курс физики, а также ряд дополнительных тем. Разработки сгруппированы в 6 разделов: «Механика», «Молекулярная физика», «Электричество», «Оптика», «Специальная теория относительности», «Квантовая и ядерная физика»; также имеется отдельная разработка, посвященная введению в теорию ошибок измерений. Каждая разработка включает в себя 6 разделов.

1. Краткое изложение теоретического материала. В этом разделе кратко рассматриваются основные вопросы теории, относящиеся к данной теме, и приводятся формулы, которые необходимы для решения задач.

2. Примеры решения задач. Рассматриваются основные типы олимпиадных задач по данной теме, с помощью которых иллюстрируются основ-

ные специфические «олимпиадные» методы и приемы. Для этого используются задачи из школьных задачников повышенного уровня трудности и задачи различных олимпиад прошлых лет.

3. *«Классические» задачи для самостоятельного решения с ответами.* В разделе содержится 5–6 задач, которые не являются олимпиадными, а относятся к классическим задачам по данной теме. Эти задачи оформлены в виде тестов и снабжены набором ответов. В качестве источника задач использованы различные классические школьные задачники.

4. *Олимпиадные задачи для самостоятельного решения с ответами.* В разделе содержатся олимпиадные задачи по данной теме с ответами, предназначенные для самостоятельного решения. Также предлагаются задачи, не являющиеся «олимпиадными», но по уровню трудности сопоставимые с ними.

5. *Олимпиадные задачи для самостоятельного решения без ответов.* В разделе содержатся олимпиадные задачи по данной теме без ответов, предназначенные для самостоятельной работы учащегося под контролем преподавателя.

6. *Тест по теоретическому материалу.* Раздел содержит тест, включающий в себя 6–8 вопросов, который позволяет оценить степень усвоения учащимся материала по теме данного занятия.

Созданная дистанционная система предоставляет возможность дистанционной педагогической поддержки учащихся. Это могут быть удаленные консультации преподавателя (по электронной почте или через Интернет-форум), дистанционная проверка самостоятельных работ, оперативный дистанционный контроль успешности выполнения тестовых заданий. Школьники, желающие подготовиться к участию в олимпиадах по физике, могут записаться для прохождения того или иного дистанционного курса, направив письмо по электронной почте. После этого каждый школьник прикрепляется к преподавателю, который дает ему задания в соответствии с имеющимся учебным планом, контролирует сроки и качество выполнения этих заданий, оказывает консультационную помощь. В настоящее время в методических разработках, созданных для системы дистанционной подготовки по физике, содержится около 500 задач различного уровня трудности, охватывающих значительную часть тем школьного курса физики. Это позволяет обеспечить подготовку к физическим олимпиадам практически любого уровня сложности.

В 2008/09 учебном году созданная дистанционная образовательная система работала в тестовом режиме. Занятия проводились с учениками 9-х, 10-х и 11-х классов школ г. Москвы, которые являлись победителями и призерами различных олимпиад по физике, и изъявили желание готовиться к участию в Московской и Всероссийской олимпиадах школьников по физике 2009 года. В 2009/10 учебном году планируется расширить круг

школьников, использующих данную дистанционную образовательную систему.

Параллельно с системой дистанционного образования для подготовки школьников к олимпиадам по физике созданы и действуют аналогичные системы для подготовки к олимпиадам по математике, информатике, биологии, химии и географии. Доступ к ним осуществляется по адресу в сети Интернет <http://olymp.mioo.ru>

НЕКОТОРЫЕ ПОЛЕЗНЫЕ РИСУНКИ ДЛЯ КУРСА ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ

Доцент *Быков А.В.*, доцент *Митин И.В.*, профессор *Салецкий А.М.*

Ставка на инновационные технологии с неизбежностью приведет к повышению статуса физики в системе стандартов современного образования. В этой связи еще более актуальной становится задача повышения эффективности учебного процесса, включающая совершенствование учебных программ и их методического обеспечения. Важную роль по-прежнему будет играть правильный подбор иллюстративного материала, так как формируемые с его помощью зрительные образы способствуют лучшему пониманию и усвоению учащимися учебного материала.

Особое значение при этом, на наш взгляд, имеют иллюстрации, достаточно точно отражающие либо функциональные зависимости, либо геометрические соотношения и тем самым способствующие формированию у ученика "правильной картинки". К числу таких полезных в учебном процессе рисунков можно отнести и предлагаемые ниже иллюстрации по волновой оптике.

1. Если плоская монохроматическая волна падает нормально на амплитудную пропускательную решетку с периодом d и шириной щелей b , то, как известно, направления (характеризуемые углами θ_m) на главные дифракционные максимумы задаются уравнением:

$$d \sin \theta_m = m \lambda,$$

где $|m|=0, 1, 2, \dots, m_{max} = \left[\frac{d}{\lambda} \right]$, λ – длина волны.

Если известны d и λ (или их соотношение), то с помощью простых геометрических построений (см. рис. 1) можно точно найти направления на главные дифракционные максимумы, а значит, и их взаимное расположение на экране в фокальной плоскости собирающей линзы. Аналогично могут быть найдены направления θ_n на главные дифракционные минимумы (на рис. 1 не показаны) из уравнения:

$$b \sin \theta_n = n \lambda,$$

где $|n|=1, 2, \dots$

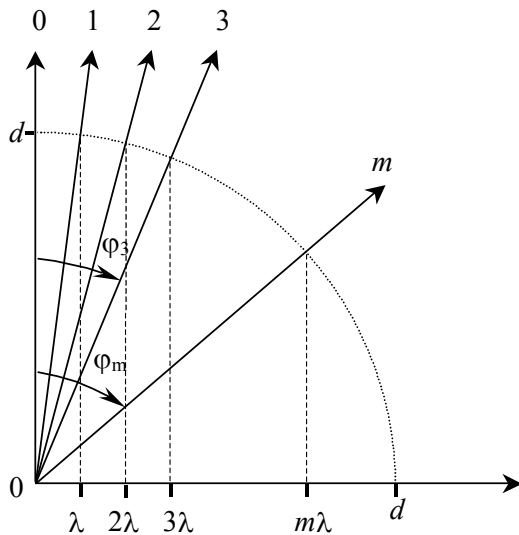


Рис. 1

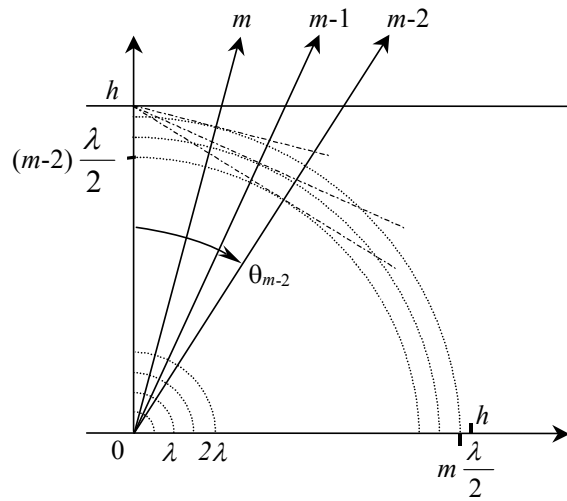


Рис. 2

2. При анализе интерференционных картин типа "полосы равного наклона" в экспериментах с интерферометром Майкельсона или интерферометром Фабри-Перо (в проходящем свете) направления θ_m на интерференционные максимумы определяются из уравнения:

$$2h \cos \theta_m = m \lambda,$$

где h – толщина соответствующего воздушного зазора, $|m|=0, 1, 2, \dots, m_{\max} = \left[\frac{2h}{\lambda} \right]$, λ – длина волны. На рис. 2 показано, как с помощью несложных геометрических построений отобразить реальный спектр направлений на максимумы интенсивности. Как и на рис.1, расстояние между соседними полосами на экране возрастает по мере увеличения порядка интерференции (дифракции) m .

3. Как известно, законы отражения и преломления света из геометрической оптики применимы и в случае плоских волн, поскольку проекции волновых векторов \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_2 ($k = \frac{\omega}{c} n$) соответственно падающей, отраженной и преломленной волн на плоскость границы между средами должны удовлетворять условию:

$$k_{1x} = k_{0x} = k_{2x}.$$

На рис. 3 показан довольно простой способ (с помощью циркуля и линейки) построения отраженного и преломленного лучей, если известен угол падения θ_1 и заданы показатели преломления n_1 и n_2 . Из рис. 3 видно также, почему в случае $n_1 < n_2$ угол преломления не может быть больше угла

$\theta_m = \arcsin(n_1/n_2)$, а в случае $n_1 > n_2$ при углах падения $\theta_1 > \theta_m$ имеет место полное внутреннее отражение.

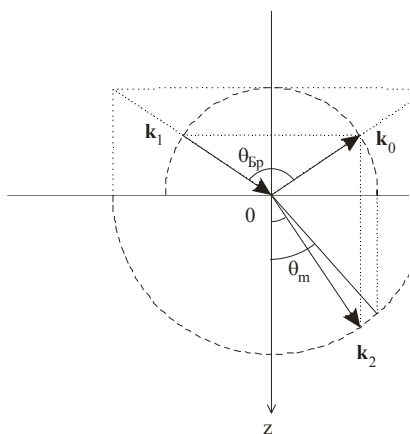


Рис. 3

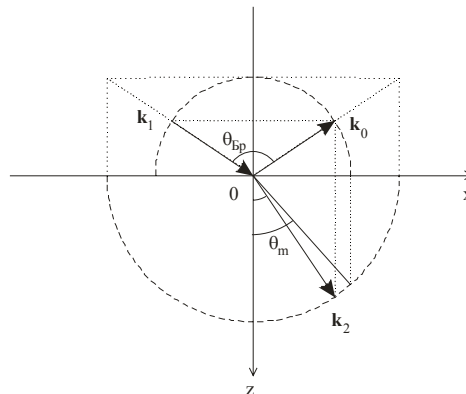


Рис. 4

Рис. 4 иллюстрирует простой способ нахождения угла Брюстера $\theta_{Бр} = \arctg \frac{n_2}{n_1}$ для границы сред с показателями преломления n_1 и n_2 ($n_1 < n_2$).

Таким образом, простота геометрических построений и высокая точность отображения реальной физической картины позволяют эффективно использовать описанные выше рисунки при изложении соответствующих разделов физики как в вузе, так и в школе.

МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ ПО РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ МЕХАНИКИ
ДЛЯ СТУДЕНТОВ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА
МГУ им. М.В. ЛОМОНОСОВА

Профессор *Русаков В.С.*, профессор *Слепков А.И.*,
доцент *Чистякова Н.И.*, ст. преподаватель *Никанорова Е.А.*

Раздел «Механика» является первой частью курса общей физики, преподаваемого на физическом факультете МГУ в течение первых трех лет обучения. Преподавание общей физики проводится по трем направлениям: лекции, семинарские занятия и общий физический практикум. Непосредственное общение преподавателей со студентами и оценка уровня их подготовки происходит на семинарах и в лабораториях физического практи-

кума, что повышает требования к проведению данных видов занятий, особенно учитывая снижение посещаемости студентами лекций.

На первом курсе учебным планом предусмотрен всего один семинар по общей физике в неделю. Поскольку в силу объективных и субъективных причин лекции посещает не более 50 % студентов, возникает необходимость краткого изложения теоретического материала преподавателями, ведущими семинарские занятия. При этом по каждой теме удается решить на семинаре не более 4–5 задач, что явно недостаточно для глубокого изучения курса общей физики.

Опыт проведения семинаров также показывает, что в настоящее время, к сожалению, наблюдается заметное снижение среднего уровня подготовки выпускников средних учебных заведений в области физики при сохранении высокого уровня у относительно небольшой части вчерашних школьников. В связи с этим, в частности, для студентов второго курса с достаточно высоким уровнем подготовки организован третий поток, обучение на котором ведется по расширенной программе. Преподаватели первого курса вынуждены ориентироваться на среднего студента, и не имеют возможности рассматривать на семинарах задачи повышенной сложности. Поэтому возрастает роль методических пособий, ориентированных на самостоятельную работу студентов.

Нами написано методическое пособие по решению задач механики для студентов первого курса, целью которого является:

во-первых, изложение основных *методов* решения задач различных типов;

во-вторых, дать возможность сильным студентам не ограничиваться задачами среднего уровня, разбираемыми на семинарских занятиях, а ознакомиться с решением задач повышенной сложности;

в-третьих, дать основные теоретические сведения по каждой теме, необходимые при решении задач.

Новизна методического пособия заключается также в сравнении различных методов решения конкретной задачи и демонстрации преимуществ одного из предложенных методов перед другими. Особое внимание уделяется выбору моделей материальных объектов и явлений на начальном этапе решения задачи.

Учебное пособие по решению задач механики, написанное на основании многолетнего опыта проведения занятий по общей физике на физическом факультете МГУ, состоит из оглавления, девяти глав и списка литературы. Разбиение на главы произведено в соответствии с темами семинарских занятий:

- Глава 1. Кинематика материальной точки и простейших систем
- Глава 2. Динамика материальной точки и простейших систем
- Глава 3. Законы сохранения импульса и механической энергии системы материальных точек
- Глава 4. Движение материальной точки в неинерциальных системах отсчета. Силы инерции
- Глава 5. Кинематика в теории относительности
- Глава 6. Кинематика и динамика абсолютно твердого тела
- Глава 7. Законы сохранения момента импульса и энергии. Гироскопы. Гироскопические силы
- Глава 8. Свободные и вынужденные колебания систем с одной степенью свободы. Резонанс
- Глава 9. Бегущие и стоячие волны. Моды и нормальные частоты

Структура изложения каждой темы одинакова, при этом каждая глава включает в себя следующие разделы:

1. Теоретический материал;
2. Основные типы задач и методы их решения;
3. Примеры решения задач;
4. Задачи для самостоятельного решения.

Теоретический материал, представленный в начале каждой главы содержит основные определения, формулировки законов, а также необходимые для решения задач формулы. В пособии дается классификация задач, и предлагаются методы их решения. В каждой главе приведено подробное решение 10 – 12 типичных задач и предложено 10 – 12 задач для самостоятельного решения с ответами.

Настоящее пособие предназначено для самостоятельной работы студентов высших учебных заведений и имеет целью помочь им овладеть основными методами решения задач механики. Пособие, изданное по главам небольшим тиражом, прошло апробацию. Преподаватели, ведущие занятия на первом курсе, в течение трех лет использовали его при проведении занятий и высказали свои замечания и предложения, которые были учтены авторами при подготовке книжного варианта.

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АПРОБАЦИИ НОВОГО УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА
(УЧЕБНИК «ФИЗИКА-7», АВТОРЫ А.В. ГРАЧЕВ, В.А. ПОГОЖЕВ,
А.В. СЕЛИВЕРСТОВ)

Ст. препод. *Боков П.Ю.*, доцент *Грачев А.В.*, доцент *Погожев В.А.*

В различных изданиях уже не раз сообщалось о появлении нового учебно-методического комплекса (УМК) по физике для основной школы. Авторы этого комплекса – преподаватели кафедры общей физики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, учителя московских школ и гимназий. Основной особенностью предлагаемого УМК является академичность, структура курса напоминает структуру традиционного общего курса физики, адаптированного для школьников. Такой подход к формированию школьного курса физики представляется авторам вполне оправданным.

Другая особенность предлагаемого УМК – его разноуровневость. В учебниках имеются материалы для дополнительного чтения в виде частей параграфов или даже целых параграфов. Данные материалы чаще всего выходят за рамки требований Стандарта и предназначены, в первую очередь тем, кто справляется с основным курсом. В курсе 7 класса для дополнительного изучения предлагаются темы «Относительность движения», «Решение задач кинематики в общем виде», «Импульс. Закон сохранения импульса», «Вывод закона сохранения полной механической энергии на основе законов Ньютона». В курсе 8 класса темы «Решение задач на уравнение теплового баланса», «Газовые законы», «Сила Кулона», «Напряженность электрического поля». Разноуровневость УМК обеспечивается также разными по уровню сложности заданиями в конце параграфов.

Еще одной особенностью УМК является наличие в учебниках целых параграфов, посвященных объяснению решения задач. Решение задач в параграфах предлагается в простой, пошаговой схеме. Отработку предлагаемых алгоритмов решения задач удобнее всего осуществлять с использованием разработанных авторами рабочих тетрадей (по 2 тетради к каждому учебнику).

В 2007/2008 учебном году в 21 регионе Российской Федерации началась работа с учебником «Физика-7» на пилотных площадках. В апробации было задействовано более 2 тысяч учащихся городских и сельских школ, гимназий и лицеев, общеобразовательных и профильных классов. Работу с учащимися по новому УМК осуществляли учителя разных квалификационных категорий.

Апробация заключалась в работе по новому УМК с использованием рабочих тетрадей, проведении составленных авторами контрольных работ (их было проведено 6 в течение учебного года), анализа результатов каждой контрольной работы, составления многостраничного отчета по результатам работы в течение учебного года.

Полноценный анализ нового УМК невозможен без сопоставления достижений учащихся, изучающих физику по разным УМК. К сожалению, ни один из распространенных УМК не предлагает изучение в 7 классе механики в том же объеме, что и учебник «Физика-7» А.В. Грачева, В.А. Погожева, А.В. Селиверстова. Поэтому, сопоставление представлялось возможным только с результатами, достигнутыми учащимися 9 классов. В то же время, сравнивать результаты, полученные семи и девятиклассниками не корректно, в силу того, что последние заведомо обладают большим аналитическим аппаратом. Несмотря на это, в ряде пилотных площадок такое сопоставление было осуществлено.

Отчеты учителей-апробаторов помогли выявить сильные и слабые стороны нового УМК. Одним из основных недостатков учителя отметили большие объемы предлагаемого учебного материала, большое число единиц новых знаний в расчете на один параграф. В то же время, часть учителей отметила, что учащиеся стали больше читать учебник, лучше анализировать тексты физического содержания, быстрее понимать суть предлагаемых вопросов и задач.

Положительным качеством учебника учителя и учащиеся считают наличие кратких содержательных итогов в конце каждого параграфа и в конце каждой главы. Данные материалы позволяют не только быстро систематизировать имеющиеся знания, но и лучше ориентироваться в текстах самих параграфов.

Также положительным качеством предлагаемого УМК называют наличие пошаговых алгоритмов решения задач. Данные алгоритмы не только позволяют сделать процедуру решения задачи более наглядной, но и, что самое главное, позволяют формировать у учащихся правильные представления о взаимосвязи явлений в природе, о законах физики.

Практически все учителя отметили целесообразность рассмотрения в 7 классе графического представления движения и решения задач кинематики графическим способом. Во-первых, это способствует формированию более глубоких межпредметных связей с математикой, а во-вторых – составляет один из ключевых пунктов в контрольно-измерительных материалах как Государственной Итоговой Аттестации так и Единого Государственного Экзамена. Работа апробаторов показала, что к изучению этой темы учащиеся подходят практически параллельно в курсах физики и алгебры.

Результаты апробации показали, что планируемую ранее для общего рассмотрения тему «Импульс. Закон сохранения импульса» следует перенести в раздел для дополнительного изучения. В последующих изданиях учебника «Физика-7» данные параграфы отмечены соответствующим знаком. Высвобождающиеся за счет этого часы предлагается использовать при изучении тем «Масса и плотность», «Закон Архимеда. Плавание тел».

Итоги контрольных работ по кинематике позволяют сделать некоторые выводы. С одной стороны, по-видимому, при строгости изложения материала авторам удалось оставить это изложение доступным, в том числе и для семиклассников. Эта доступность, несомненно, обеспечивается и большим (по сравнению с традиционными УМК) числом часов, отводимых на изучение данной темы. С другой стороны, стоит отметить, что работающий по новой программе учитель тщательнее готовится к урокам, а семиклассники в большей степени мотивированы при изучении нового предмета, чем девятиклассники.

При всех отмеченных недостатках уже сегодня можно говорить, что учебник «Физика-7» А.В. Грачева, В.А. Погожева, А.В. Селиверстова, несомненно, стоит широко использовать в общеобразовательных учреждениях, особенно в классах с хорошей математической подготовкой, а также в классах, где проводилась пропедевтика физики.

Авторы выражают благодарность всем методистам, учителям, учащимся и их родителям, принявшим активное участие в работе по апробации нового УМК.

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ КУРСА ФИЗИКИ В ОБЩЕОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ШКОЛЕ (НА ПРИМЕРЕ НОВОГО УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА)

Ст. препод. *Боков П.Ю.*, доцент *Грачев А.В.*, доцент *Погожев В.А.*

Проведенные авторами исследования показывают, что школьники воспринимают физику, как науку, содержащую набор огромного числа не связанных между собой понятий, законов, формул, а вдобавок к этому еще и огромное число способов решения непохожих друг на друга задач. У подавляющего большинства учащихся, как правило, нарушено ощущение целостности и логической стройности изучаемого курса физики. Даже у заинтересованных школьников, собирающихся продолжать обучение в технических вузах, знания по физике обычно представляют собой бессистемный набор сведений из различных ее разделов. В чем же причина такого состояния дел?

В частности, такая ситуация связана с нехваткой часов, выделяемых на изучение физики в средней школе. Однако, это не единственная причина. Опыт работы авторов в школах, общение с учителями и подробное изучение большинства имеющихся в настоящее время учебников по физике для 7–9 классов позволяет предположить, что не последней причиной сложившейся плачевной ситуации является нарушение некоторых основополагающих принципов построения курса физики на начальном этапе ее изучения. Именно по этой причине впечатления от физики у большинства учащихся (и даже их родителей, имеющих техническое образование) умещаются в довольно узком диапазоне от «ничего не понятно, хотя и интересно» до «понять, откуда, что берется невозможно».

В докладе представлен новый учебно-методический комплекс (УМК) по физике для 7-9 классов общеобразовательных школ, разработанный ведущими преподавателями кафедры общей физики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, имеющими многолетний опыт работы со школьниками и студентами младших курсов, на конкретных примерах приводятся анализ представляемого УМК в соответствии со следующими принципами, которых авторы старались придерживаться при его построении.

1. *Логическая последовательность.* Последовательное изложение материала должно убедить школьника в том, что физика представляет собой логически стройную науку. Поэтому, несмотря на наличие у учащихся определенного набора знаний, изложение физики начинается с азов: введения основных понятий, способов измерения физических величин, описания положения тела в пространстве и т. п. Это должно создать у школьника целостное непротиворечивое представление об окружающем мире. Авторы убеждены, что весь курс школьной физики, с началами которой знакомятся ученики 7 класса, представляет собой логически стройную теорию, базирующуюся на более чем ограниченном количестве утверждений. Так, в 7 классе это три закона Ньютона и два закона, описывающие индивидуальные свойства сил. Все последующие законы и соотношения выводятся из них посредством простых логических рассуждений. В учебнике на простых моделях показано, что законы сохранения импульса и механической энергии являются логическими следствиями соотношений (законов), описывающих их изменение, которые, в свою очередь, выводятся из законов Ньютона. Это помогает избежать более чем распространенного заблуждения, что импульс и механическая энергия сохраняются всегда и при любых условиях, и позволяет правильно понять диалектическую сущность этих законов.

2. *Ступенчатость изложения.* Отсутствие у учеников на начальном этапе необходимого математического аппарата не позволяет изложить основные законы механики и методы решения задач в полном объеме. По-

этому предлагаемый курс построен по ступенчатому принципу: от простого к сложному. Например, в учебнике 7 класса рассмотрение всех видов движения и взаимодействия ограничено прямолинейным одномерным случаем. Благодаря этому при изучении механики в старших классах учащиеся приступают к рассмотрению более сложных видов движения, имея для этого правильно сформированную базу знаний.

3. *Преемственность.* Введенные на начальном этапе физические понятия, определения физических величин и формулировки основных законов используются и в старших классах. Несмотря на то, что такой подход создает определенные трудности на начальном этапе обучения, он оправдан и целесообразен: ведь переучивать сложнее, чем учить.

4. *Классификация задач.* Задачи в учебнике разделены на группы, которым присвоены названия. Подобное деление позволяет учащимся, во-первых, ориентироваться при решении новых задач; во-вторых, понять, что при кажущемся разнообразии задач число их видов ограничено.

5. *Наличие алгоритма решения задач каждого вида.* В учебнике приведены подробные алгоритмы решения задач каждой группы. Такие алгоритмы помогают научиться самостоятельно разрабатывать логически правильную последовательность действий при решении задач.

6. *Возможная автономность.* Учебник, рабочая тетрадь и тетрадь для лабораторных работ построены таким образом, чтобы ученик имел возможность самостоятельно разобраться в материале: найти ответы на возникшие у него вопросы, понять то, что вызвало у него затруднение во время урока.

7. *Достаточность.* Все вопросы и упражнения в конце каждого параграфа построены таким образом, чтобы ученик мог успешно справиться с ними, используя, в основном, только материал данного параграфа.

8. *Разноуровневость обучения.* Учебник создавался как разноуровневый. Поэтому все тексты для *дополнительного изучения* представляют собой «параллельное» изложение материала, что делает их доступными не только для одаренных детей.

9. *Поэтапная систематизация и возможность поэтапного контроля.* Авторы уделили особое внимание четкости формулировок итогов каждого параграфа, постаравшись обратить внимание учащихся на наиболее важные положения в тексте. Итоги в конце каждой главы позволяют представить изученную информацию в компактном и наглядном виде, что должно способствовать приведению в порядок полученных учащимися знаний.

10. *Аппарат издания.* Учебник снабжен алфавитно-предметным указателем для получения учащимися первых навыков в работе с понятиями и определениями. В содержание параграфов учебника включены ком-

ментарии, вспомогательные тексты и разнообразная справочная информация.

Таковы главные принципы, которые, по мнению авторов, позволяют сделать школьный курс доступным для учащихся и при этом с самого начала заложить базу для поэтапного систематического изучения физики в соответствии с современными требованиями к уровню подготовки выпускников.

ЗАДАЧА СПЕЦИАЛЬНОГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА «РЕНТГЕНОВСКИЙ ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ»

Профессор *Русаков В.С.*, ассистент *Лукьянова Е.Н.*

Специальный физический практикум на физическом факультете МГУ является важнейшим элементом обучения студентов старших курсов. Его задачей является ознакомить студентов с основными методами экспериментальных исследований, получить навыки работы на современной аппаратуре, применить свои знания, полученные на семинарских занятиях, на общих и специальных курсах лекций.

Определение фазового состава вещества – одна из наиболее важных для исследовательских целей задач, поскольку фазовый состав вещества во многом обуславливает его физические свойства. Фазовый анализ является неотъемлемой частью научных исследований, проводимых при изучении фазового равновесия и фазовых превращений, при разработке новых композиционных материалов, обладающих улучшенными или принципиально новыми характеристиками. Поэтому на кафедре общей физики для студентов старших курсов создана задача специального физического практикума «Рентгеновский фазовый анализ» на базе универсального рентгеновского спектрометра (СУР-01 «Реном»), предназначенная для определения фазового состава вещества. Целью данной задачи является ознакомление студентов с теоретическими основами качественного и количественного рентгеновского фазового анализа и обучение основным методам определения фазового состава исследуемых образцов.

В задаче проводится идентификация и оценка относительного содержания кристаллических фаз, входящих в состав многофазного образца. Для выполнения работы студент получает три образца для рентгенофазовой идентификации, помещенные в специальные кюветы. Два однофазных образца и один двухфазный, являющийся смесью первых двух образцов в заданной весовой пропорции. Перед ним ставится конкретная задача рентгенофазовой идентификации образцов и определения относительного весового содержания фаз в двухфазном образце.

Обработка результатов, полученных в процессе съемки дифрактограмм исследуемых образцов, проводится с помощью современной информационно-поисковой системы фазовой идентификации. Информационно-поисковая система рентгенофазовой идентификации реализована в графическом режиме, который позволяет идентифицировать до 99% дифрактограмм без явного задания поисковых запросов к информационно-поисковой системе. В графическом режиме производится автоматическое формирование скрытых запросов на идентификацию, создаваемых посредством манипуляций мышью на графических окнах. Основным способом создания выборки фаз из рентгеновской базы данных является указание элементного состава фаз образца на таблице Менделеева. При необходимости более селективного отбора можно указывать также главные и дополнительные элементы или обязательные сочетания элементов.

Для успешного выполнения задачи рентгеновского фазового анализа авторами было написано описание, содержащее 4 раздела, предназначенные для ознакомления с теоретическими основами методов рентгеновского фазового анализа, с устройством и принципом работы современного универсального рентгеновского спектрометра «Реном» и его характеристиками. Кроме того, в них описывается современная графическая информационно-поисковая система рентгенофазовой идентификации (ИПС ФИ), а также последовательность действий при выполнении работы и обработке результатов измерений с использованием этой информационно-поисковой системы. Даются рекомендации по оформлению работы. Подготовленное описание предназначено для студентов высших учебных заведений и имеет цель ознакомить студентов старших курсов с основами качественного и количественного рентгеновского фазового анализа.

Предлагаемая работа помогает студентам овладеть основными методами экспериментальных исследований с помощью рентгеновской дифрактометрии на примере работы с современным универсальным портативным рентгеновским спектрометром СУР-01 «Реном».

В ходе выполнения работы студенты приобретают опыт:

- измерения дифрактограмм,
- управления современным рентгеновским спектрометром,
- обработки полученных данных.

ДЕМОНСТРАЦИЯ ДИФФУЗИИ ПАРОВ ВОДЫ

Доцент *Рыжиков С.Б.*

Диффузия является одним из явлений переноса, демонстрация которых помогает усвоению курса физики как при обсуждении общих положений

ний молекулярно-кинетической теории, так и при изучении уравнений переноса: Фика (диффузия), Фурье (теплопередача) и Ньютона (передача импульса).

Диффузия является относительно медленным процессом: для демонстрации диффузии в жидкости требуется несколько суток, что нельзя реализовать в рамках одной лекции. Поэтому в настоящее время для демонстрации диффузии используют классическую демонстрацию диффузии газообразного вещества – паров брома [1]. Демонстрация состоит в том, что на стол устанавливается небольшой сосуд с бромом (например, чашка Петри), которая накрывается высоким прозрачным вертикальным цилиндром. Бром, испаряясь, заполняет цилиндр, что можно наблюдать по постепенному окрашиванию воздуха внутри цилиндра. Недостатком демонстрации является ее качественный характер, поскольку по окраске невозможно определить концентрацию паров брома.

Возможность для количественной демонстрации явления диффузии дают появившиеся в последнее время бытовые цифровые измерители влажности. Эксперимент с диффузией можно провести следующим образом. На дно высокого прозрачного вертикального цилиндра нужно положить вату или губку, смоченную в воде. Внутри цилиндра на разных высотах поместить несколько датчиков влажности, показания с которых через видеокамеру с проектором можно было бы выводить на экран. Через некоторое время вблизи губки установится высокая влажность. Показания остальных датчиков влажности так же будут увеличиваться, причем с ростом высоты влажность будет уменьшаться. Эксперимент показывает, что при высоте сосуда около 50 см, за время лекции (около 1 часа) влажность в верхней части сосуда заметно не меняется.

Предлагаемая демонстрация несложна в приготовлении и показе и может быть рекомендована как для лекций общего курса физики для студентов Вузов, так и для старшеклассников.

Литература

1. Иверонова В.И. Лекционные демонстрации по физике. М. Наука. 1972.

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор В.И.Трухин, профессор В.Е.Куницын,
профессор К.В.Показеев

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ИЗМЕНЧИВОСТЬ СКОРОСТИ ВЕТРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ДИСТАНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Ст. науч.сотр. *Юшков В.П.*

Аннотация. В докладе представлены результаты многолетних измерений скорости ветра в городской среде (по наблюдениям на Физическом факультете МГУ) в части анализа изменчивости скорости и расчета турбулентных характеристик атмосферы по данным дистанционного акустического зондирования. Результаты измерений сопоставляются с модельными представлениями. Проанализировано современное состояние и перспективы дистанционных методов измерения турбулентности в АПС. Предлагаются новые методики измерений на основе вероятностного (частотного) анализа. Исследование поддержано грантами РФФИ 07-05-13610 и 08-05-00984.

1. На физическом факультете МГУ в кооперации с Институтом физики атмосферы (ИФА) РАН, Гидрометцентром России, Центральной аэрологической обсерваторией (ЦАО) Росгидромета ведутся долговременные наблюдения в атмосферном пограничном слое (АПС) профилей скорости ветра и температуры, которые позволяют следить также за турбулентностью и за стратификацией атмосферы в городском воздушном бассейне. Непрерывные наблюдения скорости ветра продолжаются уже четыре года с небольшими техническими перерывами. С 2008 г. к этим измерениям в МГУ были подключены прямые измерения профилей температуры с помощью СВЧ радиометров (измеряющими температуру дистанционно сканирующим методом) и был налажен обмен данными с Гидрометцентром России и ЦАО, который позволил продлить ряды температурных наблюдений ретроспективно до 2005 г. А также с августа 2008 г. на загородной Звенигородской научной станции ИФА РАН (ЗНС) были начаты одновременные непрерывные измерения профилей скорости ветра и температуры, в которых участвует наш прибор МТП-5, идентичный установленному на крыше Физического факультета, что позволяет максимально точно оценить разницу температур в городской среде и загородной местности. ИФА РАН в лице проф. М.А. Каллистратовой и Р.Д. Кузнецова выступает в этих работах не только как наши партнеры, но и в большой степени как организаторы, инициаторы новых направлений и рецензенты получаемых результатов.

2. Мировая практика экспериментальных исследований в атмосфере показывает, что тенденции в изучении физики атмосферы и атмосферной турбулентности направлены от контактных измерений, которые конечно остаются наиболее надежными и поверочными методами измерений, к все

более широкому использованию дистанционных методов, в том числе к развитию дистанционных методов зондирования с поверхности [1-3]. Так СВЧ радиометры МТП-5 разработанные в ЦАО [4] являются примером конверсии спутниковых приборов к потребностям рутинных наблюдений температуры в АПС. О широком использовании дистанционного зондирования с поверхности может сказать, например тот факт, что практически 90% территории США охватывается дальностью видимости метеорологических локаторов, а все атомные станции Германии обязаны иметь на вооружении ветровые профилемеры: либо акустические — содары, либо доплеровские радиолокаторы — MWP [3]. Конечно, проблемы объединения отдельных измерений в метеорологическую сеть существуют и в Европе и в США, увидеть эти данные в сети Internet пока нет возможности. Но и наши измерения в Московском регионе требуют административных усилий для объединения и взаимной поверки. Так содарами на сегодняшний день в центральном регионе оснащены ИФА РАН, Физический факультет МГУ, Географический факультет, ГУП Мосэкомониторинг и НПО Тайфун (г. Обнинск). Однако объединить эти измерения не получается уже два года. Температурные профилемеры также «разбросаны по организациям» и единого контроля качества измерений и сведения данных в единую базу на сегодняшний день нет.

3. На физическом факультете МГУ для измерения скоростей ветра в АПС используется трехкомпонентный акустический локатор — содар ЛАТАН-3 идентичный установленному в ИФА РАН и на ЗНС (45 км от Москвы) [5]. В представленном докладе будут показаны результаты долговременных изменений профилей скорости ветра: средние профили в диапазоне высот от 50 до 300 метров над поверхностью и частотные распределения (гистограммы) для разных сезонов, разного времени суток, на разной высоте над поверхностью, распределение направлений ветра — роза ветров, распределение градиентов скоростей и направлений, а также температуры в АПС.

По результатам наших наблюдений оказалось, что средние скорости ветра над Москвой на высоте около 150 м составляют всего 4 м/с при получасовом усреднении, а большие скорости ветра (>10 м/с) на этой высоте при таком усреднении очень редки и их длительность не превышает одной серии измерений (30 минут). Уменьшение времени осреднения позволяет отмечать более редкие порывы ветра большей силы, но не изменяет значительно распределение ветров в измеряемом диапазоне: от 5 до 120 минут. То есть число случаев с большим ветром увеличивается, но их доля в общем балансе остается примерно такой же. Как показали наши измерения, частотный анализ позволяет адекватнее оценить средние значения скорости ветра и повторяемости редких событий [6].

4. Сравнение наблюдений скорости ветра в центре Москвы и на Ленинских горах показывает, что влияние городского острова тепла имеет вертикальный масштаб сравнимый с влиянием орографии на среднее течение ветра. В тоже время характер распределений приземных инверсий температуры и приземного подогрева в МГУ и в Гидрометцентре России (на Красной Пресне) во многом подобны. То есть разница «соответствующих» высот для одинакового распределения скорости ветра на уровне 150-200 метров примерно равна топографической разнице точек наблюдения (80 м) и средней разнице высот ночного слоя перемешивания (в ночных условиях верхняя граница слоя перемешивания и слоя приземной инверсии определяются значительно точнее).

5. Точность проведенного сравнения скоростей ветра в двух точках городской среды и в загородной местности значительно превышает точность модельных оценок роста скорости ветра с высотой. Для целей перспективного использования данных наблюдений совместно с Гидрометцентром России, нами была опробована и адаптирована региональная модель динамики атмосферы, позволяющая дать прогноз в АПС динамических характеристик: скорости ветра, температуры, турбулентности с высоким высотным и пространственным разрешением (50 м по высоте и 2 км по горизонтали). Эксперименты с моделью показали возможности диагностики АПС в таких моделях (WRF, MM5) и основные недостатки используемых параметризаций пограничного слоя. По результатам сравнения можно говорить, во-первых, о высокой чувствительности этих моделей в части описания пограничного слоя к используемой параметризации, то есть ряд параметризаций являются откровенно грубыми. Во-вторых, даже в лучших параметризациях модель значительно завышает скорость ветра над городом по сравнению с данными наблюдений, то есть городская шероховатость и мезомасштабная изменчивость скорости ветра не описываются в этих моделях достаточно адекватно.

6. Проводимые экспериментальные наблюдения должны развивать наши представления о динамических процессах в АПС, прежде всего о мезомасштабной турбулентности. В настоящее время в теоретических исследованиях турбулентности наблюдается затишье при одновременном накоплении большого количества данных и явной недостаточности теоретической базы. Очевидны две проблемы: а) гипотеза, лежащая в основе теории однородной и изотропной турбулентности — масштабная инвариантность — плохо работает в нестационарных и неоднородных условиях. Попытки усовершенствования этой теории, которые делаются в настоящее время, в основном подправляют её введением дополнительных зависимостей констант вводимых в теории Монино-Обухова от высоты, термической устойчивости, плотности застройки и пр. б) Замена средних

по статистическому ансамблю характеристик средними по реализациям показывает противоречие между постановкой задачи и наблюдениями: средние по реализациям при измерении в турбулентной среде с широким спектром изменчивости не являются статистически устойчивыми характеристиками.

7. Наш опыт измерений показывает, что расчет эмпирических распределений позволяет более аккуратно измерять ансамблевые характеристики турбулентности по данным наблюдений. При этом значимой характеристикой турбулентности является не только величина турбулентного потока $\tau = \langle u'w' \rangle$, традиционно используемая в моделях турбулентности, но и общая кинетическая энергия турбулентности — ТКЕ: $\langle u'^2 + v'^2 + w'^2 \rangle$, которая в широком диапазоне термической устойчивости пропорциональна характеристике $\langle w'^2 \rangle$, надежно измеряемой содаром. Несмотря на значительно большее значение ТКЕ по сравнению с τ и большую точность определения этой характеристики, она значительно реже используется в теории турбулентности. Примечательным является нелокальность этой характеристики: ТКЕ генерируется неоднородностями подстилающей поверхности и рост ТКЕ по вертикали определяется не локальными градиентами температуры и скорости ветра, а источниками турбулентности в нижней части АПС и переносом турбулентности по потоку.

8. Интересным теоретическим вопросом, до сих пор не исследованным является вопрос о единственности распределений статистических характеристик в турбулентной атмосфере. Является ли состояние турбулентности непрерывно зависящим от внешних условий или при одних и тех же внешних условиях могут существовать разные распределения и переходы между этими состояниями осуществляются скачком.

Проведение исследований поддержано грантами РФФИ 07-05-13610 и 08-05-00984.

Литература

1. Wilczak J.M., Gossard E.E., Neff W.D., Eberhard W.L., 1996. *Ground-based sensing of atmospheric boundary layer: 25 years of progress*. Boundary Layer Meteorology, **78**, 321-349.
2. Coulter R.L., Kallistratova M.A. *Two-decade progress in sodar techniques: a review of 11 ISARS proceedings*. Meteorol. Atmos. Physics, 2004, **85**, 3-19.
3. Dabberdt W.F., Frederick G.L., Hardesty R.M., Lee W.C., Underwood K., 2004. *Advances in meteorological instrumentation for air quality and emergency response*. Meteorol. Atmos. Physics, **87**, 57-88.
4. Kadygrov E.N., Shur G.N., Viazankin A.S., 2003. *Investigation of*

atmospheric boundary layer temperature, turbulence, and wind parameters on the basis of passive microwave remote sensing. Radio Sci **38**(3): 8048

5. Кузнецов Р. Д. Акустический локатор ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя. Оптика атмосферы и океана, 2007, т. 20, N 8, 749-753.
6. Юшков В. П., Кузнецов Р. Д., Каллистратова М. А., 2008: Средние профили скорости ветра в воздушном бассейне Москвы, Метеорология и гидрология, 2008, N 10, стр. 24-33.

ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ ПРИРОДНЫХ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ¹

Профессор *Трухин В.И.*, профессор *Максимочкин В.И.*,
мл. науч. сотр *Минина Ю.А.*

Геомагнитные исследования занимают одно из ведущих мест в геофизике, поскольку геомагнитное поле (ГМП) играет огромную роль в жизни нашей планеты и, возможно, даже в возникновении и поддержании жизни. ГМП намагничивает ферримагнитные минералы горных пород земной коры и по направлению естественной остаточной намагниченности (NRM) древних горных пород можно определять эволюцию ГМП, изменения его напряженности и направления его силовых линий. Такого рода исследования называются палеомагнитными. Было установлено, что NRM может быть направлено по и против современного ГМП [1,2]. Возникла альтернативная ситуация: обратная намагниченность NRM у горной породы может возникнуть либо за счет смены полярности ГМП, либо за счет явления самообращения намагниченности. Однозначного ответа на вопросы о механизме обратного намагничивания TRM нет. Решению этой проблемы посвящено много работ, в том числе и сотрудников геомагнитной лаборатории кафедры физики Земли физического факультета МГУ [3-7].

Самообращение намагниченности может быть "полным" или "частичным". Полным самообращением называется эффект, при котором намагниченность образца горной породы меняет знак, когда при своем изменении TRM проходит через значение точки компенсации T_k и переходит в область отрицательных значений. Частичным самообращением называется аномальный спад на кривой лабораторного термонамагничивания образца или, наоборот, увеличение намагниченности при лабораторном терморазмагничивании TRM или NRM образца, которые не сопровождаются дальнейшей сменой знака намагниченности.

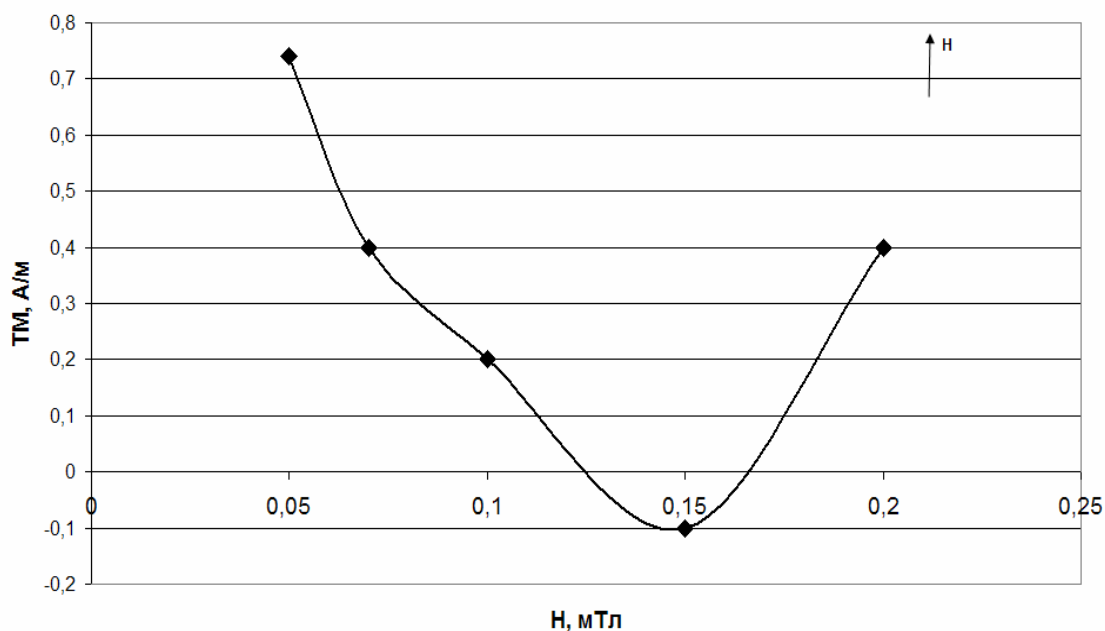


Рис 1. Полевая зависимость ТМ образца 29/1(2)

Итак, эффект самообращения термонамагниченности проявляется на горных породах разного происхождения. В нашей работе изучались подводные базальты, обладающие и не обладающие эффектом самообращения.

Были проведены эксперименты по изучению полевой зависимости ТМ и TRM на образцах 16/30, 16/33, 59-1(4), 62-1(6) и 29-1(2) в слабых полях – 0,05 мТл, 0,075 мТл, 0,1 мТл, 0,15 мТл и 0,2 мТл. Все образцы прогревались до 350С, а охлаждались в соответствующем поле. У образца 29/1(2), у которого ранее наблюдалось явление самообращения, закон линейности не выполняется, кроме того, термонамагниченность в интервале полей 0,125-0,165 мТл антипараллельна полю (рис 1).

Было проведено исследование поведения парциальных термонамагниченностей образца 29/1(2), образованных в узких интервалах через 10°С от 300°С до 350°С в области низких температур. После охлаждения образца до комнатной температуры, он охлаждался в жидком азоте до $T = -181^{\circ}\text{C}$ при $H = 0$. На рис 2 представлены кривые нагрева PTRM от низких температур. Несмотря на отсутствие поля при нагреве наблюдается рост величины PTRM. Эффект роста вероятно связан со следующим механизмом взаимодействия спонтанных намагниченностей. Как известно, $I_s = I_{BS} - I_{AS}$, при этом, как видно из рис 3, в начале $I_{AS} > I_{BS}$ по модулю. Этим объясняется отрицательное значение PTRM при низких температурах, затем I_{AS} при увеличении температуры начинает уменьшаться и происходит рост намагниченности I_s . При какой-то температуре I_{AS} становится равной I_{BS} , и наблюдается переход через ноль (точка компенсации). После этого перехода

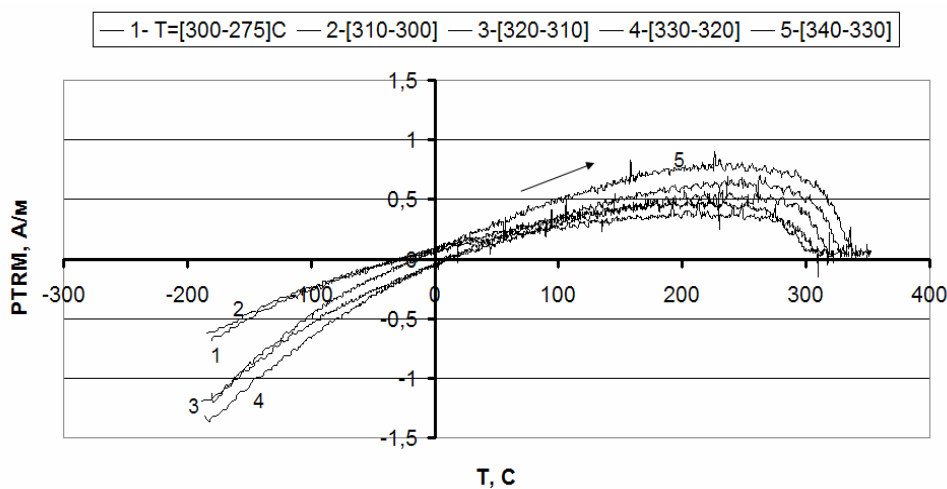


Рис 2. Изменение PTRM ($H=0,1\text{мТл}$), созданных в разных температурных интервалах, при нагреве образца 29/1(2) в отсутствие поля

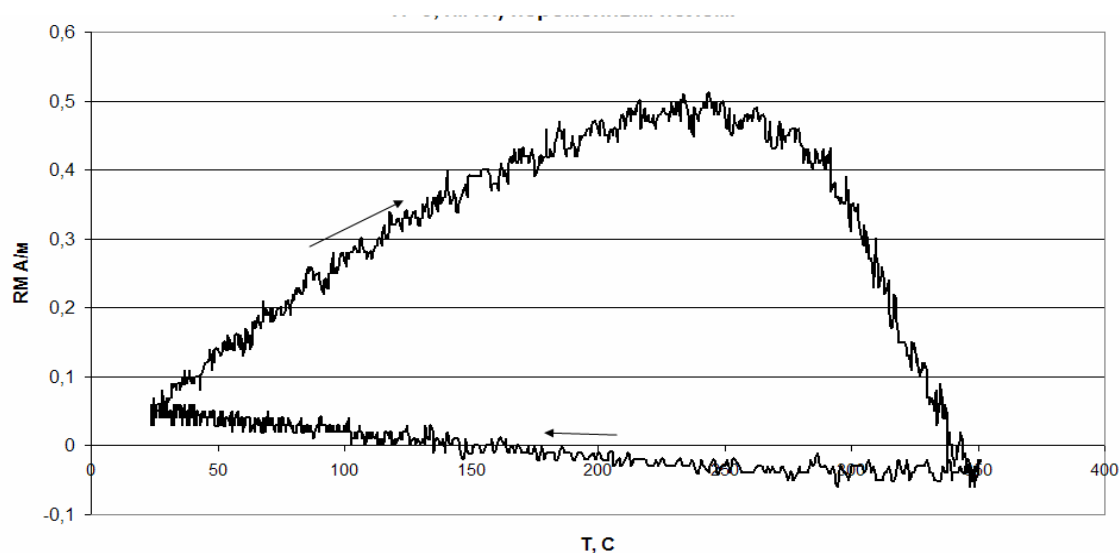


Рис 3. Изменение остаточной намагниченности при нагреве и охлаждении образца 29/1(2) в отсутствие поля после размагничивания PTRM ($T=[325-300]^\circ\text{C}$, $H=0,1\text{мТл}$) переменным полем.

I_S продолжает расти, а I_{AS} имеет незначительное влияние, и намагниченность PTRM продолжает увеличиваться. Затем при высокой температуре, близкой к точке Кюри, происходит уменьшение I_{BS} за счет хаотизации магнитных моментов атомов, и намагниченность стремится к нулю.

На образце 29/1(2) было замечено интересное явление (рис 3) - рост намагниченности происходил после размагничивания переменным полем 100мТл при последующем нагреве без поля. Это может быть связано с ростом спонтанной намагниченности, за счет спада одной из компонент I_S .

В ходе выполнения данной работы экспериментально изучалось поведение TRM при воздействии внешних факторов – температуры и перемен-

ного поля. Получен ряд новых, ранее не наблюдавшихся, особенностей. Возможно, что эти особенности связаны с эффектом самообращения термонамагниченности. Получены результаты, среди которых ряд новых, требующих дополнительного изучения и теоретического осмысления. Все особенности поведения ТМ и TRM получены при действии повышенных и пониженных температур и магнитных полей. Это говорит о том, по нашему мнению, что все особенности связаны с изменениями в структуре спонтанных намагниченностей магнитных подрешеток. По нашему мнению, такие особенности могут возникать и в природных условиях, и возможно, что горных пород, обладающих эффектом самообращения, существует намного больше, чем нам известно в настоящее время.

Работы над этой проблемой будут проводиться и дальше.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ (грант №08-05-00623а).

Литература

1. *Brunhes B (1906) // J. Phys. (Paris) 5, P. 705.*
2. *Паркинсон У.(1986) «Введение в геомагнетизм» М.*
3. *Трухин В.И., Шрейдер А.А., Багин В.И. и др.(2001)// Физика Земли. 6, С.86.*
4. *Трухин В.И., Максимочкин В.И. и др. (2007) // Вест. МГУ, Физ., Астрон. 1, С68.*
5. *Трухин В.И., Жилыева В.А., Курочкина Е.С.(2004)// Физика Земли, 6, С. 42.*
6. *Трухин В.И., Жилыева В.А., Саврасов Д.И. и др.(1984)// Физика Земли, 11, С. 78.*
7. *Трухин В.И., Безаева Н.С.(2006)// УФН, 176, С. 507.*

МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ГЛАВНОГО ЗДАНИЯ МГУ

Доцент *Марченков А.Ю.*, вед.специалист *Сергеев В.В.*,
доцент *Смирнов В.Б.*

В последние пять лет авторами проводятся относительно систематические наблюдения механических колебаний Главного здания МГУ в максимально широкой частотной полосе. Основной целью исследований стало решение задачи восстановления системы мониторинга состояния здания, в частности, подготовка технического задания на изготовление и поставку оборудования для контроля вибраций ГЗ. В перспективе непрерывное наблюдение за параметрами этих вибраций и их изменением во времени мо-

жет стать надежным источником объективной информации о процессах, происходящих в конструкциях здания в целом.

В ходе исследований измерялись колебания на различных уровнях Главного здания, от подвала до основания шпиля, всего на девяти отметках. Измерительная аппаратура включала прецизионные 24-х битные цифровые регистраторы и различного типа сейсмометры и акселерометры, суммарный частотный диапазон которых составил величины от 0.05 до 1000Гц. Колебания измерялись одновременно в 1, 2 или 3-м направлениях, в зависимости от ситуации. Параллельно с наблюдениями колебаний высотного здания велась постоянная запись фоновых движений грунта тер-хкомпонентной широкополосной сейсмической станцией Физического факультета МГУ. Поскольку наиболее интенсивные механические колебания высотных зданий в несейсмоактивных регионах, к которым относится и московский регион, возбуждаются т.н. ветровыми нагрузками, при анализе наблюдаемых данных использовалась информация о метеорологических полях, взятых в период вибрационных измерений.

Выбор точек для производства измерений колебаний ГЗ МГУ определялся, во-первых, наличием пунктов наблюдений ранее существовавшей системы мониторинга, во-вторых, рядом новых целей, в том числе, перспективами изучения не только сдвиговых, но и крутильных колебаний здания. Во всех случаях, когда это было возможно, измерения производились сериями, одновременно в 2-х точках, одна из которых считалась базовой и не смещалась, а вторая располагалась на тех или иных выбранных пунктах и уровнях. При отсутствии такой возможности в качестве контрольных данных использовались записи сейсмостанции Физического факультета.

Общее время наблюдений составило около 10 суток, число точек установки датчиков – 12, часть из них использовалась неоднократно. Следует отметить, что одна из серий наблюдений совпала с увеличением скорости ветра до 14м/сек. Таким образом, был накоплен достаточный материал для анализа основных характеристик колебаний ГЗ и, соответственно, решения поставленных задач.

Изучение полученного материала позволило сделать ряд заключений и выводов. Во-первых, выделены частоты собственных колебаний ГЗ и его шпиля. Во-вторых, выявлено отличие частот первых мод собственных колебаний здания от измеренных в первые годы функционирования ГЗ МГУ. Это ясно указывает на наличие некоторой динамики в состоянии здания и, соответственно, обостряет вопрос о природе и перспективах дальнейшего изменения этого состояния и проблему наблюдений за ним. Кроме того, отмечена корреляция показаний анемометра и амплитуды колебаний здания, причем изменение амплитуды колебаний связано не только со скоростью ветра, но и с его направлением, причем для вибраций на разных час-

тотах эта связь несколько различна. В перспективе анализ указанных связей может позволить уточнить распределение нагрузок по объему здания. Выявлено так же наличие колебаний грунта на частотах первых мод собственных колебаний ГЗ МГУ на удалении от самого строения, причем их амплитуда коррелирует со скоростью ветра. Эти колебания могут стать инструментом обследования состояния не только самого здания, но и прилегающей территории. Отмечен еще целый ряд особенностей колебаний ГЗ как во временном, так и в частотном представлениях. Часть из них, в общем, находит простые объяснения при анализе конструкции и особенностей башни и ГЗ в целом, часть требует дополнительного исследования.

Несмотря на оставшиеся вопросы аналитического плана, выработаны технические требования к виброизмерительной аппаратуре для механического звена непрерывного мониторинга состояния Главного здания МГУ, более того, выбор признан удачным и соответствующая аппаратура заказана. Проработана так же схема расположения пунктов наблюдения и методика обработки данных. Таким образом, отмеченные вопросы найдут решение, а новые данные и результаты их математической обработки станут экспериментальным материалом для построения, уточнения, поддержания адекватного функционирования математической модели системы здание-фундамент-геологическая среда и ее колебаний, а так же влияния самих колебаний на состояние здания, его основания и окружающих грунтов. Результатом должно стать четкое представление о состоянии конструкций здания и динамике его изменения.

ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ РАСКРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПРИРОДНОМ КРЕМНЕЗЕМЕ

Профессор *Петрунин Г.И.*, доцент *Попов В.Г.*

Как известно, основными факторами, влияющими на интенсивность теплопередачи в минералах и горных породах при неизменных термодинамических условиях, является их химический состав и структура. Под структурой породы, как правило, понимается степень ее раскristаллизации или, точнее, кристалличности, в зависимости от которой породы могут быть аморфной (стекловатой), аморфнокристаллической и кристаллической структуры. Последние, в свою очередь, делятся на мелко, средне и крупнокристаллические. В силу своей исключительной распространенности в осадочных, метаморфических и эффузивных породах земной коры, при экспериментальном изучении влияния структурного фактора породы на распространение тепловой энергии, наиболее удобным объектом является кремнезем. Кремнезем пород данного типа разнообразен, но, в основ-

ном, принадлежит трем минералогическим типам: аморфный опал, скрытокристаллический халцедон и кристаллический кварц.

Опалы представляют собой типичные твердые гидрогели, возникшие в результате дегидратации богатых водой гелей кремнезема. Такие гели в земной коре отлагаются гидротермальными растворами зоны гипергенеза и называются гейзеритами (кремнистыми туфами). Существенно опаловые камчатские гейзериты отличаются тождественностью составов и на 85 – 92% состоят из кремнекислоты [1]. Опал $\text{SiO}_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ также выполняет трещины и миндалины в эффузивных породах (реолитах, трахитах, андезитах), в осадочных породах и корах выветривания на серпентинах. Считается, что благородный опал имеет упорядоченную структуру, которая не является в строгом смысле кристаллической структурой, а построена плотноупакованными шариками кремнезема диаметром до 0.1 мкм, расположенными по гексагональной или кубической плотнейшей упаковке. Размеры плотноупакованных доменов могут быть весьма значительными или отсутствовать вообще, как у гейзеритов. Пустоты между шариками заполнены воздухом или водой. Таким образом, можно считать, что опалы занимают некоторое промежуточное положение между сугубо аморфными и кристаллическими структурами [2].

В отличие от опалов – гейзеритов, халцедоны имеют скрытокристаллическую структуру. Они плотные и сложены блоками кремнезема, средний размер которых приблизительно тот же, что и шарики гейзеритов, но не содержат жидкой или газовой фазы. Степень их кристалличности так же, как и третьей распространенной модификации кварца, определяется размером и ориентацией структурных блоков относительно друг друга. В кристаллическом кварце, который на 99% слагает метаморфические породы – кварциты, размеры блоков на 2 – 3 порядка больше, чем в халцедонах, а размеры зерен кварца, сложенных этими блоками могут достигать нескольких миллиметров [3].

Что касается аморфного кремнезема (стекла), то его в горных породах практически не находят. В то же время среди эффузивных пород обнаруживается достаточно много обсидиана, вулканического стекла кислого состава, содержание кремневой кислоты в котором достигает 75 – 80%, и он может служить хорошим представителем аморфного кремнезема при экспериментальных исследованиях.

Настоящее сообщение посвящено изложению результатов сравнительного изучения теплопереносных свойств вышеописанных аморфных, аморфнокристаллических, скрытокристаллических и кристаллических модификаций природного кремнезема – обсидианов (3 образца), гейзеритов (4 образца), халцедонов (2 образца), кварцитов (6 образцов), соответственно. Нужно отметить, что в научной литературе нами не обнаружено дан-

ных по измерениям тепловых свойств гейзеритов и халцедонов и, вполне вероятно, что они исследуются впервые.

Измерения проведены на установке с использованием плоского варианта температурного поля (пластина) и оптическим (бесконтактным) источником тепловой энергии методом регулярного теплового режима 2-го рода (РТР II-го рода) в интервале температур 300 – 370К. Относительная погрешность измерения коэффициента температуропроводности и теплоемкости при работе на данной установке составляют $\Delta a/a \approx 3\%$, $\Delta C_p/C_p \approx 5\%$, соответственно. Подробное описание аппаратуры и методики изложено в [4].

Таблица 1. Средние значения теплофизических параметров кремнезема при $T=300$ К

Образец	ρ , кг/м ³	a , 10 ⁻⁷ м ² /с	\bar{V} , км/с	C_p , Дж/кг·К	λ , Вт/м·К	\bar{l} , Å	l_{min} , Å	Размер кристаллитов, мкм [3]
Обсидиан	2400	6.1	4.05	750	1.1	4.52	4.1	-
Гейзерит	(2240)	(7.0)	(3.9)	755	1.2	5.35	4.2	0.15
Халцедон	2590	15.2	4.02	760	3.0	11.4	4.0	0.20
Кварцит	2600	22.8	4.2	750	4.5	15.2	4.0	50

В таблице 1 представлены средние значения температуропроводности (a), теплоемкости (C_p) и теплопроводности (λ) изученных пород, а также их петрофизические характеристики: плотность (ρ), размеры кристаллических блоков и средняя скорость звука \bar{V} , оцененная по значениям продольной V_p и поперечной V_s компонент, заимствованных из [5]. Здесь же приведены средние значения длин свободного пробега фононов \bar{l} , рассчитанные по формуле:

$$a = \frac{1}{3}(\bar{V} \cdot \bar{l}) \quad (1)$$

Минимальная длина свободного пробега фононов (l_{min}) оценивалась по среднему атомному весу \bar{M} и плотности вещества по соотношению:

$$l_{min} = \left(\frac{4\pi\bar{M}}{3N\rho} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2)$$

где N – число Авогадро, полученному на основе микроскопической теории теплопроводности, согласно которой в твердом теле с дискретной структурой длина упругих волн смещения не может быть меньше удвоенного расстояния между соседними атомами в структуре [6].

Для гейзеритов, пористость которых находится в пределах от 30 до 60%, в круглых скобках даны значения a и ρ , полученные путем экстраполяции экспериментальных данных на нулевую пористость. Как и следова-

ло ожидать, величины температуропроводности и теплопроводности в ряду природного кремнезема растут с увеличением степени кристалличности, превосходя у кварцитов, более чем в 4 раза указанные параметры, по отношению к аморфному обсидиану. Аналогичным образом ведет себя и средняя длина свободного пробега фононов, возрастая от значений 5-6Å, близких к расчетным минимальным значениям у стекла и аморфнокристаллических гейзеритов до ~11.4Å и ~17Å – у скрытокристаллического халцедона и крупнозернистого кварцита, соответственно.

Тем не менее, теплопереносные параметры кварцитов в 1.5 – 2 раза ниже температуропроводности и теплопроводности монокристаллического кварца и обычно это объясняется рассеянием тепловой энергии на границах зерен в кварцитах и влиянием примесей. Однако, на наш взгляд, основной вклад в теплоспротивление кварцитов вносят не границы зерен, число которых на толщине исследуемого образца (~6 мм) не превосходит двух десятков /средний размер зерен изученных кварцитов ~0.3 мм/, а границы кристаллических блоков, из которых эти зерна сложены. Количество таких блоков, по крайней мере, на два порядка больше (табл. 1). В пользу высказанного предположения свидетельствуют и более низкие, по сравнению с кварцитом, α , λ и \bar{l} халцедонов, средние размеры кристаллитов в которых еще на два порядка меньше, чем в кварце, слагающем кварциты [3].

Что касается гейзеритов, экстраполяционные значения плотности, температуропроводности и средней длины свободного пробега фононов которых не намного выше, чем у обсидианов, несмотря на то, что размер шарообразных кристаллитов у них примерно такой же, как и у халцедонов, то, по всей видимости, это связано с влиянием двух факторов. Во-первых, шарообразных кристаллов не бывает и, скорее всего, они сложены из еще более мелких блоков, что существенно увеличивает число рассеивающих границ. Во-вторых, сами границы между шарообразными образованиями в слабо консолидированных гейзеритах иного качества, чем в халцедонах: они включают значительно протяженные участки фазовых границ типа твердая – газообразная, где более интенсивно рассеивается тепловая энергия. Не исключены и большие ошибки в определении температуропроводности гейзеритов за счет линейной экстраполяции на нулевую пористость. Вполне возможно, что в благородных опалах значения теплопереносных параметров несколько увеличатся, но чтобы определенно ответить на этот вопрос, нужны дополнительные исследования.

Результаты данной работы могут быть полезны для интерпретации данных по тепловым свойствам горных пород, содержащих природный кремнезем, а также для более глубокого понимания особенностей процесса кондуктивной теплопередачи в сложных многокомпонентных минеральных соединениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 08-05-00413

Литература

1. Устинова Т.И. Камчатские гейзериты. М., Гос. изд-во географической лит-ры, 1955, с.15-20.
2. Хёрлблат К., Клейн К. Минералогия по системе Дена. Недра, М., 1982, 728 с.
3. Плюснина И.И. Метаморфические реакции низкотемпературного кремнезема в земной коре. Изд. Моск. ун-та, М., 1983, 225 с.
4. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Метод и аппаратура высокоточных измерений теплофизических характеристик океанических осадков. Физика Земли. 1994. №11. с.78-85. 5. Беликов Б.П., Александров К.С., Рыжова Т.В. Упругие свойства породообразующих минералов и горных пород. Наука, М., 1970, 276 с.
6. Петрунин Г. И., В. Г. Попов. Особенности температурного поведения решеточной теплопроводности минерального вещества Земли. Физика Земли, 1994, № 7-8, с. 35–41.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ КОЛЬЦЕВЫХ АЭРОГИДРОКАНАЛОВ НА ПАРАМЕТРЫ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Гл. научн. сотр. *Шелковников Н.К.*, вед. инженер *Мочулин П.В.*

Проведено исследование волновых движений на поверхности жидкости, возникающих в кольцевых аэрогидроканалах разных размеров. Сопоставлены результаты измерений, проводившихся в «штормовом бассейне» В.В. Шулейкина и в двух аэрогидроканалах разного размера, сконструированных на кафедре физики моря и вод суши. Показано, что на качественном уровне процесс генерации ветрового волнения совпадает. Тем не менее отмечены некоторые особенности генерации, проявляющиеся в случае уменьшения размеров канала.

Для исследования влияния размеров кольцевых каналов на процесс генерации и развития ветровых волн, в том числе солитонов, были использованы данные, полученные в «штормовом бассейне» и в кольцевых аэрогидроканалах, созданных на кафедре физики моря и вод суши.

Штормовой бассейн был создан по инициативе В.В. Шулейкина в п. Кацивели (Крым). Внешний диаметр этого канала составлял 40 м, а внутренний – 38 м. Высота канала от дна до крыши была 5,6 м. Ветер создавался с помощью вентиляторов, установленных на крыше на равном расстоянии друг от друга. Скорость ветра могла достигать 19 м/с. Под действием ветра создавался широкий спектр волн от капиллярных до трохoidalных.

Максимальная высота волн составляла 1,5 м, их длина 15 м, а период - 4 с. [1].

Позднее на кафедре физики моря и вод суши был создан канал с диаметром 2,4 м и высотой 0,4 м [2] скорость ветра в нем могла быть до 9 м/с. Процесс развития волн в нем от гравитационно-капиллярных до трохидальных волн был качественно подобен происходящему в штормовом бассейне. Но, в дальнейшем, классический процесс развития ветрового волнения резко изменялся: как правило возникало 4 солитона, взаимодействие между которыми приводило к тому, что возникал один солитон, который сохранялся до тех пор, пока работал вентилятор. В случае наличия на поверхности жидкости поверхностно-активных веществ (ПАВ) или флотации, процесс развития волн существенно изменялся. Происходила длительная накачка энергии в длинноволновую составляющую и возникновение одной длинной волны. В дальнейшем под действием ветра эта волна усиливалась и, таким образом, формировался солитон который также мог существовать пока был ветер.

В последнее время нами был создан мини кольцевой аэрогидроканал с размерами: внешним – 40 см, внутренним – 20 см и высотой 12 см. В этом случае одиночная волна создавалась без предварительной фазы развития волн, примерно также, как это было в кольцевом канале при наличие флотации и ПАВ. Таким образом, изменение размеров кольцевого канала привело к существенному различию в процессе генерации ветровых волн и солитонов. Видимо, существует масштабный интервал, в пределах которого волновой процесс будет воспроизводиться в кольцевых каналах с разными размерами. За пределами этого интервала, вероятно, будет совсем другой механизм генерации волн, о чем свидетельствует сопоставление характеристик ветрового волнения как в штормовом бассейне и кольцевом канале, так и в миниканале.

В ближайшие годы маловероятно создание сооружений подобного штормовому бассейну, как в силу очень затратного периода его создания и эксплуатации, а также в связи с развитием нанотехнологий в приборостроении, что позволит проводить точные измерения как в лабораторных условиях, так и в любой части мирового океана при любых погодных условиях.

Литература

1. Шулейкин В.В. «Физика моря». – М., Мир, 1980.
2. Шелковников Н.К. «Вынужденный солитон в жидкости» Письма в ЖЭТФ, том 82, вып. 10, с. 720-723, 2005 г.

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ПРОФИЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ ВОДЫ И ВОЗДУХА ПРИ СВОБОДНОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Ст. науч. сотр. *Андреев Е.Г.*, учитель физики *Плаксина Ю.Ю.*,
доцент *Аксёнов В.Н.*, инженер *Аксёнов С.Н.*

Тепломассообмен между водой и воздухом происходит исключительно через так называемую «холодную плёнку», которая является поэтому уникальным объектом, с одной стороны участвующим в регулировании обмена теплом и влагой, а с другой – позволяющим получать полную информацию о характеристиках такого обмена. Лабораторные эксперименты не включают всю полноту природных условий, но позволяют полнее выявить влияние некоторых из метеохарактеристик на тепломассообмен.

Нами в лабораторных условиях для регистрации профилей температуры использовалось термозондирующее малоинерционное устройство, разработанное ранее на кафедре физики атмосферы.[1] Из числа внешних параметров измерялись: относительная влажность воздуха на трёх горизонтах: 1 см, 1,5 см, 33 см; температура воды на глубине 9 см и температура воздуха на высоте 6,5 см.

Получены данные об условиях формирования холодной и тёплой плёнки и зависимости этих режимов от влажности и температуры воды и воздуха. Выявлено, что в условиях свободной конвекции, вид профиля температуры в наибольшей степени зависит от разности температур между водой и воздухом. Если вода теплее воздуха более чем на $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ формируется «холодная плёнка», если наоборот воздух теплее воды более чем на $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ – профиль «тёплая плёнка», если разность температур воды и воздуха не превышает $1\text{ }^{\circ}\text{C}$, то могут наблюдаться профили обоих видов. Замечено, что если температура воды и воздуха остаётся постоянной, то градиент температуры в поверхностном ламинарном слое остаётся одинаковым от измерения к измерению, в то время как относительная влажность воздуха и вертикальный градиент температуры в воздухе вблизи поверхности могут быть несколько различны.

Аналогичные измерения проводились также при искусственном создании конвекции в воде. Для этого использовалась вращающаяся крыльчатка, которую можно было размещать на разных расстояниях от поверхности воды и по-разному ориентировать создаваемый ею поток. Уже первоначальные эксперименты показали, что изменение профиля температуры, вызванное созданием искусственной турбулентности, мало зависит от направления потока, т. е. важнее сам факт наличия перемешивания. Исключение, естественно, составляет случай направления возмущённого потока прямо в зону зондирования.

При перемешивании самых нижних слоев воды условия смена режимов «холодной» на «тёплую» плёнки совпадают с условиями смены режимов при свободной конвекции. При разрушении нижней границы ламинарного слоя «холодной плёнки» толщина слоя, в котором температура линейно растёт с глубиной, уменьшается, но градиент температуры в воде, вблизи границы раздела воды с воздухом, остаётся тем же, при неизменных внешних условиях.

Литература

1. Андреев Е.Г.: «Экспериментальные исследования термических процессов вблизи границ раздела море-атмосфера» - Дис. на соискан. уч. степени кандидат. физ.-мат. наук. М., 1973г
2. Андреев Е.Г., Хунджуа Г.Г.: «Теплообмен и термическая структура пограничных слоёв в системе море-атмосфера в процессе мелкомасштабного взаимодействия» – Вестн. МГУ, 1975г.
3. Гинзбург А. И., Зацепин А. Г., Фёдоров К. Н. Тонкая структура термического пограничного слоя в воде у поверхности раздела вода-воздух. Изв. АН СССР, ФАО, 1977, т. 13, № 12, с. 1268-1277.
4. Дружинин С.Н.: «Особенности термической структуры тонкого приповерхностного слоя моря» - Дис. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. М., 1983г.;
5. Хунджуа Г. Г., Андреев Е.Г.: «Экспериментальные исследования теплообмена между морем и атмосферой при мелкомасштабном взаимодействии» -Изв. АН СССР, ФАО, 1974г.;
6. Хунджуа Г.Г., Гусев А. М., Андреев Е. Г. и др. «О структуре поверхностной холодной пленки океана и о теплообмене океана с атмосферой» -Изв. АН СССР, ФАО, 1977г

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КИМБЕРЛИТОВ БОТСВАНЫ

Профессор *Максимочкин В.И.*, профессор *Трухин В.И.*,
студентка *Хахалова А.Е.*,

Известно, что кимберлиты являются породами глубинного происхождения, слагающими в значительной степени алмазоносные трубки. Это породы внедрившиеся в верхние слои земной коры из глубинных источников, расположенных в верхней мантии Земли. Кимберлит, как и алмаз, образуется при высоких термодинамических условиях. Изучение кимберлитов, помимо научного, имеет также большой практический интерес в связи с тем, что они являются основными естественными источниками алмазов.

В работах [1-5] были довольно подробно исследованы магнитные свойства кимберлитов из алмазоносных трубок Якутии и Архангельской провинции. Было показано, что имеется возможность разделения различных по условиям происхождения кимберлитов по их магнитным свойствам. Однако однозначной связи между магнитными свойствами и продуктивностью алмазоносных тел выявлено не было.

Настоящая работа посвящена исследованию магнитных свойств кимберлитов из 4-х трубок с различной продуктивностью алмазов, расположенных в северо-восточной части Ботсваны (Африка) [6]. Образцы кимберлитов, были любезно предоставлены доктором геол-мин. наук В.К. Гараниным.

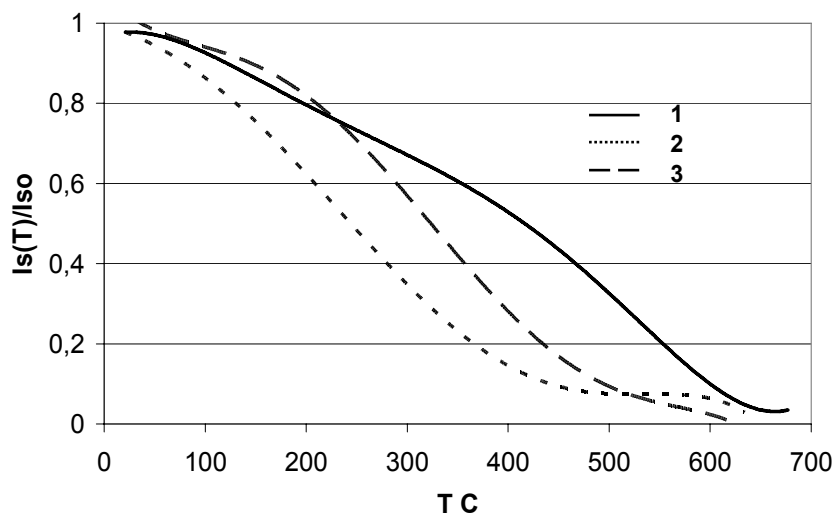
Величина естественной остаточной намагниченности образцов коллекции изменяется от $I_n=0,53$ А/м до $34,0$ А/м, величина магнитной восприимчивости $k_0=(1,85-67,7) \cdot 10^{-3}$ ед. СИ, параметр Кенигсбергера $Q_n=1,8-56$. Зависимости между I_n и k_0 на исследованных образцах обнаружено не было. Сравнение магнитных свойств кимберлитов Ботсваны с кимберлитами Якутии [1] показывает, что последние обладают значительно меньшей магнитной восприимчивостью $k_0=(1-2.5) \cdot 10^{-3}$ ед СГСМ.

Образцы кимберлитов Ботсваны с высокой восприимчивостью, как правило, имели низкие значения параметра Кенигсбергера, образцы с низкой магнитной восприимчивостью имели как высокие значения параметра $Q_n=56$, так и самые низкие – $Q_n=1,8-2,8$. Исходя из величины $Q_n \text{ ср} = 14,2$ можно сделать вывод, что аномальное геомагнитное поле над кимберлитовыми телами исследованных трубок в большей степени определяется остаточной намагниченностью пород.

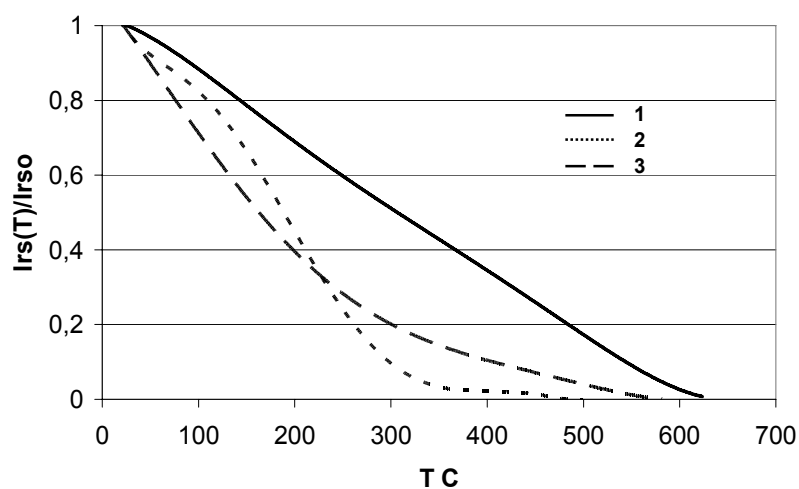
По результатам термомагнитного анализа все образцы были разделены на три группы. В 1-ю группу вошли образцы в основном из трубок с низкой продуктивностью, которые характеризовались однофазной ферримагнитной фракцией, точка Кюри которой изменялась от 520 °С до 620 °С. Кривые $I_s(T)$ (Рис.1а), а также кривые образования термонамагниченности (Рис.2а, кривая 1) образцов этой группы имеют выпуклый вид. В некоторых образцах по кривым $I_{rs}(T)$, можно было выделить также низкотемпературную фазу с температурой блокирования $T_b=465-530$ °С. На образцах с наличием низкотемпературной фазы намагниченность насыщения после прогрева до 600 °С возрастала в 1,17- 1,7 раза. На остальных образцах намагниченность насыщения практически не изменялась.

Во 2-ю группу (Рис.1-2, кривые 2) вошли образцы с двухфазной ферримагнитной фракцией. Точка Кюри низкотемпературной фазы составляла $T_{c1}=(290-420)$ °С, температура блокирования - $T_{b1}=(280-415)$ °С. Точка Кюри и температура блокирования высокотемпературной фазы составляли $T_{c2}=(420-570)$ °С, $T_{b1}=(410-545)$ °С. Вклад низкотемпературной фазы в остаточную намагниченность насыщения более значителен, чем высокотем-

пературной фазы (см. например, кривая 2, Рис.1б). Наличие двух фаз проявляется также на кривых зависимости от температуры намагниченности образцов в слабых полях (рис.2а, кривая 2) как при нагреве, так и при образовании термонамагниченности.



а)

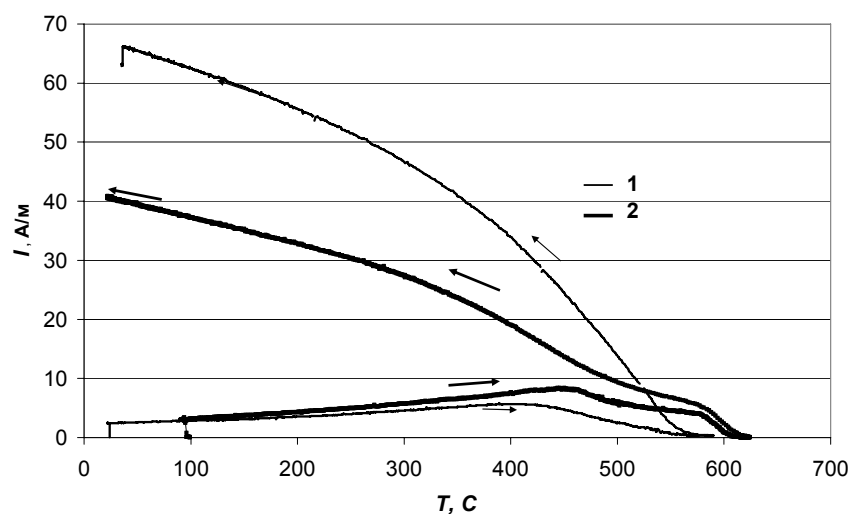


б)

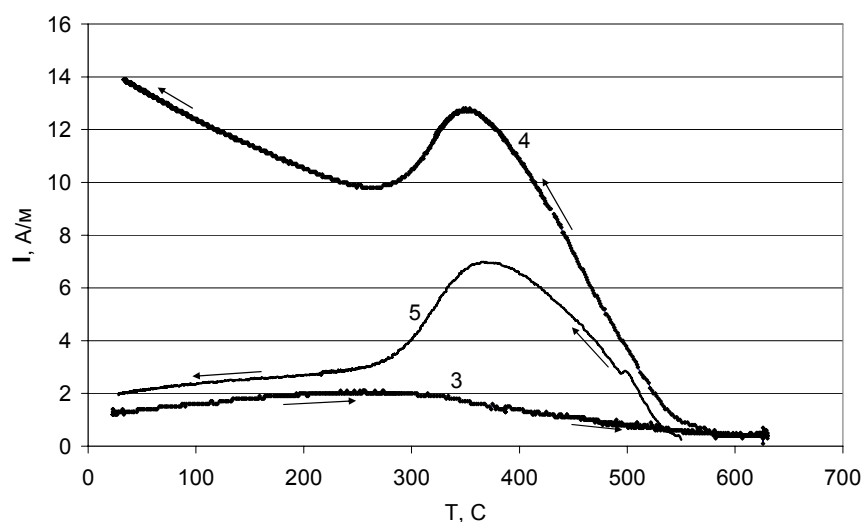
Рис.1. Термомагнитный анализ образцов кимберлитов Ботсваны: а) $I_s(T)$ в поле $H=0,24$ Тл, б) $I_{rs}(T)$; 1- обр. KV28 – 1-ый тип; 2- обр. KV40 – 2-ой тип; 3- обр. KV47 – 3-й тип.

В 3-ю группу были включены образцы из трубок с высокой продуктивностью, которые характеризовались также двухфазной ферримагнитной фракцией и вогнутым характером кривой $I_{rs}(T)$ (Рис.1б). Величины точек Кюри этих фаз находились в интервалах: $T_{c1}=350-430$ °С, $T_{c2}=530-595$ °С, $T_{b1}=330-430$ °С, $T_{b2}=530-580$ °С. После нагрева до 600 °С намагниченность насыщения образцов 3-й групп практически не изменялась. По сравнению

с образцами 2-ой группы вклад высокотемпературной фазы в намагниченность кимберлитов 3-й группы более значителен (кривая 3, рис.1б).



а)



б)

Рис. 2 . Изменение намагниченности образцов кимберлитов при нагреве и охлаждении их в поле $H=80$ А/м. 1- обр. KV36, 2 -обр. KV39. (стрелками показано направление процесса), 3, 4 - $I_H(T)$ обр.KV47 , 5 - образование парциальной термоостаточной намагниченности : $H=80$ А/м в $\Delta T=(550-500)^{\circ}\text{C}$, в $\Delta T=(500-30)^{\circ}\text{C}$ - $H=0$

Терромагнитные исследования образцов кимберлитов показали, что изменение намагниченности - Отличительной особенностью образцов третьей группы является наличие признаков самообращения термонамагниченности: $I_H(T)$ при охлаждении образцов характеризуется нелинейной зависимостью.(кривая 4, рис.2б). Особенно ярко эффект проявлялся при создании парциальной термоостаточной намагниченности (кривая 5, рис.2б). Как было показано в работах [3, 4], эффекты самообращения термонамагниченности наблюдались также на кимберлитах трубки Мир (Якутия) с гемоильменитовой ферримагнитной фракцией, относящийся к той части твердого раствора ильменит-гематит, для которых возможно само-

обращение намагниченности по механизму Нееля. Таким образом, особенности магнитных свойств кимберлитов отражают термодинамические условия их образования и открывают новые возможности в разработке поисковых критериев продуктивности трубок.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 07-05- 00783.

Литература

1. Трухин В.И., Жилыева В.А., Катеренчук А.В. и др. Магнетизм пород из кимберлитовых трубок Якутии. М., Физика Земли, 1984. №9 с.57
2. Гаранин В.К., Кудрявцева Г.П., Сошкина Л.Т. Ильменит из кимберлитов. М., МГУ, 1984.
3. Сафрошкин В.Ю. Магнетизм кимберлитов и траппов некоторых районов Якутии. М., Автореф. дисс. кандидата физ.-мат. наук, 1984.
4. Трухин В.И., Жилыева В.А., Зинчук Н.Н., Романов Н.Н. Магнетизм кимберлитов и траппов. МГУ, 1989. 165с.
5. Трухин В.И., Веричев Е.М., Гаранин В.К. и др. Магнитоминералогия кимберлитоподобных пород севера Европейской части СССР. М., Физика Земли, 1991. №7 с.39
6. Харькив А.Д., Зинчук Н.Н., Крючков А.И. Коренные месторождения алмазов мира. М., изд. «Недра», 1998. с. 406

ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМНОГО ПОДХОДА В ЭКОЛОГИИ

Вед. науч.сотр. Гордиенко В.А., канд.физ.-мат. н. Старкова М.В.

«Бытие вечно, ибо существуют законы, его охраняющие... Этим законам покоряются, даже противясь им; она [Природа] заставляет действовать с ней заодно и тех, кто хочет действовать против нее»

Иоганн В. Гёте

Обостренный интерес к новому циклу знания привел к тому, что все стали «экологами», науку захлестнул поток непрофессионализма, началась удручающая профанация экологического просвещения и образования. Околоэкологическое бурление порождает массу информационных шумов. Литературу наводнили пышущие эмоциями материалы с нулевым «сухим остатком» позитивного знания... Общественное бурление вынесло на поверхность гору псевдонаучного мусора...

Николай Федорович Реймерс

История науки о живых существах, их взаимозависимости и условиях обитания, уходит в далекое прошлое и связана с необходимостью, на самых ранних этапах становления и развития человеческих обществ добывать себе пищу. Переосмысленные философами древности первичные знания такого рода нашли отражение во многих, ставших сегодня классическими, произведениях Гиппократов, Аристотеля и других философов. В

1866 году Э.Геккель предложил использовать для обозначения этой, одной из самых древних ветвей человеческого знания термин «*экология*», и дал в своей книге «Всеобщая морфология организмов» следующее определение этому термину: «под экологией мы подразумеваем общую науку об отношении организмов к окружающей среде, куда мы относим все “условия существования” в широком смысле этого слова. Они частично органической, частично неорганической природы».

В дошедших до нас письменных источниках древних египтян, индусов, тибетцев и европейцев, можно встретить большое количество сведений, которые мы теперь относим к области экологических знаний, причем как к чисто научным (как их сейчас принято называть), например, особенности произрастания и цветения растений, климатические периоды, направления ветров и т.д., так и прикладным.

Интересным, является и тот факт, что законы того периода достаточно сурово наказывали за разрушение среды обитания. В древнем Вавилоне, например, возмещение за порубку фруктового сада приравнивалось к штрафу за телесное повреждение со смертельным исходом. В Эфиопии во времена Аксумской цивилизации¹ (III-IV в.н.э.) юридические нормы содержали статью, изымавшую из гражданского оборота речную рыбу, птиц, степных и лесных млекопитающих, которых нельзя было продавать и покупать.

Вплоть до XIX века термин «экология» не использовался, но сами накопленные за это время знания стали основой для развития экологии, как науки. Однако долгое время экология, в силу данного Э.Геккелем определения, фактически рассматривалась лишь как часть биологии. Сегодня ситуация принципиально изменилась. Еще в начале XX века В.И.Вернадский писал о том, что человечество стало основной геологической силой планеты, и однажды наступит время, когда людям придется взять на себя ответственность за дальнейшее развитие и Природы, и человека. В настоящее время уже считается общепризнанным фактом, не требующим доказательства, что быстрый рост человечества в XX веке и научно-технический прогресс породили беспрецедентное антропогенное воздействие на биосферу, и как следствие привели к глобальному экологическому кризису, что в свою очередь поставило человечество перед необходимостью решать ряд проблем, по сути дела поставивших человечество на грань возможности выживания как вида.

Как результат современная экология переживает «лавинообразный» процесс пересмотра своей парадигмы, меняется ее определение и область изучения. Так член-корреспондент РАН Г.С. Розенберг в 1999 г. уже дал

¹ *Аксумское царство* – одна из самых могущественных держав поздней античности и раннего средневековья. По многим историческим свидетельствам в середине III в. Аксум, наряду с Римской империей, Ираном и Китаем являлся одной из мировых держав.

анализ примерно 70 современным определениям экологии [1], разделяющих ее по направлениям исследований. В 2005 г. академик В. Большаков насчитал уже более 100 (!) определений экологии. При этом, как отмечает Г.С.Розенберг, специалисты разных направлений зачастую просто не понимают друг друга. В этом он видит главную проблему сегодняшней экологии.

Другая сторона проблемы заключается в том, что, несмотря на множественность существующих определений экологии, пути решения многих глобальных проблем взаимоотношения человека и природы в рамках всех этих подходов к экологии остаются пока в большинстве случаев на уровне проектов. В определенной мере это связано с отсутствием достаточно четко сформулированных правил и законов, отвечающих за формирование свойств биосферы. И сама экология, и биология, из недр которой экология выросла, *остаются пока самыми описательными из всех естественных наук*, преимущественно лишь обобщающими наблюдения над живой природой. Большинство установленных таким образом правил, к сожалению, только определяют поведение экосистем, но не содержат «объяснения» причин необходимости их выполнения, а следовательно никак не помогают выявить возможные механизмы влияния на среду с целью помощи в их выполнении в эволюционирующем экологическом окружении.

В результате ошибочного истолкования причин ряда природных явлений, за последнее столетие уже неоднократно предлагались те или иные экологические меры для «стабилизации» этих свойств, как правило, требующие колоссальных финансовых затрат, но которые, на самом деле, как выяснялось впоследствии, не могли принципиально изменить ситуацию. Из наиболее на шумевших, достаточно вспомнить проект переброса вод северных рек и даже Черного моря в Каспийское море, или проблему озоновых дыр.

Сегодня, назрела необходимость в создании системы знаний, выходящей за рамки узкого профессионализма, которая бы позволила видеть Мир в его целостности, получить представление об общей логике его развития. Ведь еще Б. Спиноза отмечал, что «Человек в Природе является не государством в государстве, а частью целого».

Хорошо известно, что традиционно в науке при изучении тех или закономерностей используются в том или ином виде подходы, основанные на *индукции* (не путать с *редукционизмом*²), когда из наблюдений частных выводятся закономерности и формулируются законы, обобщаемые на круг явлений, выходящих за рамки использовавшихся наблюдений или проводимых экспериментов. Так, в частности, были открыты (сформули-

² *Редукционизм* (от лат. *reductio*) – методологический принцип, согласно которому сложные явления могут быть полностью объяснены с помощью законов, свойственных явлениям более простым (сведение сложного к простому и высшего к низшему).

рованы) практически все законы классической физики (законы динамики Ньютона, закон всемирного тяготения, закон Кулона и т.д.) (в увлекательной форме об истории этих открытий и их философской «подоплеке», см., например, [2]).

Существенно, что в индуктивном умозаключении связь посылок и заключения (например, формулируемого Закона) опирается не на законы логики, а на некоторые фактические или психологические основания, не имеющие чисто формального характера. Поэтому достоверность посылок не означает достоверности выведенного из них индуктивно утверждения. Индукция дает только вероятные, или правдоподобные, заключения, нуждающиеся в дальнейшей проверке. Именно поэтому большинство законов физики носит приблизительный характер, т.е. они гарантируют предсказание поведения тела или системы тел лишь с конечной точностью, зависящей от условий, в которых оказывается система. Так, например, даже *Закон Всемирного тяготения*, позволивший предсказать множество явлений во Вселенной (и в частности, существование неизвестной в свое время планеты солнечной системы Нептун) оказывается неприменим в полном объеме к описанию движения планеты Меркурий (что послужило одним из оснований к пересмотру наших представлений о свойствах пространства). Таких примеров можно привести множество. Набирая статистику наблюдений, мы со временем уточняем формулировки того или иного закона Природы. Но всегда существует вероятность того, что и эта уточненная формулировка в других условиях окажется только приблизительной.

Наиболее правильным был бы подход, основанный на дедуктивных методах, в которых умозаключение всегда опирается на связь логического следования (логический закон) между посылками и заключением, поэтому *истинные посылки всегда ведут к истинному заключению*.

Однако чистая дедукция применительно к исследованию законов Природы в общем случае невозможна. Ограничения на использование дедуктивных методов в науке сформулировал в свое время Курт Гёдель в виде доказанной им в 1931 г. *теоремы о неполноте* любой достаточно сложной непротиворечивой теории, в которой всегда будет существовать хотя бы одно недоказуемое утверждение, принимаемое этой теорией «на веру» (т.е. в качестве постулата или аксиомы). Нетрудно понять, что если такое утверждение, добавленное в качестве аксиомы, окажется неверным, то «рухнет» вся непротиворечивость созданной теории. Методология науки позволяет сформулировать подход, весьма близкий к дедуктивному методу, именуемый как *системный подход (системный анализ)*.

В основе системного анализа лежит подход, при котором любая система (объект) рассматривается как совокупность взаимосвязанных элементов (компонентов), имеющая выход (цель), вход (ресурсы), связь с внеш-

ней средой, обратную связь. Сущность такого подхода состоит в реализации требований общей теории систем, согласно которой каждый объект в процессе его исследования должен рассматриваться как большая и сложная система и, одновременно, как элемент более общей системы.

О системном подходе к экологии сегодня пишут многие. Однако анализ этих работ показывает, что такой подход до сих пор реализуется преимущественно в узких рамках биологии (немного – биофизики) и классической экологии, и сосредоточен преимущественно вокруг решения так называемых «проблем экологии».

Одна из наиболее известных серьезных попыток создания теоретической (системной) биологии принадлежит Э.С.Бауэру, начала которой были изложены им в монографии «Теоретическая биология» [3].

Бауэр одним из первых в биологии признал факт, что биология находится пока на таком уровне познания, когда определяющим методом является *метод индукции*, и что для увеличения надежности предсказаний в любой науке, и в биологии в частности, требуется другой уровень знания – теоретический. Для этого уровня можно признать ведущим методом – *метод дедукции*: переход в познании от общего к частному и единичному, выведение частного и единичного из общего.

В своих изысканиях Бауэр отказывается эволюционной теории в возможности делать заключения относительно причин эволюции, отмечая, что ее историчность не есть причинность (как говорят, «*после* не значит *вследствие*»), а утверждает, что эволюционная теория является лишь «теоретическим завершением, величайшим научным достижением первого, описательного периода биологии».

Естественный ход развития науки по Бауэру – создание синтетической теории, объединяющей подходы на основе общности предмета, которая пользуется достижениями не только описательных, но и экспериментальных наук. Таким своим утверждением Бауэр перекидывает мостик общности интересов между биологией и такими фундаментальными науками, как физика, биофизика и химия.

Существенной причиной является то, что в физике теоретический аппарат очень хорошо разработан и постоянно разрабатывается, и, будучи применен к живым объектам, может улучшить общее понимание проблемы. Деление на живое и неживое в форме их противопоставления является только одной из моделей восприятия Мира. *Для биофизики и биологии более адекватной моделью было бы представление о том, что все материальные объекты обладают физическими свойствами, но некоторые из них еще обладают дополнительными специфическими свойствами, выделяющими их в отдельную категорию живого.*

Многие идеи Бауэра опережали свое время, однако в 1937 г. он был арестован и, по-видимому, вскоре погиб. Тогда же, с августа 1937 г., все

работы, которые вел он и его сотрудники, были надолго прекращены. Возможно, именно по этой причине Э.С.Бауэру не удалось создать саму теорию биологии в рамках новой науки. Но занимаясь разработкой теории, Э.С.Бауэр определил основные направления ее развития, и однозначно показал, что общий подход к решению биологических проблем должен в значительной мере опираться на достижения других естественных наук. Это же утверждение относится в полной мере и к экологии, выросшей из недр биологии. При анализе тех или иных экологических явлений и, тем более, при планировании любых вмешательств в экосистемы необходим учет множества факторов. А это невозможно без комплексного изучения, оценки и решения тех или иных экологических задач. По этим же причинам очевидна тесная связь экологии с другими науками, сведениями из которых необходимо не только располагать, но и уметь их грамотно использовать. К таким наукам относятся собственно биология, география, почвоведение, гидрология, некоторые другие отрасли знаний, и конечно физика и химия. Важно также уметь пользоваться необходимой информацией из различных отраслей хозяйства и свойственных им технологических процессов.

В этом, прежде всего, и есть суть системного подхода к экологии. Следует также отметить, что системный подход является не столько методом решения задачи, сколько методом ее постановки. Основными принципами системного подхода обычно являются *целостность*, позволяющая рассматривать одновременно систему как единое целое и в то же время как подсистему для вышестоящих уровней, *иерархичность строения* (т.е. наличие множества элементов, расположенных на основе подчинения элементов низшего уровня элементам высшего уровня) и *структуризация*, позволяющая анализировать элементы системы и их взаимосвязи в рамках конкретной организационной структуры.

Существенно, что при таком подходе процесс функционирования системы обычно оказывается обусловленным не столько свойствами ее отдельных элементов, сколько свойствами самой структуры. В рамках экологии это означает, что любая биологическая система (вид, популяция, экологическая ниша и т.д., включая биосферу Земли в целом), как достаточно сложная, должна рассматриваться как подсистема самой большой известной человечеству системы – Вселенной в целом, или *Универсума*, как теперь часто стали говорить.

Одним из первых такой подход пытался реализовать В.И.Вернадский. Однако недостаточность данных того времени о многих проявлениях законов Природы как в физических, так и в биологических процессах не позволили ему получить надежных умозаключений об эволюционных процессах столь сложной подсистемы, как биосфера Земли.

Тем не менее, система его взглядов и на сегодняшний день не потеряла своей актуальности и значимости.

Биосфера Вернадского – космический механизм, занимающий определенное структурное место в планетарном единстве. Расположенная на поверхности нашей планеты и включающая в себя всю совокупность живого вещества, биосфера трансформирует лучистую энергию солнца в химическую и физическую, направленную на переработку «косной» неживой материи нашей планеты.

Понимание В.И. Вернадским природы биосферы может быть полезно для понимания описываемого нами системного подхода в экологии. В.И. Вернадский определил биосферу как пространство, заполненное живым веществом [4]. Живое вещество рассматривается В.И. Вернадским как органическое единство, а разнообразие его внутренней организации отодвигается на второй план перед единством космической функции – быть механизмом переработки энергии, получаемой от Солнца, в химическую и физическую энергию Земли. Все это говорит о первичности, в сознании В.И. Вернадского, биосферы по отношению к отдельному организму. «Все эти сгущения жизни теснейшим образом между собою связаны. Одно не может существовать без другого. Эта связь между разными живыми пленками и сгущениями и неизменный их характер есть извечная черта механизма земной коры, проявляющаяся в ней в течение всего геологического времени» [5]. Особенно четко эта мысль выражена в следующей форме: «Биосфера – имеет совершенно определенное строение, определяющее все без исключения в ней происходящее (...). **Человек**, как он наблюдается в Природе, как и все живые организмы, как всякое живое существо, **есть функция биосферы**, в определенном её пространстве-времени» [6].

Конечно, можно рассматривать биосферу как совокупность отдельных экосистем, относительно замкнутых по отношению друг к другу. Тогда все здание будет выглядеть как составленное из отдельных кирпичиков. Однако более плодотворным представляется противоположный подход: все «пространство» биосферы может рассматриваться как единый механизм (организм – по В.И. Вернадскому). Тогда первичным окажется не тот или иной кирпичик, а «большая система», именуемая биосферой. Биосфера есть то пространство, вне которого невозможно само существование ни отдельно взятых популяций, ни отдельных экосистем.

Как образно выразился Ю.М. Лотман [7], подобно тому как, склеивая отдельные бифштексы, мы не получим телянку, но, разрезая телянку, можем получить бифштексы, – суммируя частные законы устойчивого существования и развития отдельных видов, популяций и даже экосистем, мы не получим *биосферного универсума*. Только существование такого универсума, как биосфера, может позволить относительно правильно прогнозировать поведение биологических систем в их взаимодействии с Природой.

Выделим наиболее важные свойства эволюционирующей системы.

Взаимодействие. Из физики известно, что *эволюция* как таковая, возможна лишь в системах объектов, взаимодействующих между собой. Если нет взаимодействия – реализуется только хаос.

Противодействие (диссипация). Любой эволюционный процесс обязательно сопровождается противодействием этому процессу. Это фундаментальное свойство Природы. В простейшем случае его проявление сформулировано в третьем Законе Ньютона. Однако в общем случае 3-й закон Ньютона справедлив в весьма ограниченном объеме ситуаций. Противодействие обычно носит сложный характер. В электродинамике оно выражается через правило Ленца и закон электромагнитной индукции Фарадея, в философии оно известно как «Закон единства и борьбы противоположностей» и «Закон отрицания отрицаний». В общем случае Закон был сформулирован французским химиком *Анри Ле Шателье* (1884 г.) сначала как термодинамический принцип подвижного равновесия, а позже обобщен К. Брауном. В одной из современных трактовок он звучит следующим образом: *«Любое действие, изменяющее состояние системы, порождает противодействие, стремящееся уменьшить это изменение состояния. При этом величина противодействия есть функция не только величины действия, но и скорости его изменения».*

Само противодействие представляет собой «действие» по отношению к исходному «действию», так что пара взаимодействий «действие – противодействие» обычно представляет бесконечную с точки зрения математики последовательность взаимодействий, которой для сложных процессов нельзя пренебрегать, если у нас есть желание наиболее точно предсказать возможные последствия.

Современные научные представления позволяют сформулировать и определенные правила «игры», которым должны подчиняться любые системы взаимодействующих между собой объектов, независимо от их внутреннего строения (как на уровне молекул, так и на уровне даже таких подсистем, как биосфера в целом):

1. Варианты возможных путей эволюции – определяются запрещающими, но не предписывающими законами, т.е. **Законами сохранения.**

На протяжении многих столетий считалось, что фундаментальные законы, определяющие эволюцию системы, являются предписывающими. Примерами предписывающих законов являются 2-й закон Ньютона, Закон Всемирного тяготения и т.п. В условиях Макромира, в котором мы живем, это во многом справедливо и мы пользуемся такими законами, например, чтобы обеспечить точность стрельбы, правильность запусков космических аппаратов и их стыковку на орбите, когда, исходя из известных начальных условий, мы можем предсказать конечный результат эволюционного про-

цесса. Однако предписывающие законы, к великому сожалению, описывают лишь малую толику всех процессов в Природе. Квантовая физика со всей очевидностью показала, что более существенными, правильно описывающими эволюционное развитие, являются только запрещающие законы, известные в науке как *Законы сохранения*. Основной смысл их формулировки: *«системе дозволено все, кроме...»*.

Фундаментальность Законов сохранения означает, что у любой системы формально существует множество (в частном случае, конечно, может быть и один) путей эволюционных процессов при одних и тех же начальных (исходных) посылках.

2. Выбор оптимального пути – осуществляется исходя из **Принципа наименьшего действия**. Этот принцип фактически определяет наиболее вероятный путь развития процесса. Физическая сущность принципа (в несколько упрощенной трактовке) заключается в следующем: *из всех возможных сценариев эволюционирующая система, предоставленная самой себе, выбирает путь эволюции, при котором противодействие будет минимальным*. Более строго – **принцип наименьшего действия** в современной науке (точнее, **принцип стационарности действия**) – способ получения уравнений движения физической системы при помощи поиска стационарного значения специального функционала – действия (часто – экстремального, обычно, в связи со сложившейся традицией определения знака действия, – наименьшего).

3. Достижимое конечное состояние, т.е. состояние, которое достигается системой на некотором участке эволюционного процесса, обычно определяется из условия достижения минимума какого-либо из потенциалов. Для дискретных систем (или квантово-механических) – это может быть локальный минимум, или как иногда говорят – **метастабильное состояние**.

В механике, например, если тело поднять на некоторую высоту и предоставить самому себе, оно начнет падать в поле тяжести Земли до тех пор, пока не будет достигнуто минимально возможное состояние потенциальной энергии (например, тело достигло поверхности стола, над которым его подняли. Однако если кинетической энергии окажется достаточно, тело может «пробить» поверхность стола и продолжать падать, пока не будет достигнут следующий рубеж, например, поверхность пола, и т.д.). При скатывании же с наклонной плоскости при наличии трения (*противодействия*) тело может и не достичь основания наклонной плоскости, «застряв по пути» в некоторой ее точке.

Термодинамическая система (к которой можно отнести с некоторыми ограничениями многие подсистемы биосферы и саму биосферу в целом), предоставленная самой себе, обычно стремится реализовать состояние, соответствующее минимально достижимому значению *свободной энергии*.

4. Характер достижения конечного состояния эволюционного процесса – как правило, представляет поступательное движение, на которое накладывается более или менее выраженный *колебательный или автоколебательный режим*, характер которого во многом определяется особенностями механизма противодействия.

Классическим примером автоколебательного режима в биологии является модель Вольтера «Хищник-жертва».

5. Бифуркационный характер эволюции – является проявлением нелинейности противодействия. Как показано в работах Пуанкаре, Пригожина и Курдюмова, стоявших у истоков современной Синергетики, если противодействие носит нелинейный характер, то в некоторый момент времени в эволюционном развитии системы может появиться путь эволюции, формально не вытекающий из начальных условий, на который система переходит скачкообразно. Этот момент времени называется *точкой бифуркации*. Современная синергетика часто рассматривает эволюцию, по аналогии с квантово-механическими системами, как проявление общей дискретности Природы. Согласно образному выражению И.Пригожина – *эволюция это цепь последовательных бифуркаций*.

В заключении отметим, что лишь описанные выше принципы системного подхода к задачам экологии, опирающиеся на весь комплекс знаний, полученных в рамках естественных наук, позволит сформировать стратегию поведения общества, при котором эволюционно развитие биосферы будет изменяться за счет антропогенного воздействия минимальным образом. Гуманитарные же науки должны реализовать систему ограничений, которые будут способствовать формированию соответствующего общественного порядка.

Литература

1. Розенберг Г.С. Анализ определений понятия «экология» //Экология, 1999. N 2. С.89.
2. Фейнман Р. Характер физических законов.– М.: Мир, 1968. 232 с.
3. Бауэр Э.С. Теоретическая биология. – СПб.: Росток, 2002, 352 с.
4. Вернадский В.И. Биосфера: Избр. труды по биогеохимии. М., 1967. С 350
5. Вернадский В.И. Избр. соч. в 6 т. М.: Наука, 1960. Т. 5. С. 101.
6. Вернадский В.И. Размышления натуралиста: Научная мысль как планетарное явление.– М., 1977. Кн. 2: С. 32.
7. Лотман Ю.М. Избранные статьи. – Таллинн: изд-во «Александра», 1992. Т. 1. С.11-24.

Подсекция:
ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор АИ. Осипов,
профессор В.М. Шибков

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ НА СТРУКТУРУ
ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ В НЕРАВНОВЕСНОМ ГАЗЕ

Науч. сотр. *Винниченко Н.А.*, профессор *Уваров А.В.*

Проблема влияния выделения энергии на параметры вихревых структур встречается во многих практически важных приложениях. В первую очередь следует упомянуть применение разрядов для управления течением в авиации, проблемы оптимизации горения в камерах сгорания реактивных двигателей и вихревых горелках, попытки улучшить перемешивание и снизить нагрев в неравновесной среде газодинамического лазера за счет искусственной турбулизации. Впечатляющий пример изменения характеристик вихревой структуры в результате действия энерговыделения существует и в природе — проблема резкого усиления тропического циклона и его превращения в разрушительный ураган. В последнем случае роль основного источника энергии играет скрытая теплота конденсации в восходящих потоках.

Особенность эволюции вихря в неравновесной среде, в которой энергия внутренних степеней свободы молекул превышает равновесное значение, заключается в том, что величина энерговыделения зависит от параметров течения — температуры и плотности, которые меняются при выделении энергии и связанном с ним перераспределении массы. Таким образом, происходит нелинейное взаимодействие вихревой структуры и неравновесной среды. Упрощенное описание, в котором энерговыделение считается заданной функцией координат и времени, позволяет рассмотреть лишь одну из сторон этого взаимодействия — влияние энерговыделения на вихрь. Немногочисленные работы [1, 2], в которых учитывалась зависимость величины энерговыделения от параметров течения, используют упрощающие модели учета сжимаемости среды и приходят к различным выводам относительно окончательного состояния вихрей в неравновесной среде. В работе [1] утверждается, что колоннообразный вихрь в невязкой неравновесной среде исчезает за доли секунды, тогда как в [2] получен иной результат — переход вихря в состояние с ненулевой радиальной и осевой скоростью. Настоящая работа представляет собой попытку строго рассмотреть изменение параметров одиночного колоннообразного вихря в сжимаемой неравновесной среде и разрешить существующие противоречия.

Рассматриваются две постановки задачи: эволюция вихря в однородной стационарной неравновесной среде [3] и изменение параметров вихря в результате локального возбуждения внутренних степеней свободы [4, 5]. Приближение однородной стационарной неравновесной среды является грубой моделью, не учитывающей градиенты параметров, но оно позволя-

ет выделить механизм взаимодействия, а также рассмотреть влияние устойчивости среды с различными типами энерговыделения на процесс эволюции вихря. Неравновесное состояние среды в этом приближении описывается с помощью слагаемого (энерговыделения) в правой части уравнения энергии. Используются две модели энерговыделения: зависящее от температуры и зависящее от плотности. В отсутствие вихря стационарное состояние среды обеспечивается за счет постоянной теплоотдачи. С помощью численного моделирования методом Годунова первого порядка точности показано, что вихрь не исчезает, а переходит в новое состояние с измененными характеристиками, в котором энерговыделение снова становится равным нулю. Для энерговыделения, зависящего от температуры, в предельных случаях быстрой и медленной релаксации получены аналитические решения, описывающие процесс изменения параметров вихря. Проведенный анализ устойчивости неподвижной неравновесной среды показывает, что среда с энерговыделением, зависящим от плотности, неустойчива. Развитие перегревно-ионизационной неустойчивости в такой среде объясняет результаты [1], интерпретировавшиеся как исчезновение вихря.

При описании эволюции вихря в результате локального возбуждения внутренних степеней свободы молекул неравновесное состояние среды учитывается с помощью одного дополнительного уравнения релаксации энергии внутренних степеней свободы. Используемая модель позволяет рассмотреть воздействие на вихрь, при котором часть вложенной энергии попадает во внутренние степени свободы молекул, а другая часть — непосредственно в поступательные, что соответствует быстрой релаксации энергии. Такой подход полностью отвечает современным данным о воздействии разряда на течение. Показано, что окончательное состояние вихря слабо зависит от величины времени релаксации и доли энергии, непосредственно перешедшей в тепло, однако время эволюции и амплитуда образующейся волны для быстрой и медленной релаксации существенно различны. С помощью численного моделирования анализируются процессы, происходящие в случае осесимметричного и неосесимметричного возбуждения: релаксация начального возбуждения, образование волны, уносящей часть вещества, закрутка области легкого горячего газа в спираль и падение горячего газа на центр вихря. Показано, что в результате перемешивания вихрь переходит в новое осесимметричное состояние, причем роль диссипации в ходе перемешивания может возрасть. С учетом вторичного течения, вызванного конечной протяженностью зоны возбуждения вдоль оси вихря, изменение параметров вихря сводится к увеличению температуры и уменьшению плотности в центре ядра, и увеличению угловой скорости. Также рассматривается возможное развитие вихревой неустойчивости Рэля-Тейлора, приводящее к образованию эллиптического вихря. Обсуждается вопрос о корректном определении интегралов движения для

вихрей в сжимаемой неравновесной среде с учетом уноса части вещества волной, вызванной выделением энергии. Предложен подход, позволяющий получить широкий класс интегралов движения для случая осесимметричной эволюции. Показано, что при неосесимметричном возбуждении сохраняется полный момент импульса и полная энергия, выражение для которой модифицировано с учетом уноса массы волной.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант 06-01-00203а).

Литература

1. Soukhomlinov V.S., Sheverev V.A., Ötügen M.V., "Evolution of a vortex in glow discharge plasma" // Phys. Fluids, 2005, v.17, № 5, 058102.
2. Завершинский И.П., Климов А.И., Молевич Н.Е., Порфирьев Д.П., "Эволюция вихря Рэнкина в газе с источником тепловыделения" // Письма в ЖТФ, 2009, т.35, № 7, с.106-110.
3. Винниченко Н.А., Осипов А.И., Уваров А.В., "Эволюция одиночного вихря в однородной неравновесной среде" // Вестник МГУ, сер.3. Физика. Астрономия, 2009, № 3, (в печати).
4. Винниченко Н.А., Осипов А.И., Уваров А.В., "Взаимодействие одиночного вихря с неравновесной средой при наличии энерговклада" // Тезисы докладов Всероссийского семинара по аэрогидродинамике, 2008, Санкт-Петербург, с.102.
5. Vinnichenko N.A., Uvarov A.V., Osipov A.I., "Modification of a single vortex in a medium with internal heat" // The third international workshop "Nonequilibrium processes in combustion and plasma based technologies", 2008, Minsk, pp.75-78.

ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ И ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНЫХ СМЕСЯХ

Профессор *Шибков В.М.*, доцент *Шибкова Л.В.*,
аспирант *Карачев А.А.*, аспирант *Константиновский Р.С.*

В работе исследован создаваемый на внешней поверхности кварцевой антенны СВЧ разряд при высоких давлениях воздуха. Получен временной ход температуры газа при различных значениях подводимой мощности и показано, что в стадии формирования разряда при атмосферном давлении воздуха газ нагревается со скоростью 30-70 К/мкс. Концентрация электронов в плазменных каналах при атмосферном давлении не превышает 10^{16} см⁻³. В условиях поверхностного СВЧ разряда, создаваемого в неподвижном воздухе при атмосферном давлении, реализовано бы-

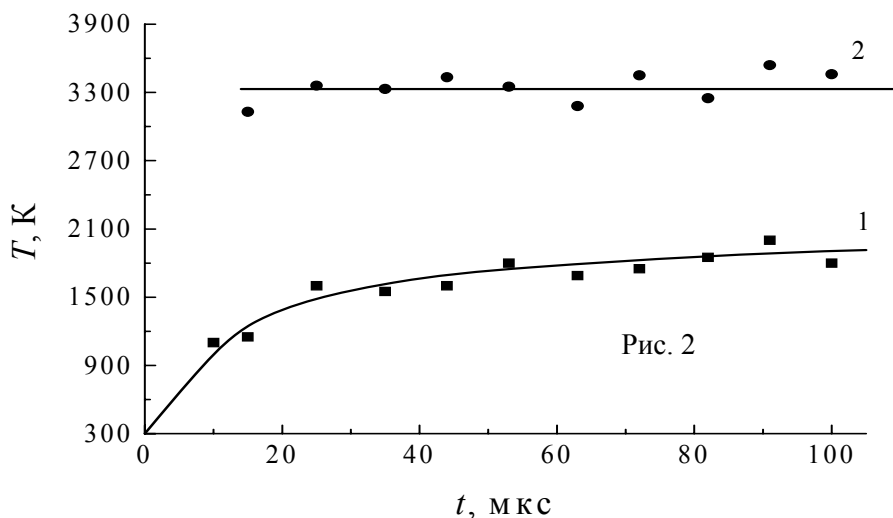
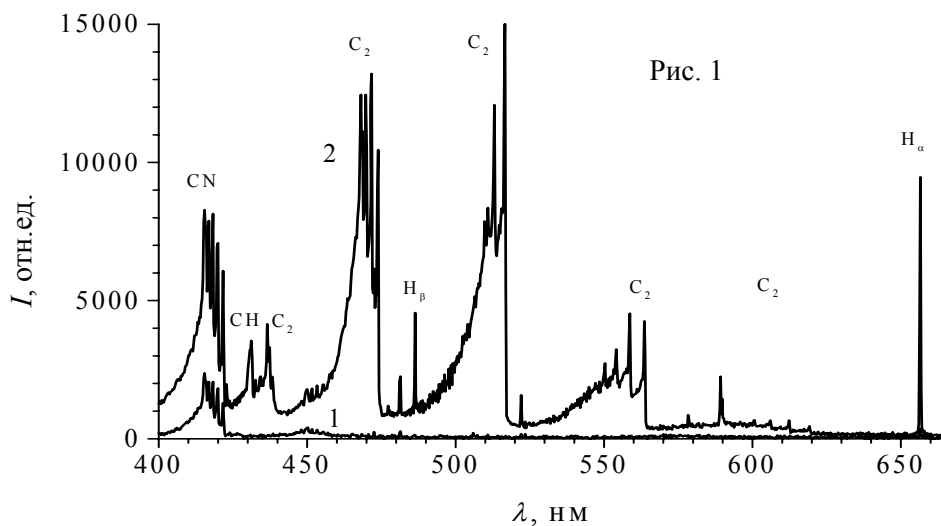
строе нетепловое плазменно-стимулированное воспламенение тонких углеводородных пленок. Показано, что воспламенение происходит при температуре газа не превышающей 1000 К, в процессе воспламенения в условиях больших значений приведенного электрического поля температура пламени около антенны достигает 3300 К, а концентрация электронов – $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Температура электронов в пламени при горении жидких углеводородов изменяется от 0.8 эВ на расстоянии $y = 10$ мм от поверхности антенны до 0.3 эВ при $y = 40$ мм.

В данной работе рассматриваются результаты исследований, выполненных за последнее время на физическом факультете МГУ им. М.В.Ломоносова, и посвященных изучению низкотемпературной плазмы СВЧ разрядов в неподвижном воздухе и в сверхзвуковом потоке воздуха и воздушно-углеводородных смесей. Экспериментальная установка включает в себя вакуумную камеру, ресиверы высокого давления воздуха и пропана, систему для создания сверхзвукового потока, магнетронный генератор, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Источником СВЧ излучения служит импульсный магнетронный генератор сантиметрового диапазона: длина волны $\lambda = 2.4$ см; импульсная СВЧ мощность $W < 100$ кВт; длительность импульса $\tau = 1-200$ мкс; скважность $Q = 1000$. Исследования проводились в диапазоне давлений воздуха от 10^{-3} до 10^3 Тор.

Экспериментально показано, что при давлениях воздуха $p < 1$ Тор поверхностный СВЧ разряд представляет собой однородное плазменное образование, размеры которого растут с уменьшением давления. Степень ионизации при $p = 10^{-3}$ Тор достигает 10%. При средних давлениях $10 \text{ Тор} < p < 40 \text{ Тор}$ поверхностный СВЧ разряд представляет собой плазменное образование толщиной порядка 1 мм, равномерно покрывающее антенну. В начальные моменты времени скорость распространения поверхностного СВЧ разряда в зоне его формирования достигает значения 10^7 см/с. Так как напряженность электрического поля в условиях поверхностного СВЧ разряда велика и поле локализовано в тонком приповерхностном слое, то в этих условиях происходят эффективные диссоциация и нагрев молекулярного газа.

В работе представлены также экспериментальные данные по изучению процесса воспламенения и горения тонких жидких углеводородных пленок в условиях самостоятельного поверхностного СВЧ разряда. Показано, что в зависимости от подводимой мощности период индукции изменяется от 10 до 100 мкс, плазменно-стимулированное воспламенение происходит на антенне в области существования поверхностного СВЧ разряда, скорость распространения передней границы области интенсивного горения около антенны достигает 300-350 м/с. Для более глубокого понима-

ния процессов, протекающих при воспламенении жидких пленок спирта, необходимо получить данные об основных параметрах пламени, инициируемого низкотемпературной неравновесной плазмой поверхностного СВЧ разряда, существующего при больших значениях приведенного электрического поля. Для определения параметров пламени использовались методы, применяемые для измерения температуры пламени, а также температуры электронов и концентрации заряженных частиц. Температура газа определялась спектроскопическим методом, основанным на регистрации распределения интенсивностей линий вращательной структуры молекулярных полос. Для определения степени ионизации исследуемого нами образования применялись три методики, а именно, метод двойного зонда, метод измерения проводимости с использованием плоского конденсатора и метод измерения степени поглощения зондирующего СВЧ излучения.



Было проведено сравнение спектров излучения плазмы поверхностного СВЧ разряда в воздухе при давлении $p = 1 \text{ atm}$ и пламени,

возникающем при плазменно-стимулированном горении спирта, инициируемом с помощью поверхностного СВЧ разряда. Полученные спектры в области длин волн $\lambda = 400-700$ нм представлены на рис. 1. Видно, что спектр излучения при горении спирта (2) намного интенсивней по сравнению со спектром разряда в воздухе без спирта (1). На рис. 2 представлен временной ход температуры газа в активной фазе поверхностного СВЧ разряда (длительность импульса $\tau = 100$ мкс) в воздухе (кривая 1) и временной ход температуры пламени при горении спирта в сильном электрическом поле (кривая 2). Видно, что воспламенение спирта происходит через 15 мкс после включения СВЧ генератора, к этому времени воздух нагревается в условиях поверхностного СВЧ разряда до температуры приблизительно 1000 К, а температура пламени при горении спирта в условиях сильного электрического поля равна 3300 К.

На рис. 3 представлена вольт-амперная характеристика двойного зонда помещенного в область существования пламени, возникающем при

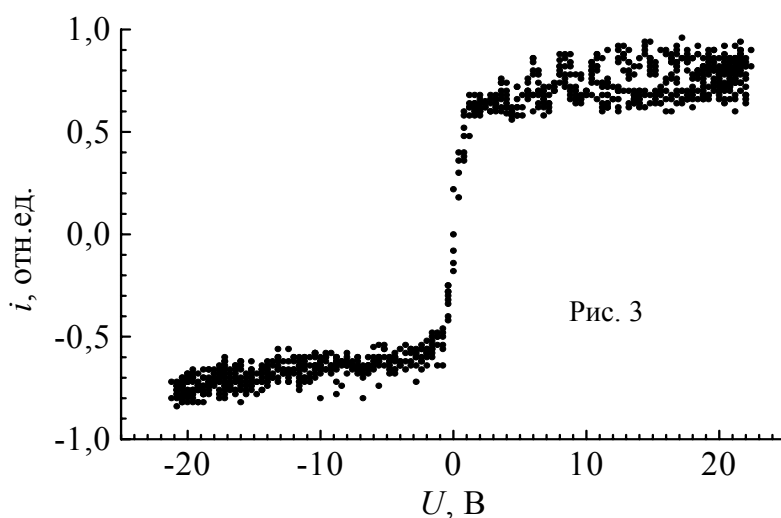
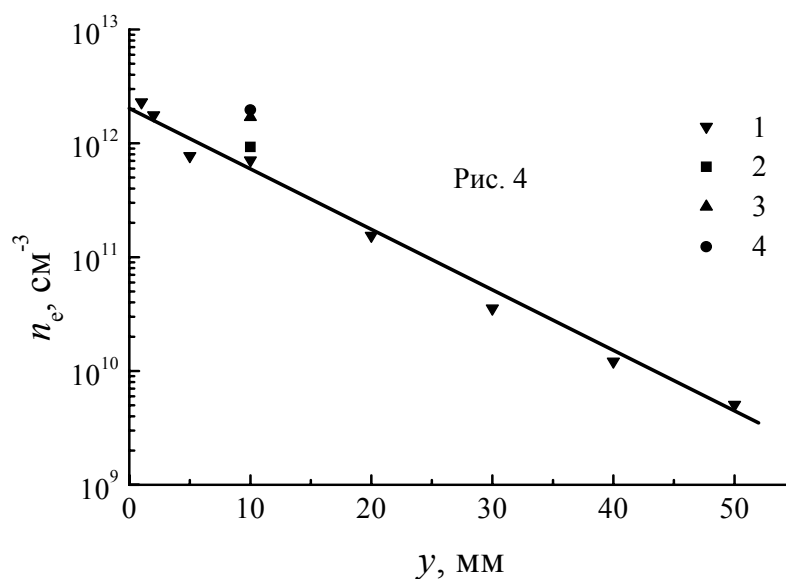


Рис. 3

воспламенении тонкой пленки спирта с помощью поверхностного СВЧ разряда. Двойной зонд помещен на расстоянии $y = 25$ мм от поверхности антенны, давление воздуха $p = 1$ атм, длительность СВЧ импульса $\tau = 100$ мкс, импульсная СВЧ мощность $W = 55$ кВт. Температура электронов, определенная из представленной на рис. 3 вольт-амперной характеристики двойного зонда, равна 0,35 эВ. Полученные значения температуры электронов лишь незначительно превышают измеренную спектроскопическим методом температуру газа 2500-3000 К. Это подтверждает наше предположение о том, что, так как на расстояниях $y > 10$ мм от поверхности антенны электрическое поле отсутствует, то пламя близко к равновесному. Экспериментально найденные значения температуры электронов в пламени при горении спирта изменяются от



0.8 эВ на расстояниях $y=10$ мм от поверхности антенны до 0.3 эВ при $y=40$ мм.

Определенная на фронте горения концентрация электронов представлена на рис. 4 при $p = 760$ Тор, $W = 55$ кВт: 1 – зондовые измерения при $\tau = 100$ мкс; (2-4) – измерения по поглощению 8-мм излучения при τ , мкс: 2 – 35; 3 – 50; 4 – 100. Видно, что у поверхности антенны в зоне интенсивного горения концентрация электронов достигает $2 \cdot 10^{12}$ см⁻³, тогда как на расстоянии 50 мм от поверхности антенны концентрация электронов равна $5 \cdot 10^9$ см⁻³.

Исследовано также влияние неравновесной плазмы поверхностного СВЧ-разряда на процессы воспламенения сверхзвукового пропан-воздушного потока с числом Маха $M=2$ и спирта, бензина и керосина в условиях до- и сверхзвукового воздушного потока.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 08-02-01251).

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ПРОЦЕССЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА

Профессор *Шибков В.М.*, доцент *Шибкова Л.В.*,
аспирант *Карачев А.А.*, аспирант *Константиновский Р.С.*

Исследованы газодинамические возмущения, возникающие в окрестности диэлектрической антенны в процессе воспламенения жидких углеводородных тонких пленок с помощью поверхност-

ного СВЧ разряд при высоких давлениях, когда частота столкновений электронов с молекулами много больше круговой частоты электромагнитного поля.

С точки зрения воздействия на процессы быстрого воспламенения воздушно-углеводородных смесей особый интерес представляют сверхвысокочастотные разряды, так как они существуют в широком диапазоне мощностей и давлений, дают возможность создания плазмы в свободном пространстве, характеризуются большими значениями приведенного электрического поля, что очень перспективно с точки зрения быстрого нагрева и воспламенения, в частности, углеводородных смесей [1-5].

В данной работе описываются эксперименты по изучению газодинамических возмущений, возникающие в окрестности диэлектрической антенны, на внешней поверхности которой создается СВЧ разряд при высоких давлениях воздуха, а также возмущений, возникающих в процессе воспламенения и горения тонких пленок спирта в условиях самостоятельного СВЧ разряда. В экспериментах использовался диагностический комплекс, включающий в себя датчики давления, оптические рефракционные датчики, термопары, двухпроводную линию, электрические зонды, импульсную теневую установку, фотоэлектронные умножители, систему для измерения проводимости пламени, монохроматоры и спектрографы, цифровые осциллографы, фото и кинокамеры. Показано, что при высоких дав-

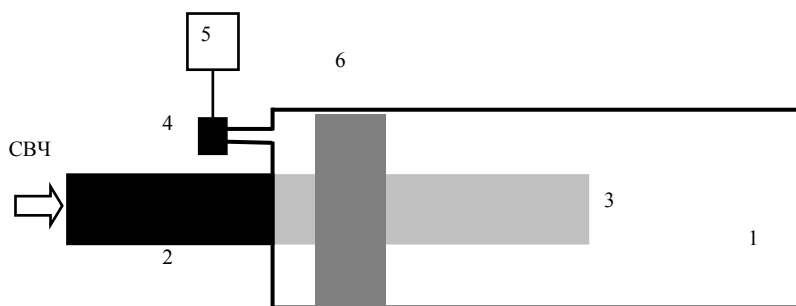


Рис. 1. 1 – цилиндрическая камера; 2 – металлический волновод; 3 – кварцевая антенна; 4 – датчик давления; 5 – цифровой осциллограф; 6 – область горения спирта

лениях воздуха формирование поверхностного СВЧ разряда сопровождается генерацией ударных волн, распространяющихся в свободном пространстве вблизи поверхности антенны со скоростью до 1 км/с, и образованием области с пониженной плотностью газа.

Были проведены также эксперименты в замкнутом пространстве. Диэлектрическая антенна помещалась в камеру (см. рис. 1), представляющую собой цилиндрическую трубку с внутренним диаметром 30 мм. Длина камеры могла изменяться от 50 до 500 мм. Начальное давление воздуха в камере $p = 1$ атм.

На рис. 2 представлены временные зависимости избыточного давления, возникающего в камере длиной 180 мм в случае создания на поверхности антенны СВЧ разряда в воздухе (1) и при воспламенении тонкой пленки спирта (2). Создание импульсного поверхностного СВЧ разряда в

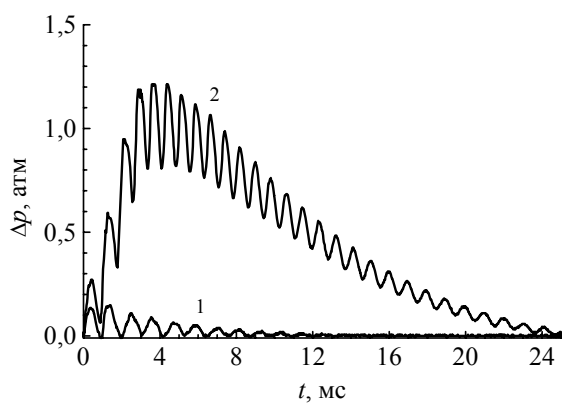


Рис. 2

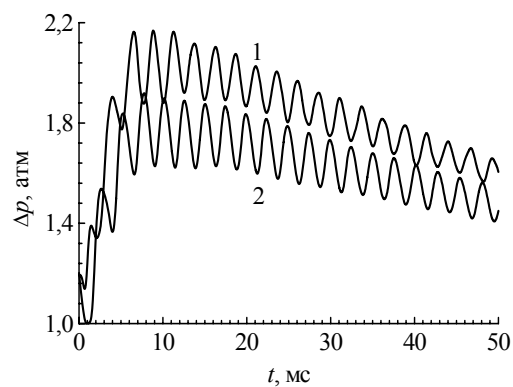


Рис. 3

воздухе приводит к формированию газодинамических возмущений, которые, распространяясь в закрытой камере со скоростью звука и отражаясь от торцов камеры, приводят к осциллирующей зависимости давления от времени (см. рис. 2, кривая 1). Однако, так как при создании поверхностного СВЧ разряда в воздухе газ нагревается до 1000 К только в очень тонком приповерхностном слое, то в этом случае полное давление в камере почти не изменяется. При воспламенении же тонкой пленки спирта в области горения температура пламени $T_{\text{ign}} = 3300 \text{ К}$. Плазменно-стимулированное горение в данном случае занимает 1/10 полного объема камеры, поэтому общая температура в камере согласно формуле $T = T_0 + \frac{V_{\text{ign}}}{V_0}(T_{\text{ign}} - T_0)$, и соответственно давление, возрастают приблизительно в два раза (см. рис. 2, кривая 2).

Эксперименты, проведенные с двумя датчиками давления, расположенными на противоположных торцах камеры, представлены на рис. 3. Видно, что осцилляции давления на втором датчике происходят в противофазе с осцилляциями давления на первом датчике. Причем, так как первый датчик расположен вблизи области воспламенения, то и изменения давления на нем происходят раньше.

На рис. 4 представлены временные зависимости периода возмущений, возникающих при создании в камере поверхностного СВЧ разряда в воздухе (1) и при воспламенении тонкой пленки спирта (2-4) при различных длительностях СВЧ импульса τ , мкс: 2-50, 2-100, 3-150, приходящих на расположенный на ближайшем торце камеры датчик давления. Видно, что в случае создания поверхностного СВЧ разряда в воздухе период коле-

баний давления равен 1.1 мс и не зависит от времени. Постоянство периода определяется тем, что поверхностный СВЧ разряд в воздухе не изменяет

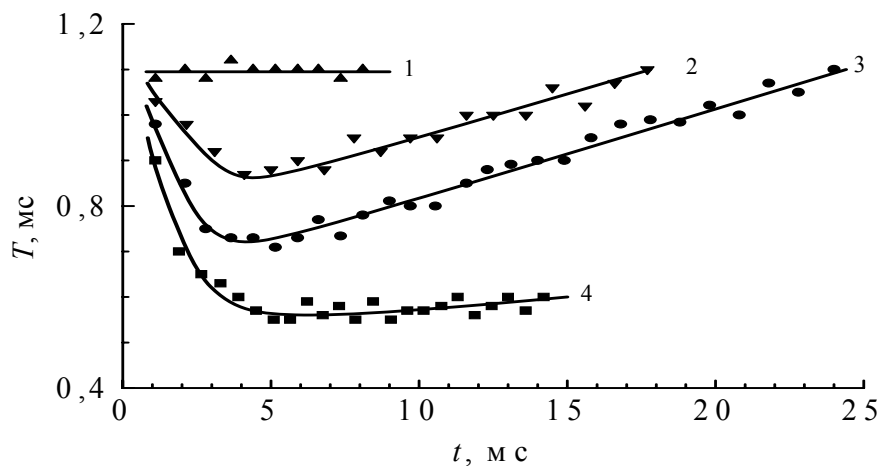


Рис. 4

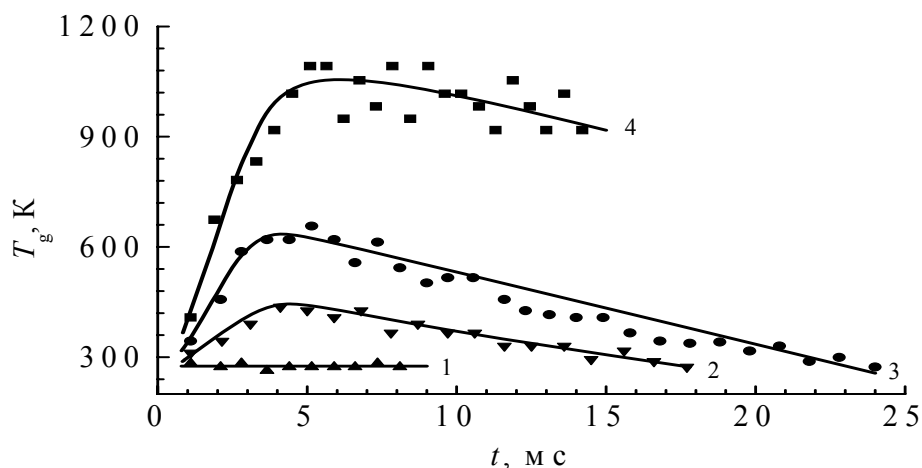


Рис. 5

температуру газа во всем объеме камеры, соответственно этому не изменяется и скорость распространения газодинамических возмущений вдоль камеры. В случае же воспламенения тонкой пленки спирта температура газа повышается во всем объеме, причем, так как с увеличением длительности СВЧ импульса область пространства, в которой сгорает жидкий углеводород, возрастает, то средняя температура в камере повышается тем сильнее, чем больше длительность СВЧ импульса (см. рис. 5). При этом скорость распространения газодинамических возмущений возрастает, что приводит к уменьшению времени, необходимому для распространения газодинамического возмущения вдоль камеры и в обратном направлении. Спустя время приблизительно $t = 5$ мс после окончания СВЧ импульса за счет потерь тепла температура газа начинает уменьшаться, соответственно этому ско-

рость звука падает, а период газодинамических возмущений увеличивается.

При решении системы уравнений Навье-Стокса были получены пространственно-временные распределения плотности и давления, а также радиальной и продольной скоростей движения газа. Результаты двухмерного математического моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 08-02-01251).

Литература

1. Шибкова Л.В. //Вестник московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2007. № 5. С.62-64.
2. Шибкова Л.В. Воспламенение спирта в условиях поверхностного СВЧ-разряда в воздухе. //Препринт № 4. –М., Физический ф-т МГУ, 2007, 21 с.
3. Шибкова Л.В. Физические процессы в движущейся плазме многокомпонентных инертных и химически активных смесей. //Диссертация на соискание уч. степени д.ф.-м.н., ОИВТ РАН, 2007.
4. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. //Вестник московского университета, Серия 3. Физика. Астрономия. 2008, т.63, № 5, с.68-69.
5. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. //Вестник московского университета, Серия 3. Физика. Астрономия. 2008, т.63, № 6, с.65-67.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ТОНКИХ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО В РЕЖИМЕ ПАРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Профессор *Шибков В.М.*, доцент *Шибкова Л.В.*,
аспирант *Карачев А.А.*, аспирант *Константиновский Р.С.*

В работе описываются эксперименты по изучению процесса воспламенения и горения жидких углеводородных тонких пленок в условиях самостоятельного поверхностного СВЧ разряда, создаваемого на диэлектрической антенне в режиме парных импульсов. Показано влияние предварительного возбуждения среды, осуществляемого первым СВЧ импульсом, на период индукции и интенсивность горения углеводородов в течение второго СВЧ импульса.

В настоящее время проблема быстрого воспламенения углеводородных химически активных смесей является очень актуальной с точки зрения новой области физики, а именно, плазменной аэродинамики, где одним из

главных направлений является задача максимального сокращения периода индукции для воспламенения высокоскоростных потоков воздушно-углеводородных смесей. Разработано множество способов воздействий, приводящих к развитию разветвленно-цепных реакций при горении углеводородов. Одним из перспективных направлений является газовый разряд, так как с помощью низкотемпературной неравновесной плазмы имеется возможность осуществить интенсификацию разветвленно-цепных реакций. В этой области плазменной аэродинамики исследования проводятся как в России, так и за рубежом. Однако кинетика воспламенения в условиях низкотемпературной плазмы газового разряда при высоких значениях приведенного электрического поля остается не до конца ясной. Поэтому для более глубокого понимания физико-химических процессов, протекающих при иницировании воспламенения с помощью низкотемпературной плазмы углеводородов в жидкой и газообразной фазах, необходимо наряду с математическим моделированием проводить также и экспериментальные исследования по выявлению влияния плазменных эффектов на период индукции и кинетику горения в условиях газовых разрядов, существующих при больших значениях приведенного электрического поля. Особенности самостоятельного поверхностного СВЧ разряда [1-14] очень перспективны с точки зрения решения рассматриваемой проблемы.

Для стационарной работы гиперзвукового прямоточного двигателя при использовании для воспламенения углеводородного топлива нестационарной низкотемпературной плазмы необходимо оптимизировать режим инициации импульсного разряда, т.е. величину энергии, вкладываемую в плазму, длительность и частоту следования СВЧ импульсов. Моделирование частотного режима возбуждения возможно осуществлять в режиме парных импульсов. Известно [15-16], что в неподвижной среде повторный пробой газа облегчен по сравнению с первичным пробоем. Это связано с тем, что деионизация плазмы происходит в течение некоторого времени, то есть к моменту подачи второго импульса в разрядном промежутке может находиться большое количество заряженных частиц. Наличие в газе долгоживущих возбужденных частиц также облегчает повторный пробой, так как ионизацию газа в этом случае могут производить электроны с малыми энергиями за счет ступенчатых процессов с участием метастабильных атомов. При повышенных давлениях нагрев газа в течение первого импульса также приводит из-за уменьшения плотности газа в области существования разряда к снижению повторного пробоя [17]. Применительно к воспламенению неподвижных воздушно-углеводородных смесей в течение первого импульса может происходить реформирование углеводородного топлива (наработка заряженных и возбужденных частиц, активных радикалов, а также подогрев топлива), что должно привести к снижению времени задержки воспламенения в течение второго импульса и

увеличению полноты сгорания. Что касается воспламенения высокоскоростных воздушно-углеводородных потоков, то режим парных импульсов может использоваться в такой комбинации, когда разряд в течение первого импульса создается перед входом в основную камеру сгорания, где происходит подготовка топлива, тогда как в течение повторного импульса низкотемпературная плазма создается в основной камере сгорания с временной задержкой, определяемой скоростью сноса реформированного топлива и расстоянием между областью предварительного возбуждения топлива и камерой сгорания.

В данной работе процесс воспламенения тонких жидких углеводородных пленок с помощью поверхностного СВЧ разряда, создаваемого в режиме парных импульсов, изучался на экспериментальной установке, состоящей из магнетронного генератора, системы для подвода СВЧ энергии к диэлектрической антенне, на поверхности которой создавался СВЧ разряд, блока синхронизации и диагностической системы. В качестве источника микроволнового излучения использовался импульсный магнетронный генератор, который мог работать либо в однократном режиме, либо в режиме парных импульсов и имел следующие характеристики: длина волны $\lambda = 2,4$ см; отдаваемая в тракт импульсная СВЧ мощность $W < 100$ кВт; длительность импульсов $\tau = 5 - 200$ мкс; частота повторения импульсов $f = 1 - 100$ Гц, скважность в режиме повторяющихся импульсов $Q = 1000$;

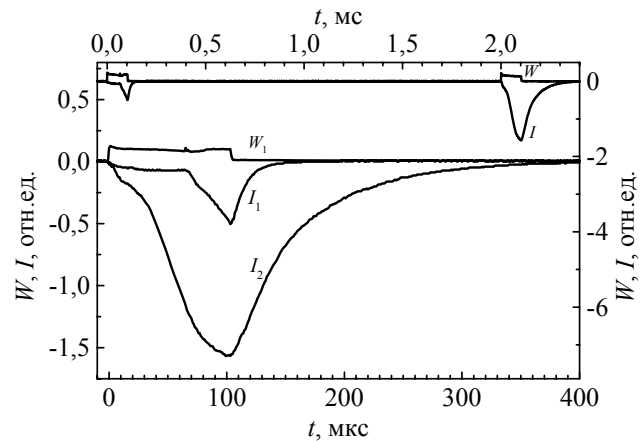


Рис. 1

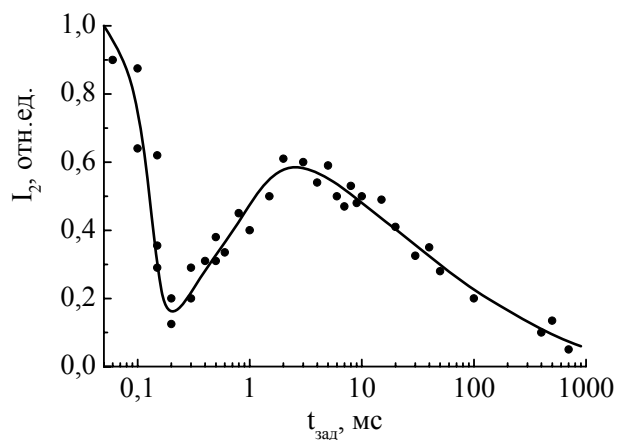


Рис. 2

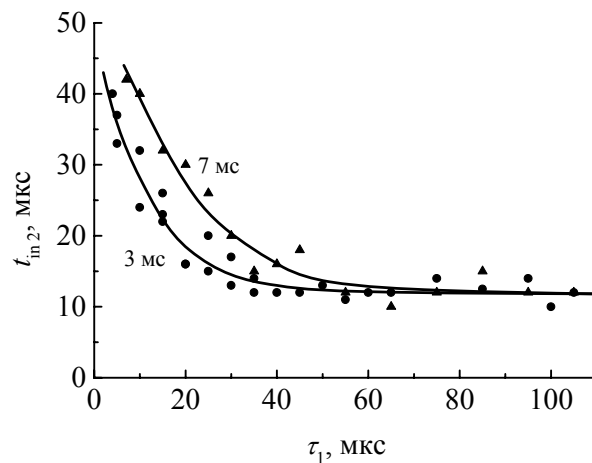


Рис. 3

при этом средняя мощность не превышала 100 Вт. Блок синхронизации позволял при создании поверхностного СВЧ разряда в режиме парных импульсов независимо изменять длительности первого и второго импульсов, частоту их следования, а также временную задержку второго импульса относительно первого при одинаковом значении импульсной мощности в обоих импульсах.

На рис. 1 представлены временные зависимости интенсивностей свечения в области плазменно-стимулированного воспламенения в режиме парных импульсов при задержке второго импульса $t_{\text{del}} = 2$ мс относительно первого. Видно, что период индукции во втором импульсе значительно меньше. Зависимость максимальной интенсивности свечения пламени, достигаемой во время второго СВЧ импульса, от задержки второго импульса по отношению к переднему фронту первого импульса представлена на рис. 2 при одинаковой длительности первого и второго импульсов $\tau_1 = \tau_2 = 50$ мкс и импульсной мощности $W = 55$ кВт. Видно, что полученная зависимость интенсивности имеет немонотонный характер с минимумом при $t_{\text{del}} = 200$ мкс. Это связано с тем, что требуется время на то, чтобы кислород, сгоревший в течение первого импульса, поступил в область горения из окружающего пространства. На рис. 3 приведены зависимости периодов индукции при повторном воспламенении от длительности первого импульса при различных задержках второго.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 08-02-01251).

Литература

1. Шибков В.М., Виноградов Д.А., Восканян А.В. и др. //Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2000. Т.41. №6. С.64-66.
2. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П. и др. //Вестник московского университета, Серия 3. Физика. Астрономия. 2004. Т.45. №5. С.67-69.
3. Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В. //ЖТФ. 2005. Т.75. №4, С.67-73.
4. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Шибкова Л.В. //ЖТФ.2005. Т.75. №4. С.74-79.
5. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П. и др. //Физика плазмы. 2005. Т.31. №9. С.857-864.
6. Константиновский Р.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. //Кинетика и катализ. 2005, т.46, №6, с.821-834.
7. Двинин С.А., Шибков В.М., Михеев В.В. //Физика плазмы. 2006. Т.32. №7. С.654-665.
8. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П. и др. //Физика плазмы. 2007. Т.33. №1. С.77-85.

9. Шибкова Л.В. //Вестник московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2007. № 5. С.62-64.
10. Шибкова Л.В. Воспламенение спирта в условиях поверхностного СВЧ-разряда в воздухе. //Препринт № 4. –М., Физический ф-т МГУ, 2007, 21 с.
11. Шибкова Л.В. Физические процессы в движущейся плазме многокомпонентных инертных и химически активных смесей. //Диссертация на соискание уч. степени д.ф.-м.н., ОИВТ РАН, 2007.
12. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. //Вестник московского университета, Серия 3. Физика. Астрономия. 2008, т.63, № 5, с.68-69.
13. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. //Вестник московского университета, Серия 3. Физика. Астрономия. 2008, т.63, № 6, с.65-67.
14. V.M.Shibkov, A.F.Aleksandrov, V.A.Chernikov, A.P.Ershov, and L.V.Shibkova. //Journal of Propulsion and Power. 2009. V.25, No 1, p.123-137.
15. Волкова Л.В., Девятов А.М., Шибкова Л.В., Шибков В.М. //Физика плазмы. 1981. Т.7. №2. С.296-302.
16. Шибкова Л.В., Шибков В.М. Разряд в смесях инертных газов. М.: Физматлит, 2005.
17. Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ разряд в воздухе. М.: Нефть и Газ. 1996.

ЭНЕРГОВКЛАД В ГАЗ ПРИ РАЗВИТИИ ПОВЕРХНОСТНОГО РАСПРЕДЕЛЕННОГО СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Аспирант *Латфуллин Д.Ф.*, доцент *Мурсенкова И.В.*,
профессор *Сысоев Н. Н.*

При исследовании взаимодействия плазмы с высокоскоростными потоками газа важно как фундаментальное изучение кинетических процессов при наличии электрических полей и высоких скоростей течения, так и их приложение к задачам газодинамики и плазмохимии [1, 2]. Воздействие на пристеночное течение может осуществляться путем организации поверхностных разрядов разного типа [3-5]. Электрическая энергия разряда идет на возбуждение внутренних степеней свободы молекул и нагрев, что может приводить к изменению структуры течения, динамических и тепловых нагрузок на поверхность [2, 4, 6].

Инициирование поверхностного распределенного скользящего разряда (плазменного листа) наносекундной длительности дает возможность реализовать вложение энергии в приповерхностный слой газа малой тол-

щины (~ 0.5 мм) на значительной площади [5]. Преимущество этого типа разряда – высокий уровень энерговклада, определяющийся большими значениями напряженности электрического поля и тока разряда. Импульсный ввод энергии приводит к образованию газодинамических возмущений. Целью работы было экспериментальное исследование пространственно-временной эволюции ударных волн, возникающих при инициировании разряда в неподвижной среде и высокоскоростном потоке и определение уровня энергии, переходящей в тепло, на основе сопоставления экспериментов с численными расчетами.

Эксперименты проводились на ударной трубе с разрядной секцией, описанной в [5]. Два плазменных листа размером 3×10 см² инициировались на противоположных стенках секции на расстоянии 24 мм друг от друга. Прикладываемое напряжение составляло 25 кВ, ток ~ 1 кА, длительность разряда ~ 200 нс. В каждый плазменный лист вкладывалась энергия 0.36 Дж, обеспечивая удельный энерговклад до 0.2 Дж/см³. Разряды инициировались в неподвижной среде (воздух, азот, гелий) и в потоке воздуха за плоской ударной волной при плотности 0.04-0.45 кг/м³, скорости потока до 1600 м/с, числах Маха потока до 1.7. При инициировании разрядов в потоке синхронизация осуществлялась от датчиков давления в канале ударной трубы.

Поле течения после инициирования разряда исследовалось теневым методом. В качестве источника света использовался Ultra CFR “Big Sky Laser” (532 нм, 6 нс). Возмущения регистрировались в различные моменты времени после разряда от начала их движения в пристеночной области до встречного взаимодействия в разрядной секции.

На рис. 1 показаны теневые изображения квазиплоских ударных волн, идущих навстречу друг другу от верхнего и нижнего плазменных листов. Фронт огибающей ударной волны формируется в течение 3-5 мкс в результате интерференции ударных волн от отдельных каналов разряда [5]. В сверхзвуковом потоке воздуха (рис. 1 б) и в гелии (рис. 1 в) ударные волны движутся быстрее, чем в неподвижном воздухе (рис. 1 а). В потоке за ударной волной (рис. 1 б) на поперечное движение накладывается движение в направлении потока в канале ударной трубы (стрелкой показано направление потока).

Обработка и анализ теневых изображений показали, что в неподвижном воздухе фронты ударных волн начинают движение со скоростью ~ 800 м/с. Затем их движение замедляется, и через ~ 10 мкс после разряда волны движутся с постоянной скоростью ~ 450 м/с, соответствующей числу Маха $\sim 1.3-1.4$. Далее происходит встречное взаимодействие ударных волн от двух плазменных листов, затем их затухание. При повышении давления скорость движения ударных волн уменьшается.

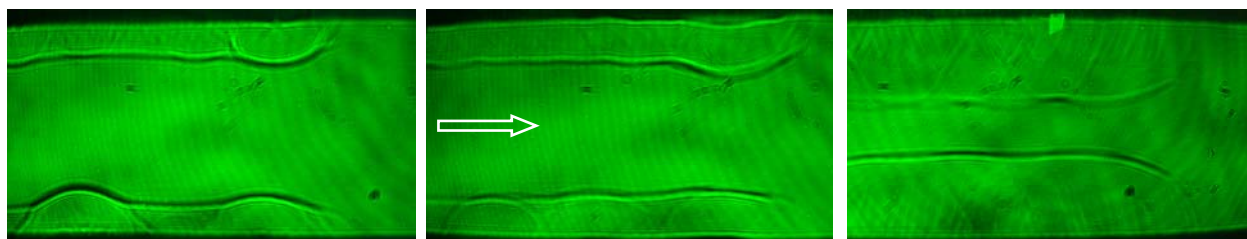


Рис. 1. Теневые изображения поля течения через 7.6 мкс после инициирования разряда: а) неподвижный воздух, плотность 0.14 кг/м^3 ; б) сверхзвуковой поток воздуха, 0.14 кг/м^3 , число Маха 1.2; в) неподвижный гелий, 0.18 кг/м^3 .

Для оценки доли энергии, мгновенно переходящей в тепло за время развития разряда, проводилось сравнение динамики ударных волн от плазменных листов с газодинамическим расчетом, выполненным А.Е. Луцким в ИПМ им. Келдыша [5, 7]. В неподвижном воздухе при плотности 0.17 кг/м^3 около 40% вкладываемой в разряд энергии переходит в тепло [5]. С увеличением плотности эта величина достигает 65%, в потоках соответствует значению для неподвижного воздуха при той же плотности [7].

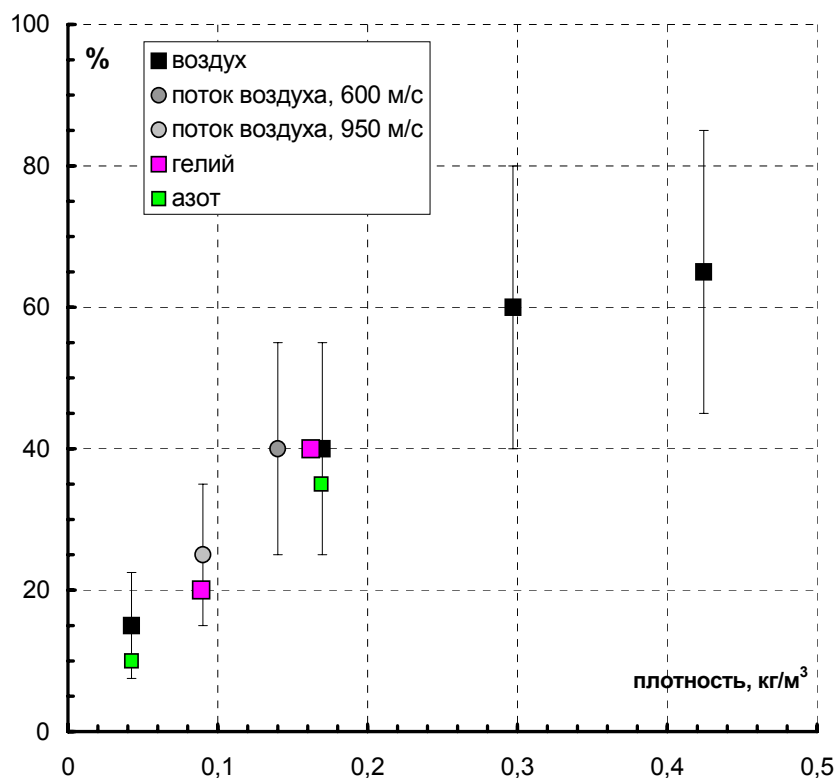


Рис. 2.

На рис. 2 приведен обобщающий график зависимости доли энергии разряда, переходящей в тепловую энергию, от плотности среды. На нем показаны результаты, полученные при инициировании разряда в неподвиж-

ном воздухе, азоте и гелии, в потоках воздуха. Очевидно, они образуют единую зависимость, показывающую, что доля переходящей в тепло энергии разряда возрастает от 15 до 65% с увеличением плотности в указанном диапазоне. Таким образом, существенная доля энергии скользящего разряда трансформируется в тепловую энергию в приповерхностном субмиллиметровом слое газа на стадии энергоподвода, т.е. за время менее 1 мкс. При этом происходит быстрый нагрев газа на 600-1000 К.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-08-90003-Бел_a и 08-08-00903-а.

Литература

1. Chernyi G.G. The Impact of Electromagnetic Energy Addition to Air near the Flying Body on its Aerodynamics Characteristics. // AIAA Proceedings 2nd Weakly Ionized Gases Workshop. Norfolk, USA, 1998. P.1-5.
2. Bletzinger P., Ganguly B.N., Van Wie D.M. and Garscadden A. Plasmas in high speed aerodynamics. // J. Phys. D: Appl. Phys. 38, 2005. R33-R57.
3. Шибков В.М., Виноградов Д.А., Восканян А.В., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Шибкова Л.В., Черников В.А. Поверхностный СВЧ-разряд в сверхзвуковом потоке воздуха. // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика, астрономия, 2000. Т. 41. № 6, С. 64-66.
4. D.V. Roupasov, A.A. Nikipelov, M.M. Nudnova, A.Yu. Starikovskii. Flow Separation Control by Plasma Actuator with Nanosecond Pulsed-Periodic Discharge. // AIAA Journal, 2009. Vol. 47. No. 1. P. 168-212.
5. Знаменская И.А., Латфуллин Д. Ф., Луцкий А. Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. Развитие газодинамических возмущений из зоны распределенного поверхностного скользящего разряда. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 5. С. 76.
6. Ларин О.Б., Левин В.А. Отрыв ламинарного сверхзвукового пограничного слоя с источником энерговыделения. // Письма в ЖТФ, 2008. Т. 34. Вып. 5. С. 1-6.
7. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. Влияние условий инициирования поверхностного скользящего разряда на уровень мгновенного энерговыделения. // Материалы VII Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ-2008, 28-31 мая 2008 г., Алушта). М., 2008. С. 207-210.

ИНИЦИАЦИЯ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ ИМПУЛЬСНЫМ РАЗРЯДОМ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ

Аспирант *Ваулин Д.Н.*, профессор *Ершов А.П.*, доцент. *Черников В.А.*

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований возможности организации поджига и горения жидких углево-

дородов при помощи плазмы, создаваемой импульсным разрядом, распространяющимся над поверхностью воды [1 – 3].

Вода наливалась в кювету, над которой располагался высоковольтный электрод (катод) в виде заостренного стержня. Плоский электрод (анод) размещался непосредственно в жидкости у противоположной стенки кюветы. Источником питания служил высоковольтный импульсный модулятор, вырабатывающий импульсы квазипрямоугольной формы длительностью $\tau = (10 - 800)$ мкс. Последовательно с разрядом включалось балластное сопротивление ($R_6 = 1 - 8$ кОм). На поверхность воды наносилась тонкая (толщиной 0,1 – 1,2 мм) пленка исследуемой горючей жидкости, в качестве которой использовались бензин, керосин и спиртовой раствор.

При помощи фотоумножителя определялась временная зависимость интегрального (по спектру в полосе пропускания воздуха) интенсивность свечения, как самого импульсного разряда, так и продуктов горения. Фотоумножитель, располагался на расстоянии 10 см от разряда, что позволяло регистрировать свечение как из достаточно протяженной области разряда (при отсутствии коллимирующей щели на входе фотоумножителя), так и из сравнительно узких его участков (с коллимирующей щелью). Разрядный ток, падение напряжения на разряде и сигналы с фотоумножителя регистрировались на многоканальном запоминающем осциллографе. Кроме того, для одновременной регистрации свечения разряда и продуктов горения использовался второй аналогичный осциллограф, причем первый работал в режиме быстрой развертки (для регистрации процесса разряда), а второй – в режиме достаточно медленной временной развертки, для регистрации процесса горения бензина.

Результаты были получены при одинаковых начальных условиях. Начальное напряжение источника питания поддерживалось постоянным ($U_0 \sim 20$ кВ). Расстояние между электродами было равно 50 мм, высота анода над поверхностью жидкости была равна 5 мм. Длительность высоковольтного импульса составляла 100 мкс и оставалась неизменной. После каждого пуска разряда вода из кюветы выливалась, затем кювета вновь наполнялась чистой водой, добавлялось определенная порция бензина, снова проводился разряд и т.д. Таким образом, исключалось влияние оставшейся после горения доли бензина на результаты последующих экспериментов. В связи с нестабильностью процесса горения бензина измерения для каждой конкретной его порции проводились не менее трех раз, что позволяло проводить некоторое усреднение.

Предварительные эксперименты показали, что интенсивность свечения разряда (в течение длительности импульса) над чистой водой оказывается меньше, чем в парах бензина. Так на рис. 1 приведено сравнение интенсивностей свечения разряда в парах бензина и над чистой водой. Из

представленных зависимостей следует, что нанесение бензина на поверхность воды приводит к значительному (в 2- 2,5 раза) увеличению интенсивности свечения в парах бензина.

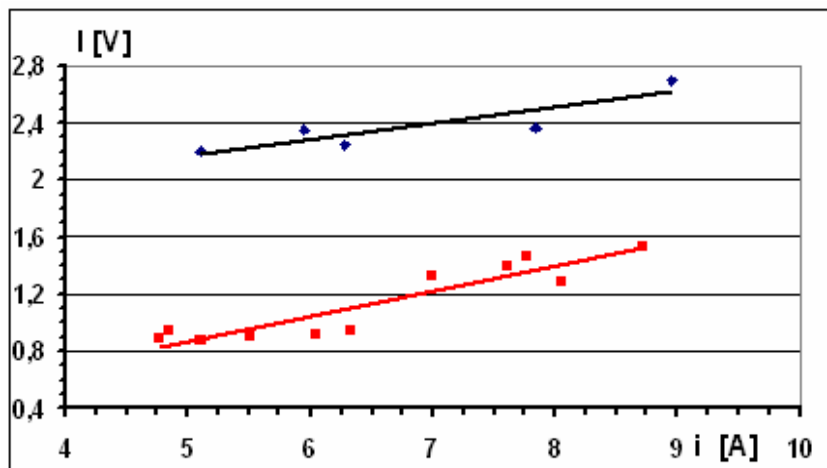


Рис. 1. Зависимость интенсивности свечения от тока разряда. $R_b = 2$ кОм
 ■ - чистая вода, ◆ - добавка бензина. 0,1 г

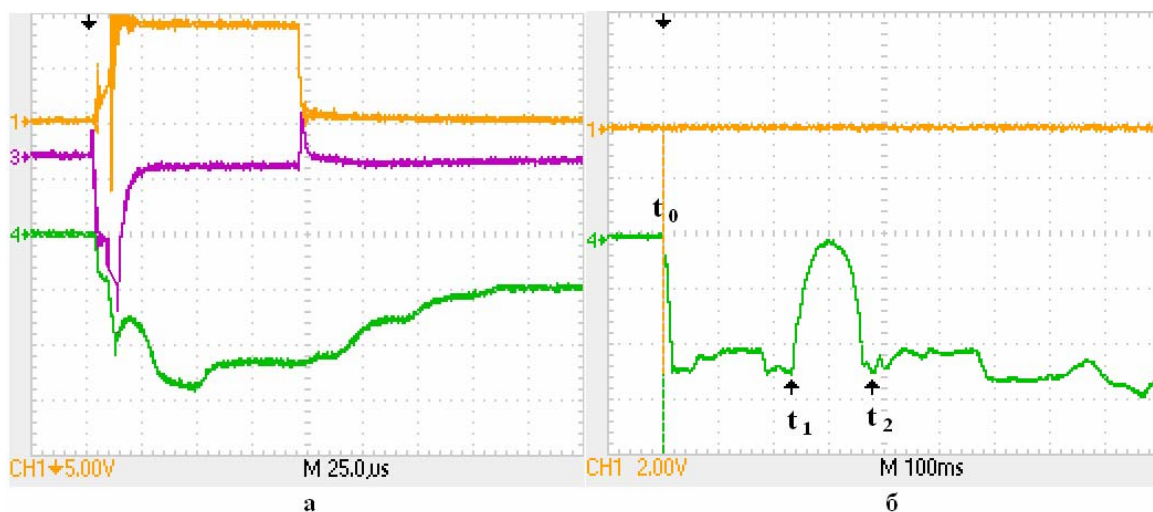


Рис. 2. Осциллограммы тока (1), падения напряжения (3) и свечения (4)
 $R_b = 1$ кОм., $U_0 = 20$ кВ., добавка 0,9 г бензина неколлимированный фотоумножитель у анода, напряжение ФЭУ = 1,2 кВ,
 а) – быстрая развертка, чувствительность по каналу свечения (4) 2 V/div,
 б) – медленная развертка, чувствительность по каналу свечения (4) 500 mV/div.

Временная зависимость интенсивности свечения существенно образом изменяется в случае, когда реализуется режим горения бензина.

На рис. 2-а представлены типичные осциллограммы свечения разряда, а на рис. 2-б – свечения продуктов горения бензина.

Импульс разряда на рис. 11-б выглядит как резкая вертикальная линия, соответствующая моменту t_0 . Далее можно выделить три временные

фазы. Первая соответствует интервалу $\Delta t = t_1 - t_0$ – эту фазу можно условно определить как время послесвечения. В интервале $T = t_2 - t_1$ свечение не наблюдается и, следовательно, горение не происходит (вторая фаза, которую можно условно определить как время индукции). Начиная с момента t_2 , реализуется третья фаза, соответствующая режиму горения, который продолжается до полного выгорания бензина. Отметим, что интенсивность свечения разряда практически в четыре раза больше, чем для продуктов горения.

Обработка большого числа осциллограмм свечения продуктов горения бензина позволила получить усредненные результаты и определить некоторые закономерности в зависимостях параметров горения от массы добавленного бензина. Так на рис. 3 показаны типичные примеры таких зависимостей для времени послесвечения и времени индукции.

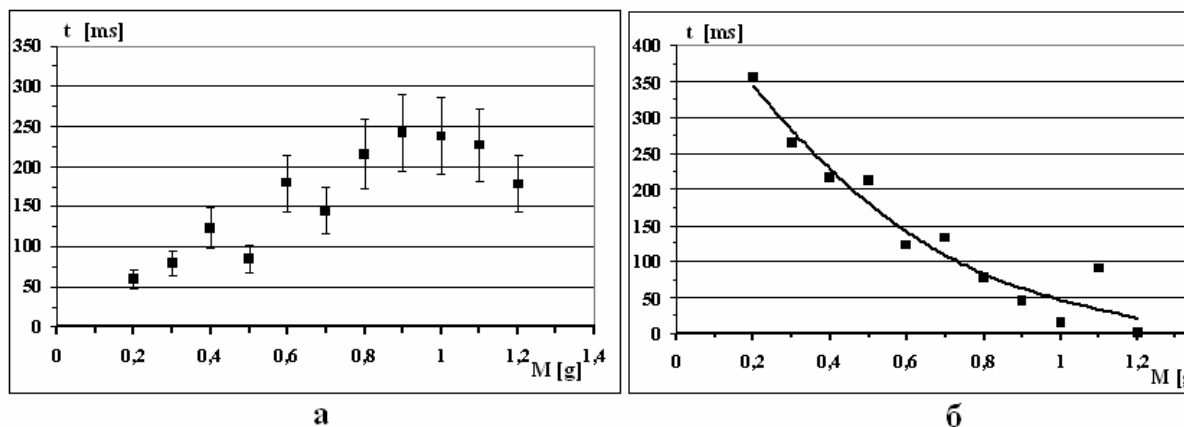


Рис. 3. Зависимости от массы бензина а - времени послесвечения , б- времени индукции $R_b = 1$ кОм., $U_0 = 20$ кВ., $L = 50$ мм

Как следует из представленных графиков, время послесвечения возрастает с увеличением массы бензина. Отметим, что тенденция к росту времени свечения несколько замедляется, и оно даже начинает уменьшаться при больших количествах бензина. Этот факт, прежде всего, может быть связан с большими ошибками в определении времени свечения, т.к. при этом начинается интенсивное горение (время индукции, соответственно уменьшается), и достаточно сложно разделить время свечения и время начала горения. С другой стороны увеличение времени послесвечения сопровождается соответствующим уменьшением времени индукции.

Литература

1. Белошеев В.П. // ЖТФ. 1998. Т.68. Вып.7. С.44.
2. А.М. Анпилов, Э.М., Бархударов, В.А. Копьев, И.А. Косый.// Физика Плазмы 2006, Т.32, Вып.11, С.1048.
3. Александров А.Ф., Ваулин Д.Н., Ершов А.П. и др.// Вестник МГУ, серия Физика, Астрономия, 2009, №1, С.1

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция «Оптика и лазерная физика»

КВАДРАТИЧНЫЕ И КУБИЧНЫЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ
Мурзина Т.В...... 5

ШИРОКОДИАПАЗОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ 1D ФОТОННЫХ КРИ-
СТАЛЛОВ ФИБОНАЧЧИ
Грушина Н.В., Зотов А.М., Короленко П.В., Мишин А.Ю...... 12

СВЯЗЬ РЕКОРДНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ВЫХОДА ИОДИДА ЛЮТЕЦИЯ
С ЭФФЕКТИВНЫМ КАНАЛОМ ОЖЕ-РЕЛАКСАЦИИ ДЫРОК, СОЗДАВАЕМЫХ
НА 4F УРОВНЕ ЛЮТЕЦИЯ
Васильев А.Н., Марков И.А...... 15

ОПТИЧЕСКАЯ ФТОРИДНАЯ НАНОКЕРАМИКА
Михайлин В.В., Федоров П.П., Шапочкин Г.М...... 19

СИСТЕМА ПОЛУЧЕНИЯ ТРЕХМЕРНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ НА ОСНО-
ВЕ ПИКΟΣЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА И ВРЕМЯ-ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО
ДЕТЕКТОРА ИЗЛУЧЕНИЯ
Александров А.Ф., Сысоев Н.Н., Юсупалиев У., Шутеев С.А., Юсупалиев П.У...... 22

Подсекция «Радиофизика, физическая электроника и акустика»

НЕЭКВИДИСТАНТНЫЕ РЯДЫ НАЗЕМНЫХ И СПУТНИКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
НА ФОНЕ ШУМОВЫХ ПРОЦЕССОВ
Шахпаронов В.М...... 39

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ МИКРОПУЗЫРЬКИ В МЕДИЦИНСКОЙ АКУСТИКЕ: ВЫСОКАЯ
НЕЛИНЕЙНОСТЬ, АКУСТИЧЕСКИЙ КОНТРАСТ, НОВЫЕ МЕТОДЫ
ДИАГНОСТИКИ И ТОЧНОЙ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ
Маков Ю.Н...... 41

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ
ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ
Можсаев В.Г...... 45

ЯВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВОЛН
В СТУПЕНЧАТО-НЕОДНОРОДНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ
Мальшикин А.К., Пирогов Ю.А...... 61

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ СЛОЖЕНИЯ МОЩНОСТЕЙ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ НА
МАГНЕТРОНАХ
Юсупалиев У., Егоров Ю.М., Шутеев С.А...... 63

МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ В ПЛОТНОМ ГАЗЕ. ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
Юсупалиев У.

Подсекция «Физика конденсированного состояния и физика полупроводников»

- СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ СПЛАВА Pd-In-Ru-H
В ПРОЦЕССЕ РЕЛАКСАЦИИ
Авдюхина В.М., Акимова О.В., Ревкевич Г.П. 71
- О ВЫДЕЛЕНИИ АНОМАЛИЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ПРИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ
Шнайдитейн И.В...... 75
- ИССЛЕДОВАНИЯ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ЛЦУ
Александров А.Ф., Новиков Н.Д., Хвостов В.В. Савченко Н.Ф., Стрелецкий О.А...... 76
- ДВОЙНИКОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА
В СПЛАВАХ СИСТЕМЫ Ti-Zr-Nb
Бровкина Е.А., Птицын А.Г., Хунджуга А.Г., Чжэн Шаотао 77
- ДВИЖЕНИЕ МАГНИТНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
Пятаков А.П., Мешков Г.А., Николаева Е.П., Николаев А.В., Логгинов А.С...... 79
- СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ
Ведяев А.В. 81
- ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ–ГРАНАТОВ
С ПОВЫШЕННЫМ ГИРОМАГНИТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ
Мастин А.А., Рандошкин В.В., Сысоев Н.Н. 93
- ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ ЗАМЕНЫ НА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ
И КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА YbInCu₄
Волошок Т.Н., Мушников Н.В., Прядун В.В. Веремейчик М. О., Плотников С.Г...... 95
- НЕЦЕНТРАЛЬНЫЕ ПРИМЕСИ В SrTiO₃: ДАННЫЕ ПРЯМЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ МЕТОДОМ EXAFS
Случинская И.А., Лебедев А.И...... 98
- МИКРОННЫЙ ЭЛЕКТРОВЗРЫВ
И КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ
Кузьмин Р.Н., Мискинова Н.А., Швилкин Б.Н. 102
- ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ГЦК-УГЛЕРОДА
Александров А.Ф., Коробов Ю.А., Хвостов В.В. Савченко Н.Ф., Стрелецкий О.А. 104

ОСОБЕННОСТИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ЦЕПОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ <i>Венедиктов В.А., Звягин И.П.</i>	105
Подсекция «Биохимическая и медицинская физика»	
ОСОБЕННОСТИ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛ КОЛЛАГЕНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ <i>Петрова Г.П., Сергеева И.А.</i>	111
ВОЗМОЖНЫЕ КИНЕТИКИ ИНДУКЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ФОТОСИНТЕЗА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЁН <i>Киржанов Д.В., Алексеев А.А., Кукушкин А.К.</i>	113
МИТОХОНДРИАЛЬНО-НАПРАВЛЕННЫЕ АНТИОКСИДАНТЫ mitoQ И SkQ: СПЕКТРАЛЬНЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВОБОДНОРАДИКАЛЬНЫХ ИНТЕРМЕДИАТОВ <i>Рууге Э.К., Свиряева И.В., Шумаев К.Б.</i>	116
Подсекция «Теоретическая и математическая физика»	
ОБРАЗОВАНИЕ ЛОВУШЕЧНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ УЛЬТРА-РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В МНОГОМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ <i>Василенко О. И.</i>	121
ИНТЕГРАЛ СТОЛКНОВЕНИЯ ДЛЯ КРИТИЧЕСКИХ ОБЛАСТЕЙ <i>Исаев Ю.М., Золотарев П.С.</i>	125
РАЗЛОЖЕНИЕ ДЛЯ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ СИСТЕМЫ ПО СВЯЗНЫМ КЛАСТЕРАМ <i>Николаев П.Н.</i>	128
ЭФФЕКТ КАЗИМИРА В (3+1)D ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ МАКСВЕЛЛА-ЧЕРНА-САЙМОНСА <i>Жуковский В. Ч., Харланов О.Г.</i>	130
ДИНАМИЧЕСКОЕ НАРУШЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ И ЦВЕТОВОЙ СИММЕТРИЙ В КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ <i>Жуковский В. Ч., Тюков А.В.</i>	132
ЭФФЕКТИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ КЭД В УСЛОВИЯХ НАРУШЕННОЙ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТИ <i>Бубнов А.Ф., Жуковский В. Ч.</i>	134
ИНФРАКРАСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СРЕДНЕГО ПОЛЯ В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ <i>Казаков К.А., Никитин В.В.</i>	136

ТРАНСПЛАНКОВСКОЕ РАССЕЙЯНИЕ В ТЭВ-КВАНТОВОЙ ГРАВИТАЦИИ <i>Гальцов Д.В., Спирип П.А.</i>	139
СТРУННАЯ ГРАВИТАЦИЯ <i>Гальцов Д.В.</i>	142
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ САМОДЕЙСТВИЕ ВБЛИЗИ БЕЗВАКУУМНЫХ ДЕФЕКТОВ В МОДЕЛИ РЭНДАЛЛ-СУНДРУМА <i>Грац Ю.В., Михайлов А.С.</i>	153
КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ В СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ТЕОРИЯХ С КУБИЧНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ, РЕГУЛЯРИЗОВАННЫХ ВЫСШИМИ ПРОИЗВОДНЫМИ <i>Шевцова Е.С., Степаньянц К.В.</i>	156
СМЕШИВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗООНОВ В РАМКАХ МССМ С ЯВНЫМ НАРУШЕНИЕМ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ <i>Дубинин М.Н., Сукачев А.И.</i>	158
ЭФФЕКТИВНОЕ УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ <i>Савченко А.М., Садовникова М.Б.</i>	161
РАСЧЕТ ФАЗОВЫХ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ В ДИСКРЕТНОЙ МОДЕЛИ ВЛАСОВА – ДАРВИНА <i>Бородачѳв Л.В., Коломиец Д.О.</i>	162
АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛОКАЛЬНЫХ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ УРАВНЕНИЙ, МОДЕЛИРУЮЩИХ ПРОЦЕСС "ВЛАСТЬ–ОБЩЕСТВО" <i>Никитин А.Г.</i>	165
ОЦЕНКИ ПОГРЕШНОСТИ ПРИБЛИЖѳННЫХ РЕШЕНИЙ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВОЛНОВОДОВ <i>Боголюбов А.Н., Малых М.Д., Панин А.А.</i>	166
КИРАЛЬНЫЙ РЕЗОНАТОР С ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ ГРАНИЦЕЙ <i>Боголюбов А.Н., Малых М.Д., Мухартова Ю.В.</i>	169
ОБЩАЯ СХЕМА АСИМПТОТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ НЕРАВЕНСТВ <i>Нефедов Н.Н.</i>	172
К ПРОБЛЕМЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЛАПЛАСИАНА ЭЙКОНАЛА <i>Химченко Б.Н.</i>	173
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧ СОВМЕСТНОЙ РАЗРАБОТКИ ПРИРОДНЫХ РЕСУРСОВ <i>Королев Ю.М., Голубцов П.В.</i>	173

Подсекция «Методика преподавания»

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ ПО РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ РАЗДЕЛА «МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА» КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ <i>Миронова Г.А., Брандт Н.Н., Салецкий А.М.</i>	179
ТЕСТИРОВАНИЕ КАК СОСТАВНАЯ ЧАСТЬ ЭКЗАМЕНА <i>Неделько В.И., Хунджиа А.Г.</i>	181
СИСТЕМА ТЕКУЩЕГО КОНТРОЛЯ УСПЕВАЕМОСТИ СТУДЕНТОВ <i>Кузнецов А.А., Стопани К.А.</i>	184
НОВЫЕ ЗАДАЧИ ОБЩЕГО ЯДЕРНОГО ПРАКТИКУМА ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МГУ ИМ. М.В.ЛОМОНОСОВА <i>Е.В.Широков</i>	186
СИСТЕМА ДИСТАНЦИОННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ ШКОЛЬНИКОВ г. МОСКВЫ К ОЛИМПИАДАМ ПО ФИЗИКЕ <i>Лукашёва Е.В., Парфёнов К.В., Пастуцан А.М., Рыжиков С.Б., Селиверстов А.В., Семёнов М.В., Старокуров Ю.В., Харабадзе Д.Э., Чистякова Н.И., Шведов О.Ю., Якута А.А., Якута Е.В., Яценко И.В.</i>	187
НЕКОТОРЫЕ ПОЛЕЗНЫЕ РИСУНКИ ДЛЯ КУРСА ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ <i>Быков А.В., Митин И.В., Салецкий А.М.</i>	190
МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ ПО РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ МЕХАНИКИ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МГУ ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА <i>Русаков В.С., Слепков А.И., Чистякова Н.И., Никанорова Е.А.</i>	192
ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АПРОБАЦИИ НОВОГО УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА (УЧЕБНИК «ФИЗИКА-7», АВТОРЫ А.В. ГРАЧЕВ, В.А. ПОГОЖЕВ, А.В. СЕЛИВЕРСТОВ) <i>Боков П.Ю., Грачев А.В., Погожев В.А.</i>	195
ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ КУРСА ФИЗИКИ В ОБЩЕОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ШКОЛЕ (НА ПРИМЕРЕ НОВОГО УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА) <i>Боков П.Ю., доцент Грачев А.В., доцент Погожев В.А.</i>	197
ЗАДАЧА СПЕЦИАЛЬНОГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА «РЕНТГЕНОВСКИЙ ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ» <i>Русаков В.С., Лукьянова Е.Н.</i>	200
ДЕМОНСТРАЦИЯ ДИФФУЗИИ ПАРОВ ВОДЫ <i>Рыжиков С.Б.</i>	201

Подсекция « Науки о Земле»

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ИЗМЕНЧИВОСТЬ СКОРОСТИ ВЕТРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ДИСТАНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ <i>Юшков В.П.</i>	205
ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ ПРИРОДНЫХ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ <i>Трухин В.И., Максимочкин В.И., Минина Ю.А.</i>	209
МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ГЛАВНОГО ЗДАНИЯ МГУ <i>Марченков А.Ю., Сергеев В.В., Смирнов В.Б.</i>	212
ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ РАСКРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПРИРОДНОМ КРЕМНЕЗЕМЕ <i>Петрунин Г.И., Попов В.Г.</i>	214
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ КОЛЬЦЕВЫХ АЭРОГИДРОКАНАЛОВ НА ПАРАМЕТРЫ ВЕТРОВЫХ ВОЛН <i>Шелковников Н.К., Мочулин П.В.</i>	218
ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ПРОФИЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ ВОДЫ И ВОЗДУХА ПРИ СВОБОДНОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ <i>Андреев Е.Г., Плаксина Ю.Ю., Аксёнов В.Н., Аксёнов С.Н.</i>	220
ТЕРМОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КИМБЕРЛИТОВ БОТСВАНЫ <i>Максимочкин В.И., Трухин В.И., Хахалова А.Е.,</i>	221
ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМНОГО ПОДХОДА В ЭКОЛОГИИ <i>Гордиенко В.А., Старкова М.В.</i>	225
Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»	
ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ В НЕРАВНОВЕСНОМ ГАЗЕ <i>Винниченко Н.А., Уваров А.В.</i>	237
ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ И ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНЫХ СМЕСЯХ <i>Шибков В.М., Шибкова Л.В., Карачев А.А., Константиновский Р.С.</i>	239
ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ПРОЦЕССЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА <i>Шибков В.М., Шибкова Л.В., Карачев А.А., Константиновский Р.С.</i>	243

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ТОНКИХ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНOK
С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО
В РЕЖИМЕ ПАРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Шибков В.М., Шибкова Л.В., Карачев А.А., Константиновский Р.С...... 247

ЭНЕРГОВКЛАД В ГАЗ ПРИ РАЗВИТИИ ПОВЕРХНОСТНОГО
РАСПРЕДЕЛЕННОГО СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА НАНОСЕКУНДНОЙ
ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В., Сысоев Н. Н. 251

ИНИЦИАЦИЯ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ ИМПУЛЬСНЫМ РАЗРЯДОМ
НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ

Ваулин Д.Н., Ершов А.П., Черников В.А. 254