

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

**ЛОМОНОСОВСКИЕ
ЧТЕНИЯ**

Секция физики

Апрель 2012 года

СБОРНИК
ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

2012

Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова

Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики

16–25 апреля 2012 года

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

Москва
Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова
2012

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2012. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ. Сборник тезисов докладов. — М., Физический факультет МГУ, 2012, 148 с.

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

Высокий уровень представляемых на конференцию докладов обусловлен тем, что наиболее глубокие по научному содержанию доклады будут представлены на университетские премии имени 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 пятидесяти докладов, которые будут сделаны на заседании восьми подсекций секции «Физика», соавторами этих докладов являются около ста двадцати 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 *Н.Н.Сысоев*

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 26.03.2012 г.
Объем 10 п.л. Тираж 85 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

ПАРАДИГМА АПЕРИОДИЧНОСТИ В ОПТИКЕ

Ст.науч.сотр *Зотов А.М.*, профессор *Короленко П.В.*,
инженер *Мишин А.Ю.*, науч.сотр. *Рыжикова Ю.В.*

Кратко рассмотрены проявления аперииодичности в живой и неживой природе. Обсуждается ее роль в расширении информационной емкости и повышении устойчивости различных типов физических и биологических объектов. На примере ряда оптических явлений и процессов, связанных, в частности, с развитием детерминированного хаоса, показано, что аперииодичность часто сочетается с фрактальными признаками, проявляющимися в структуре объектов и их характеристиках.

Более подробно проблема связи аперииодичности с фрактальными характеристиками численно проанализирована на примере аперииодических многослойных структур (АМС), построенных с использованием свойств числовых последовательностей Морса-Туэ, Фибоначчи, двойного периода и Рудин-Шапиро. Целью анализа является установление общей количественной закономерности, определяющей взаимосвязь скейлинга в спектрах отражения АМС с элементами самоподобия в фурье – образах рассматриваемых структур.

АМС могут быть представлены в виде блоков элементов A и B , соответствующих различным уровням сложности [1]. Блоки первых структурных уровней АМС Морса – Туэ запишутся как $S_0 = A$; $S_1 = AB$; $S_2 = ABBA$ и т.д. Переход к каждому более высокому структурному уровню может быть осуществлен с помощью правила замены: $A \rightarrow AB$, $B \rightarrow BA$. Первые уровни АМС двойного периода характеризуются блоками: $S_0 = A$; $S_1 = AB$; $S_2 = ABAA$; $S_3 = ABAAABAB$. Переход к более высоким уровням подчиняется правилу: $A \rightarrow AB$; $B \rightarrow AA$. Подобные алгоритмы используются и при построении других аперииодических систем, а также их различных модификаций. Величины A , B и порядок их следования определяют чередование слоев с высоким и низким показателями преломления в многослойных аперииодических системах.

В отличие от других работ, выполненных по указанной тематике, в данной работе наряду с четвертьволновыми системами (АМС 1-го типа) рассмотрены АМС с одинаковой физической толщиной слоев и целочисленными значениями показателей преломления (АМС 2-го типа).

При расчете спектров отражения АМС использовался известный матричный метод [2]. Для удобства сравнения спектров отражения различных типов АМС большинство расчетов были выполнены в предположении, что слои A имеют показатель преломления $N_A = 2$, а слои B – $N_B = 3$. Считалось, что показатель преломления среды, окружающей АМС равен $N_C = 1$. Для того, чтобы отчетливее представить в спектральных зависимостях АМС положение и форму запрещенных зон, где коэффициент отражения по мощности R близок к единице, использовалась величина, характеризующая отражение (или пропускание) системы: $r = -\log_a(1-R)$ ($a = 3$). Фу-

рье-образы АМС рассчитывались путем фурье-преобразования системы дельта-функций, координаты которых определяются положением границ между слоями. При анализе скейлинга в рассчитываемых зависимостях использовалось представление о кластерной (массовой) фрактальной размерности [3]. Для оценки структурного соответствия в графических представлениях характеристик АМС помимо фрактальной параметризации использовались корреляционный анализ и вейвлет-преобразования.

Всем вышеуказанным АМС (за исключением системы Рудин-Шапиرو) свойственно определенное внутреннее самоподобие. При определенном объединении элементов A и B эти системы переходят сами в себя. Тем самым им можно поставить в соответствие внутренний коэффициент скейлинга ζ . Для систем Морса-Туэ и двойного периода $\zeta = 2$, для системы Фибоначчи $\zeta = 1,6$. Структурное соответствие характеристик АМС иллюстрирует рис. 1.

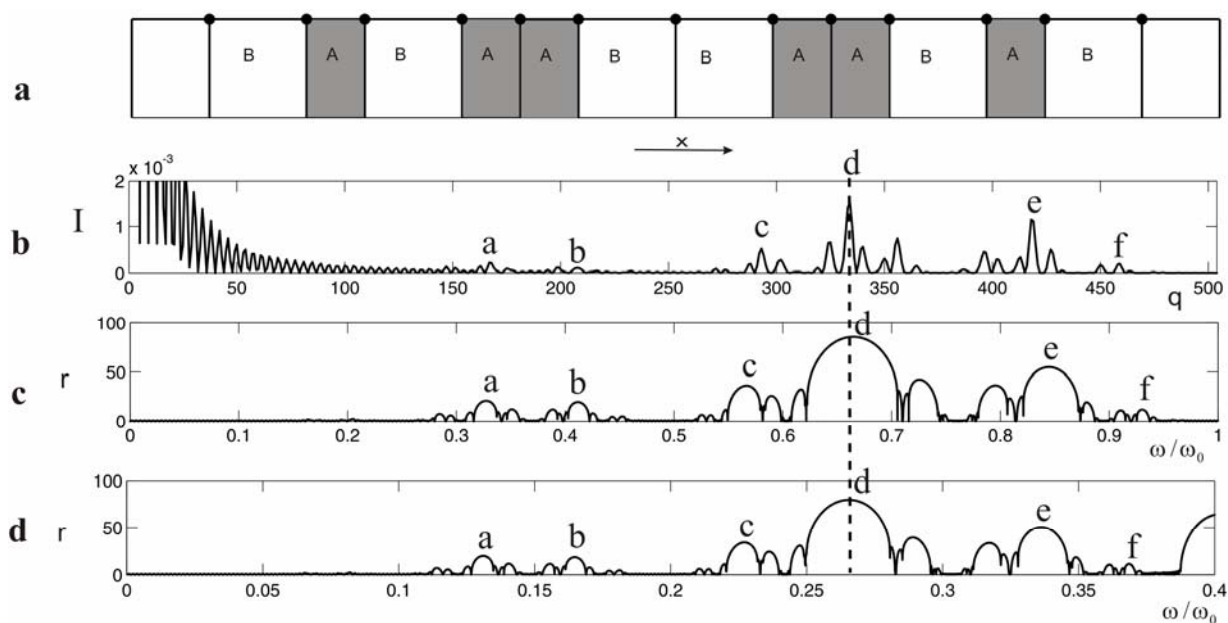


Рис.1. АМС Морса-Туэ. а – структура АМС (точки определяют координаты x границ между слоями), б – фурье – образ АМС по интенсивности I , в – спектр отражения АМС 1-го типа, д – спектр отражения АМС 2-го типа (512 слоев).

Здесь q – нормированная пространственная частота, ω – частота падающей волны, частота ω_0 в случае АМС 1-го типа соответствует фазовым набегам в слоях равным $\pi/2$, в случае АМС 2-го типа в слоях A фазовый набег равен $n_A \cdot \pi/2$ а в слоях B – $n_B \cdot \pi/2$. Из рис.1 видно, что имеет место определенное соответствие величины и положения основных максимумов в графических представлениях фурье-образа и спектрах отражения АМС 1-го и 2-го типов. Обнаруживается также, что эти максимумы образуют фракталоподобную структуру. Так, структура максимумов в области пиков а, б подобна структуре максимумов в области пиков д, е. Коэффициент скейлинга ζ , оп-

ределяемый отношением размеров самоподобных областей (de/ab), оказывается близким к внутреннему коэффициенту скейлинга всей многослойной структуры. Близкими к значению внутреннего коэффициента скейлинга оказываются также величины кластерной фрактальной размерности, оцениваемой в области расположения самоподобных элементов в фурье-образе и в спектрах отражения. Схожесть поведения приведенных графиков подтверждают как высокие значения их коэффициентов корреляции, так и близкие по своей структуре картины вейвлет-коэффициентов. Установленная закономерность, характеризующая общность скейлинга в характеристиках АМС, как показали расчеты, справедлива также и для других АМС. Исключение составляет АМС Рудин-Шапино, что, видимо, объясняется отсутствием в этой системе внутреннего самоподобия.

Несмотря на схожесть скейлинговых характеристик АМС 1-го и 2-го типов, АМС 2-го типа обладают рядом специфических свойств. Во-первых, оптически запрещенные зоны в АМС 2-го типа характеризуются существенно меньшей шириной. Во-вторых, по сравнению с АМС 1-го типа они обнаруживают высокую чувствительность к малому изменению показателей преломления слоев. Это свойство может быть использовано в оптических переключателях и быстродействующих логических ячейках, если определенные слои в АМС будут изготавливаться из материала с нелинейными свойствами. Большое количество запрещенных зон в АМС позволяет придать таким устройствам многоканальный характер.

Литература

1. E.L. Albuquerque, M.G. Cottam // Phys. Rep. 2003. V. 376. P. 225.
2. Э.С. Путилин Оптические покрытия. Учебное пособие по курсу «Оптические покрытия». СПб: СПбГУИТМО, 2005. 197 с.
3. Е. Федер. Фракталы. М.: Мир, 1991. 254 с.

МОДИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОДНОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ПРОЦЕССЕ СИНТЕЗА

Мл. науч. сотр. *Гребенюков В.В.* профессор *Сухоруков А.П.*,
зав. лаб. спектроскопии наноматериалов ИОФ РАН *Образцова Е.Д.*

Углеродные нанотрубки, со времени своего открытия в 1991 году, стали довольно изученным материалом, с широким спектром потенциальных применений. Высокая удельная прочность нанотрубок делает их отличным структурным элементом для различных композитов и нитей, высокое соотношение длины и диаметра позволяет использовать нанотрубки как практически идеальные зонды и иглы. Эффективность использования механических

свойств нанотрубок в настоящее время зависит лишь от развития технологических процессов, и постоянно растёт.

Уникальность оптических и электронных свойств однослойных углеродных нанотрубок определяется двумя факторами. Во-первых, являясь квазиодномерной структурой, однослойная углеродная нанотрубка обладает характерным видом плотности электронных состояний со множеством сингулярностей Ван-Хова. Во-вторых, будучи, по сути, свёрнутым в трубку уединённым листом графита (графена), однослойная углеродная трубка обладает различными электронными свойствами в зависимости от способа сворачивания (хиральности). Получающаяся электронная структура хорошо описывается «методом складывания зоны» [1], и наличие у графена точки соприкосновения валентной зоны и зоны проводимости приводит к тому, что нанотрубка может обладать металлическим или полупроводниковым типом проводимости, с шириной запрещённой зоны до 1,4 эВ.

Таким образом, вариативность электронных свойств углеродных нанотрубок, теоретически, позволяет использовать их в качестве универсального «кирпичика» электронных схем, состоящих исключительно из одного вида атомов. На практике же основная трудность заключается в том, что в процессе синтеза получают нанотрубки самых разнообразных хиральностей и, как следствие, неоднородных электронных свойств. Современные методы синтеза могут определять некоторое распределение диаметров нанотрубок, но не их хиральность, поэтому актуальными являются задачи либо разделения нанотрубок по их хиральностям и типу проводимости, либо модификации нанотрубок.

Разделение нанотрубок по хиральностям осуществимо с помощью молекул ДНК, с помощью ультрацентрифугирования, а также с помощью электрофореза через гель [2] – последний способ является наиболее перспективным с технологической точки зрения за счёт своей простоты и масштабируемости. В то же время, модификация нанотрубок с помощью допирования может позволить добиться электронных свойств, недостижимых для чистых углеродных нанотрубок.

Допировать углеродные нанотрубки возможно, например, путём обработки чистого образца различными кислотами. Этот способ приводит к возникновению большого числа дефектов, и его реализация затруднена ввиду высокой химической стабильности углеродных нанотрубок. Вторым способом является модификация нанотрубок непосредственно в процессе синтеза с целью создания стабильной гетероструктуры. Например, гексагональный нитрид бора обладает схожими с графитом параметрами кристаллической решётки, способен образовывать нанотрубки, и образование гетероструктуры с углеродными нанотрубками теоретически возможно [3].

Для модификации нанотрубок был применён метод синтеза в электрической дуге прямого тока. На первом этапе каталитическая смесь, используемая для роста однослойных углеродных нанотрубок, была модифицирована путём добавления в неё порошка нитрида бора в гексагональной фазе. Исследо-

валась зависимость оптических и электронных свойств в зависимости от концентрации нитрида бора. Для этого в основном использовались методы спектроскопии комбинационного рассеяния света и оптического поглощения (Рис. 1).

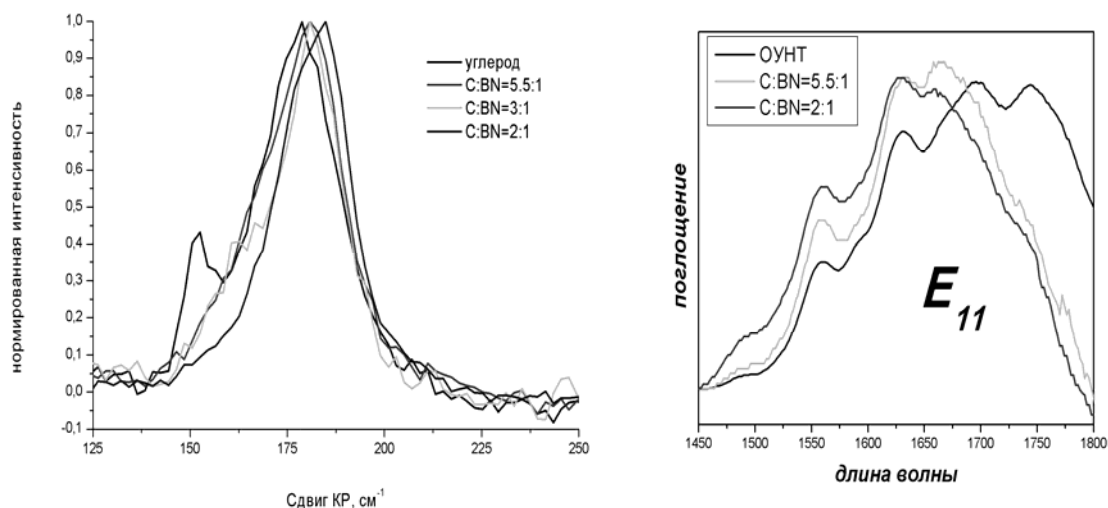


Рис. 1. Спектры КР дыхательной моды (слева) и спектры поглощения (справа) нанотрубок, синтезированных из каталитических смесей с различной концентрацией нитрида бора

Исследования показали, что увеличение концентрации нитрида бора в каталитической смеси приводит к сдвигам пиков дыхательной моды КР и E_{11} оптического поглощения в сторону более высоких частот. Это может свидетельствовать о формировании нанотрубочной гетероструктуры. Вместе с тем, увеличение концентрации примесей в каталитической смеси

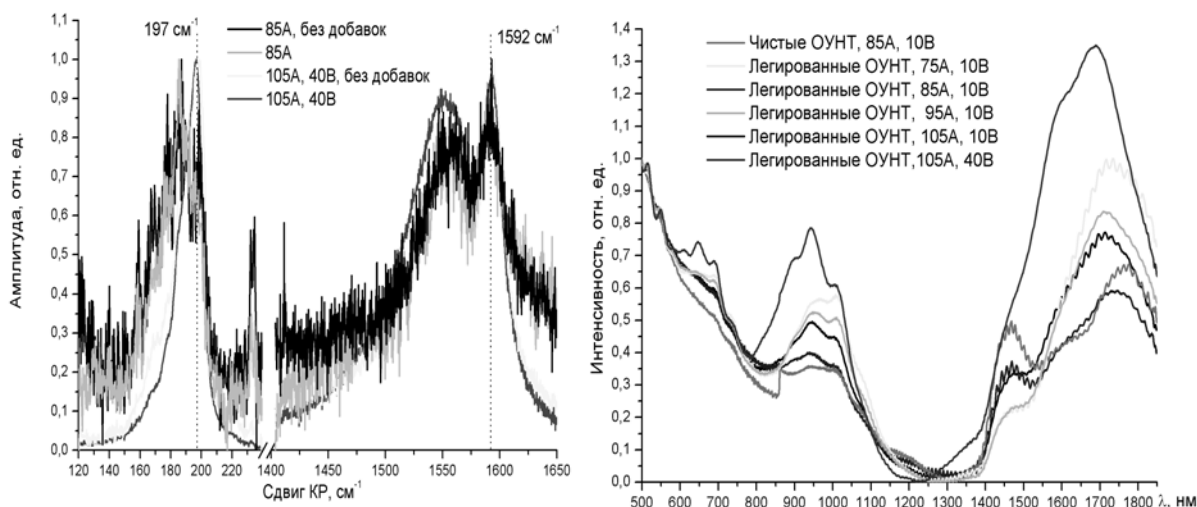


Рис. 2. Спектры КР (слева) и спектры поглощения (справа) нанотрубок, синтезированных из каталитических смесей с различным тепловыделением в дуге.

приводит к ухудшению качества синтеза углеродных нанотрубок и снижению их содержания в получающихся образцах сажи.

Для улучшения качества получаемых образцов, были приготовлены каталитические смеси с достаточной для наблюдения эффектов допирования концентрацией примесей, но всё ещё достаточно малой для сохранения стабильности синтеза. Для активации примесных добавок мощность тепловыделения в дуге была увеличена. Была исследована зависимость оптических и электронных свойств полученных таким способом нанотрубок от мощности дуги (рис.2). Было установлено, что увеличение тепловыделения в дуге приводит к получению нанотрубок с изменёнными оптическими характеристиками даже при малых концентрациях допирующих примесей.

Литература

[1] R. Saito, M. Fujita, G. Dresselhaus, M. S Dresselhaus, "Electronic structure of chiral graphene tubules": Applied Physics Letters, 60, 1992, стр. 2201-2206.

[2] Takeshi Tanaka, Hehua Jin, Yasumitsu Miyata, Hiromichi Kataura, "High-Yield Separation of Metallic and Semiconducting Single-Wall Carbon Nanotubes by Agarose Gel Electrophoresis": Applied Physics Express, 1, 2008, стр. 114001.

[3] Tomoaki Yoshioka, Hidekatsu Suzuura, Tsuneya Ando, "Electronic States of BCN Alloy Nanotubes in a Simple Tight-Binding Model": Journal of the Physical Society of Japan, 72, 2003, стр. 2656-2664.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ НА ЦЕНТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ZnWO_4 ПРИ УФ И ВУФ ВОЗБУЖДЕНИИ

Мл.науч.сотр. *Крутяк Н.Р.*, науч.сотр. *Спасский Д.А.*,
профессор *Михайлин В.В.*

Вольфрамат цинка ZnWO_4 является перспективным сцинтилляционным материалом для криогенных сцинтилляционных болометров [1]. Этот тип детекторов регистрирует как фотонный, так и фононный отклик при взаимодействии детектора с регистрируемой частицей, что дает ему ряд преимуществ перед традиционными сцинтилляционными детекторами.

В настоящей работе исследована серия образцов ZnWO_4 (нелегированных и легированных), полученных в разных лабораториях. Исследованные монокристаллы были выращены традиционным методом Чохральского (Институт сцинтилляционных материалов НАН Украины, г. Харьков, Украина) и методом Чохральского с низким температурным градиентом (Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, г. Новосибирск). Измерения проводились на установке Superlumi (ДЭЗИ, г. Гамбург, Германия) и на лабораторной установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. Были получены спектры люминесценции при УФ и ВУФ – возбуждении, спектры возбуждения люминесценции и отражения, а также кривые термостати-

мулированной люминесценции (ТСЛ). Измерения проводились в температурном диапазоне 10–300 К.

Целью работы является изучение процессов, оказывающих влияние на перенос энергии возбуждения на центры собственного свечения на конечных стадиях релаксации высокоэнергетических возбуждений. Для этого были проанализированы спектры возбуждения люминесценции в области края фундаментального поглощения и непосредственно в области фундаментального поглощения. Поскольку потенциальное применение ZnWO_4 предполагает работу в условиях низких температур, особое внимание уделялось анализу спектров, полученных при низких температурах.

Полученные результаты, в частности анализ и сравнение температурных зависимостей и кривых ТСЛ исследованных кристаллов, позволили определить факторы, влияющие на температурную зависимость интенсивности люминесценции. В работе обсуждается роль конкуренции между центрами собственного свечения и свечения, связанного с дефектами кристаллической структуры, а также влияние мелких ловушек на эффективность переноса энергии на центры собственного свечения.

Поскольку недавно было показано, что легирование одновалентными металлами и ионами фтора позволяет заметно улучшить пропускание и световой выход сцинтилляций в вольфрамате цинка [2], нами также проведено исследование оптико-люминесцентных свойств кристаллов $\text{ZnWO}_4:\text{F}$, $\text{ZnWO}_4:\text{Li},\text{F}$. Установлено, что легирование ионами фтора и лития вызывает уменьшение интенсивности свечения при межзонном возбуждении и не влияет на спектральный состав люминесценции.

Литература

1. H. Kraus, F.A. Danevich, S. Henry et al. ZnWO_4 scintillators for cryogenic dark matter experiments // Nucl. Instr. Meth. A. - 2009. - V. 600. P. 594.
2. L. Nagornaya, A. Dubovik, Yu Vostretsov et al. Growth of ZnWO_4 crystals scintillators for high sensitivity double 2β experiments // IEEE Transactions on Nuclear Science. - 2008. - V. 55. - N. 3. - P. 1469

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ $\text{Gd}_3(\text{Ga}, \text{Al})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$

Ст. науч. сотр. *Васильева Н.В.*, аспирант *Рандошкин И.В.*, науч. сотр. *Спасский Д.А.*, зав.лаб. *Плотниченко В.Г.*, ст. науч. сотр. *Соколов В.О.*

На 11 Международной конференции по неорганическим сцинтилляторам и их применениям (SCINT 2011) был заявлен новый сцинтиллятор на основе монокристалла $\text{Gd}_3(\text{Ga}, \text{Al})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$ [1], который обладает высоким световыходом – 46000 photon/MeV, хорошим энергетическим разрешением – 4.9% @ 662 keV, высокой плотностью – 0 6,63 г/см³ и сам не является радиоактивным и гидро-

скопическим материалом. Кристаллы выращивали двумя методами: micro-pulling-down (μ -PD) и методом Чохральского (Cz) с различной концентрацией Al и Ce. В результате экспериментов был выращен методом Cz 2-х дюймовый монокристалл $\text{Gd}_3\text{Ga}_3\text{Al}_2\text{O}_{12}:\text{Ce}1\%$ с уникальными свойствами, описанными выше. Эти монокристаллы можно использовать не только как детекторы гамма-излучения, но и для приложений к детекторам нейтронов.

При исследовании эпитаксиальных пленок $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$, выращенных из переохлажденных растворов-расплавов на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--B}_2\text{O}_3$ и $\text{PbO--B}_2\text{O}_3$ на изоморфных подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией $\langle 111 \rangle$ методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) было установлено, что ионы Ce не люминесцируют в этой матрице при комнатной температуре [2].

Целью данной работы являлось выращивание эпитаксиальных пленок $\text{Gd}_3(\text{Ga},\text{Al})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$ из переохлажденных растворов-расплавов на основе $\text{PbO--B}_2\text{O}_3$ с концентрацией оксида алюминия $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ от 0,5 до 1,5 моль.% и исследование оптического поглощения и люминесценции в них.

Пленки выращивали по стандартной технологии жидкофазной эпитаксии в платиновых тиглях. Исследования роста эпитаксиальных пленок $\text{Gd}_3(\text{Ga},\text{Al})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$ проводились из 8 растворов-расплавов, содержащих концентрацию оксида церия $C(\text{CeO}_2)$ от 0,1 до 0,5 мол.% и $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ от 0,5 до 2,0 мол.%. Максимальная толщина выращенных эпитаксиальных пленок составляла 14 мкм, а максимальная скорость роста, реализованная в экспериментах, достигала 0,3 мкм/мин.

В спектрах поглощения пленок $\text{Gd}_3(\text{Ga},\text{Al})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$ наблюдалась полоса поглощения ионов Pb^{2+} с максимумом на длине волны 280 нм, соответствующая электронному $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ переходу. Обнаружены две полосы поглощения иона Ce^{3+} , соответствующие разрешенным $4f \rightarrow 5d$ переходам, с максимумами на 340 и 432 нм (рис.1, кривая 2) при $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ 1,0 мол.% и $C(\text{CeO}_2)$ 0,2 мол.%. Обнаружен сдвиг полос поглощения иона Ce^{3+} в пленках $(\text{Pb},\text{Ce},\text{Gd})_3(\text{Ga},\text{Al})_5\text{O}_{12}$ по сравнению с полосами этого иона в пленке $(\text{Pb},\text{Ce},\text{Gd})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (рис.1, кривая 1).

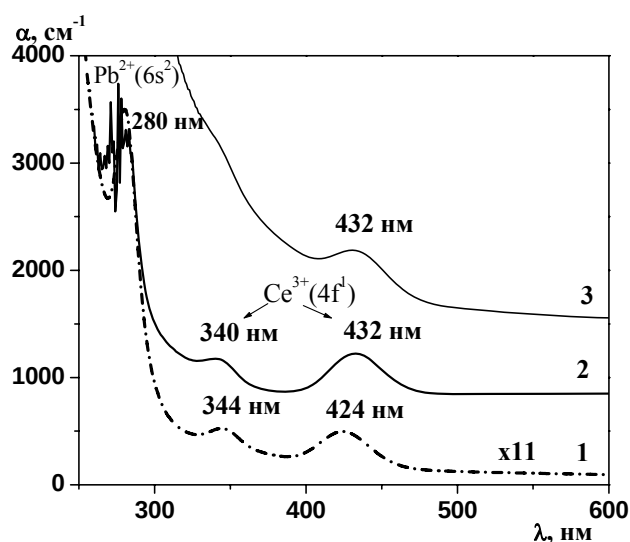


Рис.1. Спектры оптического поглощения в пленках $(\text{Pb},\text{Ce},\text{Gd})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (1), $(\text{Pb},\text{Ce},\text{Gd})_3(\text{Ga},\text{Al})_5\text{O}_{12}$ (2) при $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ 1,0 мол.% и $C(\text{CeO}_2)$ 0,2 мол.%, $(\text{Pb},\text{Ce},\text{Gd})_3(\text{Ga},\text{Al})_5\text{O}_{12}$ (3) при $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ 1,5 мол.% и $C(\text{CeO}_2)$ 0,2 мол.%.

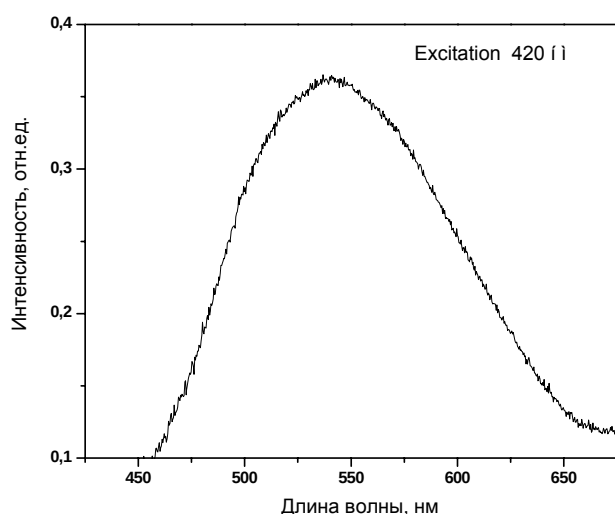


Рис.2. Спектр люминесценции эпитаксиальной пленки $(\text{Pb,Ce,Gd})_3(\text{Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ ($\text{C}(\text{Al}_2\text{O}_3)$ 1,0 мол.% и $\text{C}(\text{CeO}_2)$ 0,2 мол.%) при возбуждении на длине волны 420 нм.

В пленках $(\text{Pb,Ce,Gd})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ нами не обнаружена люминесценция ионов Ce^{3+} при возбуждении на длинах волн 300, 344, 424 нм. В пленках $(\text{Pb,Ce,Gd})_3(\text{Ga,Al})_5\text{O}_{12}$, выросших из растворов-расплавов содержащих $\text{C}(\text{Al}_2\text{O}_3)$ 1,0 мол.% и $\text{C}(\text{CeO}_2)$ 0,2 мол.%, наблюдалась слабая люминесценция ионов Ce^{3+} с максимумом на 540 нм при возбуждении на длине волны 420 нм (рис.2).

Таким образом, при введении ионов алюминия в структуру гадолиний-галлиевого граната, легированного ионами церия, наблюдается слабая лю-

минесценция ионов Ce^{3+} с максимумом на 540 нм при возбуждении на длине волны 420 нм.

Литература

1. Kamadaa K., Yanagidab T., Endoa T., Tsutumia K., Usukia Y., Nikl M., Fujimotob Y., Fukaborib A. and Yoshikawab A. Abstracts of the 11th Intern. Conf. on Inorganic Scintillators and their Applications, 11–16 September, 2011, Giessen, Germany, O5.3
2. Рандошкин Иван Lambert Academic Publishing 2011, 56 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСИТОННЫХ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ В СУЛЬФИДЕ КАЛЬЦИЯ

Аспирант *Киркин Р.В.*, профессор *Васильев А.Н.* (НИИЯФ), профессор
Михайлин В.В.

Экситоны в диэлектрических кристаллах уже много десятков лет привлекают внимание специалистов в области спектроскопии, так как они играют важную роль в процессах передачи энергии в области вблизи края фундаментального поглощения. Однако механизмы образования и разрушения экситонов до сих пор широко обсуждаются.

В данной работе была принята попытка смоделировать спектр возбуждения люминесценции, возбуждаемой через экситонный канал, в области выше порога фундаментального поглощения. Экситоны в области создания электронно-дырочных пар образуются в результате захвата электронов на автолокализован-

ных дырках после релаксации носителей за счет электрон-фононного взаимодействия. В качестве модели использовалась неподвижная дырка и электрон в кристалле с начальной кинетической энергией меньше ширины запрещенной зоны энергий. Для простоты предполагалось, что электрон взаимодействует только с продольными оптическими и акустическими фононами. Электрон, рассеиваясь на фононах, теряет тем самым энергию и может быть захвачен полем неподвижной дырки с образованием экситонного состояния.

В качестве материала для исследований был выбран сульфид кальция. Это достаточно хорошо изученный материал, поэтому в литературе можно найти необходимые для вычислений параметры, есть возможность сравнить полученные результаты с экспериментальными данными. Кроме того, CaS имеет простую кристаллическую структуру, что позволяет вычислить некоторые специфические, но необходимые для расчетов параметры.

В результате данного исследования были смоделированы экситонные спектры возбуждения CaS путем моделирования зависимости вероятности образования экситона в вышеупомянутой модели от начальной кинетической энергии электрона. Произведено сравнение полученных спектров с экспериментальными данными.

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНЫХ ПЛАЗМОННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Мл. науч. сотр. *Щербаков М.Р.*, научный сотрудник *Долгова Т.В.*,
ст. науч. сотр. *Ежов А.А.*, профессор *Федянин А.А.*

Существует класс наноструктурированных сред, называемых плазмонными метаматериалами [1], оптические свойства которых определяются возбуждением в них плазмон-поляритонов (ПП) – связанных колебаний электромагнитного излучения и плазмы свободных электронов металла [2]. Отличительной особенностью метаматериалов является то, что их отклик на внешнее электромагнитное излучение определяется скорее формой наноструктурирования, чем диэлектрическими свойствами веществ, из которых он изготовлен. Простейшими примерами плазмонных метаматериалов являются тонкие поликристаллические пленки благородных металлов, анизотропно структурированные в их плоскости; такая форма структурирования наводит оптическую анизотропию, несмотря на изотропность исходных материалов [3-6]. Оптическая анизотропия метаматериалов, усиленная резонансным возбуждением ПП, позволяет использовать их в качестве традиционных поляризационных элементов, таких как поляризатор и волновая пластина, несмотря на субволновые толщины используемых пленок [6, 7]. Возможности современных литографических методик, производящих структурирование тонкопленочных сред на масштабах вплоть до сотых долей длины волны электромагнитного излучения видимого диапазона, позво-

ляют создавать более сложные формы метаматериалов, которые обладают уникальными электромагнитными свойствами, такими как отрицательный показатель преломления и оптический магнетизм [1,8].

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований спектральных, временных и ближнепольных характеристик оптического отклика оптически анизотропных плазмонных метаматериалов, в которых возможно возбуждение ПП для одной из собственных поляризаций электромагнитного излучения видимого и ближнего инфракрасного диапазонов. Показано, что величина эффектов линейного двулучепреломления и линейного дихроизма зависит от типа и параметров резонанса ПП, присущего среде. Продemonстрирована принципиальная возможность осуществления произвольного поляризационного преобразования с помощью анизотропной наноструктуры, поддерживающей возбуждение распространяющихся ПП со спектральной формой линии типа Фано. Впервые экспериментально продемонстрирована сверхбыстрая динамика поляризации фемтосекундных лазерных импульсов, отраженных от поверхности плазмонной среды, обладающей оптической анизотропией [9]. Экспериментально получена карта распределения величины эффекта линейного дихроизма в ближнем оптическом поле плазмонных нанополос в условиях возбуждения локальных ПП [10,11]. Продemonстрирована субволновая плазмон-индуцированная модуляция эффекта линейного дихроизма, что позволяет утверждать о возможности использования данных метаматериалов в качестве субволновых поляризационных элементов.

Литература

1. V. M. Shalaev, *Science* **322**, 384 (2008).
2. Агранович В., Миллс Д.Л., Поверхностные поляритоны. — Наука, 1985.
3. J. Sung, M. Sukharev, E.M. Hicks, R.P. Van Duyne, T. Seideman, and K.G. Spears, *Journal of Physical Chemistry C* **112**, 3252 (2008).
4. S.-Y. Hsu, K.-L. Lee, E.-H. Lin, M.-C. Lee, and P.-K. Wei, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 013105 (2009).
5. M. R. Shcherbakov, M. I. Dobynde, T. V. Dolgova, D. P. Tsai, and A.A. Fedyanin, *Physical Review B* **82**, 193402 (2010).
6. Щербаков М.Р., Вабищевич П.П., Добындэ М.И., Долгова Т.В., Сигов А.С., Ванг Ч. М., Тсай Д.П., Федянин А. ., Письма в ЖЭТФ **90**, 478 (2009).
7. Y. Pang and R. Gordon, *Optics Express* **17**, 2871 (2009).
8. C. Rockstuhl, T. Zentgraf, E. Pshenay-Severin, J. Petschulat, A. Chipouline, J. Kuhl, T. Pertsch, H. Giessen, and F. Lederer, *Optics Express* **15**, 8871 (2007).
9. M.R. Shcherbakov, P.P. Vabishchevich, V.V. Komarova, T. V. Dolgova, and A.A. Fedyanin, arXiv:1105.4730v1 (2011).
10. Щербаков М.Р., Цема Б.Б., Ежов А.А., Панов В.И., Федянин А.А., Письма в ЖЭТФ **93**, 801 (2011).
11. M.R. Shcherbakov, B.B. Tsema, Yu.B. Tsema, A.A. Ezhov, V.I. Panov, D P. Tsai, and A.A. Fedyanin, *Physica C* (2012) (в печати), doi:j.physc.2011.12.021.

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКИЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
профессор А.Ф.Александров, профессор А.П.Сухоруков,
профессор В.А. Буров

СИСТЕМНЫЙ ВРЕМЯ-ЧАСТОТНЫЙ АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СИГНАЛОВ

Вед. науч. сотр. *Арсеньян Т.И.*, доцент *Сухарева Н.А.*,
профессор *Сухоруков А.П.*

Требования к анализу структуры сигналов в современных радиофизических приложениях зачастую содержат принципиально противоречивые условия, слабо совместимые не только с соотношением неопределённости, но и с принципом причинности. Наиболее сложны для подобных исследований нестационарные сигнальные последовательности, порождаемые при различных нелинейных взаимодействиях, со сложными фазо-частотными неоднородностями. Разрешение противоречия возможно при использовании квазивероятностного распределения Вигнера-Вилли (Wigner-Ville) [1-3], которое в ряде случаев может принимать отрицательное значение для сигнальных структур:

$$W_x(t, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t + \tau/2) \cdot x^*(t - \tau/2) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (1)$$

здесь $x(t)$ — исходный сигнал.

Предложен расширенный метод построения время-частотных распределений на базе отображений класса Коэна. Отличие от традиционного аппарата построения псевдораспределения для регистрируемого сигнала состоит в введении сигнал-детектора, выполняющего роль опорного сигнала и задающего начало отсчёта фазовых искажений и шкалу нестационарных частотно-энергетических распределений. Поскольку распределение Вигнера-Вилли строится на основе квадратичной функции от исходного сигнала, интерференционные процессы анализируются в приближении квадратичного принципа суперпозиции:

$$W_{x+y}(t, \omega) = W_x(t, \omega) + W_y(t, \omega) + 2 \operatorname{Re} \{W_{x,y}(t, \omega)\} \quad (2)$$

где

$$W_{x,y}(t, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t + \tau/2) y^*(t - \tau/2) e^{i\omega\tau} d\tau \quad (3)$$

Выражение (3) принято называть кросс-распределением Вигнера-Вилли. Фактически предлагаемый метод основан на анализе динамической квадратичной интерференции исходного и опорного сигналов, считавшейся ранее нежелательным эффектом, исключаемым из результирующих карт распределений наложением специальных временных и частотных фильтров [4]. Для сигнала с дислокацией фазы — пространственно-временного вихря, огибающая амплитуды которого задаётся уравнением вида [5]:

$$A(\tau, x, z=0) = \left(\frac{x}{w} + i \frac{\tau}{T} \right) \cdot \exp \left[- \left(\frac{x}{w} \right)^2 - \left(\frac{\tau}{T} \right)^2 \right], \quad (4)$$

(w — ширина, T — длительность вортикса), карты псевдораспределения в двух значениях координат представлены на рис.1.

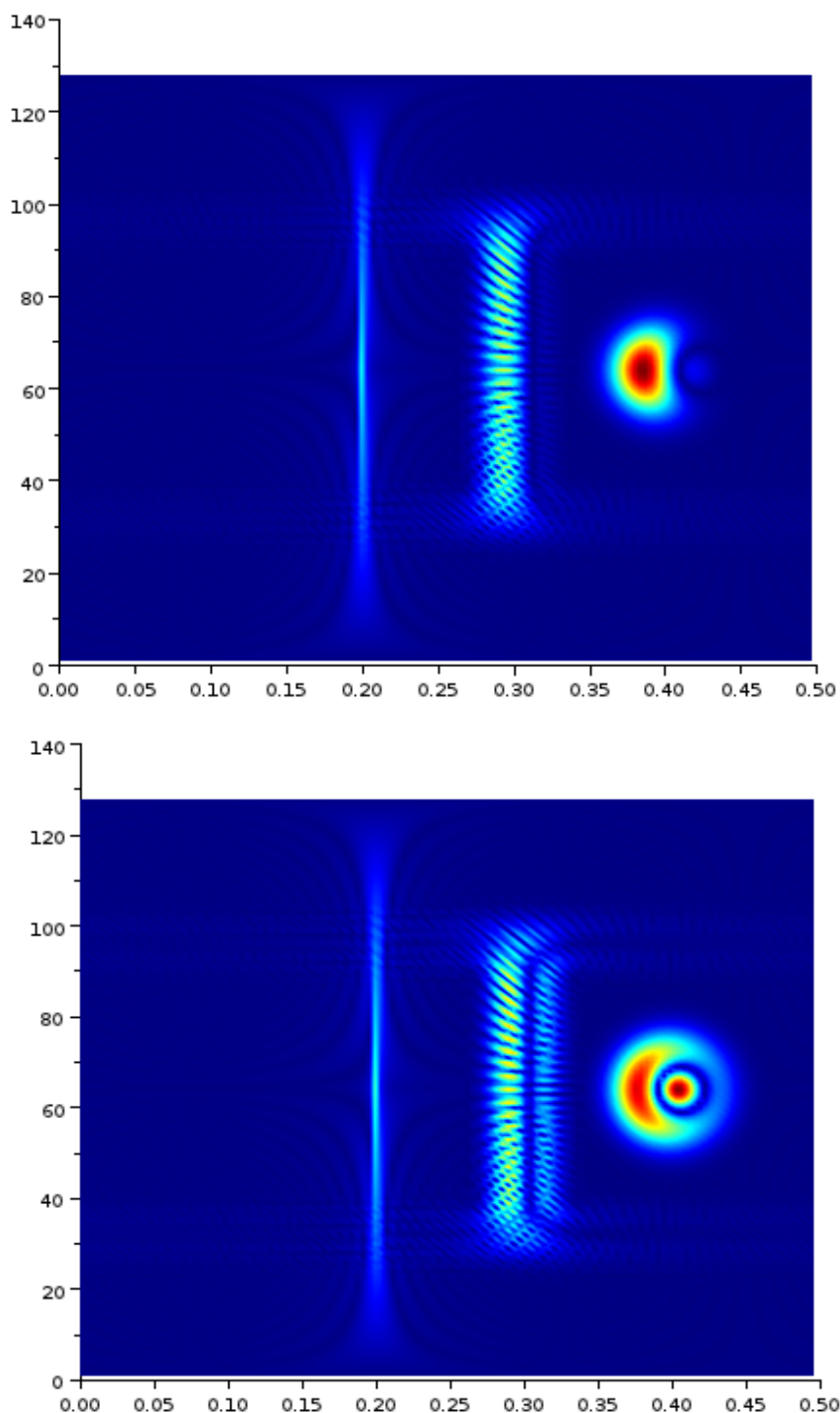


Рис.1. Время-частотные карты суперпозиции вортикса и монохроматического сигнал-детектора на относительных расстояниях 0.2 (сверху) и 0.6 (снизу)

Динамическая интерференционная картина, наблюдаемая на карте между областью вортекса и «струёй» сигнал-детектора имеет две чётко выраженные особенности:

1. расщепление на две интерференционные подсистемы, разделённые полосой узлов интерференции, и соответствующие интерференции составляющих вортекса с сигнал-детектором,
2. асимметрию «опережающей» и «запаздывающей» динамических интерференционных компонент, свидетельствующей об отсутствии осевой симметрии фазы вортекса.

Особое внимание уделено структуре и обсуждению детектирующего потенциала ядра интегрального квадратичного отображения. Детально разобрана работа с ядрами распределений Вигнера-Вилли, Пейджа, Борна-Жордана и их модификациями, обсуждаются правила отбора структуры ядер для достижения оптимального разрешения динамических частотных параметров сигналов различных классов. Предложены дополнительные виды ядер для изучения сигналов, порождаемых в переходных или релаксационных процессах.

Программная реализация используемого метода выполнена на базе исходных открытых текстов время-частотных преобразований Time Frequency Toolbox [6] для пакета Scilab [7] с добавлением компонентов модифицированных ядер, модулей аналитического продолжения сигнала и модулей построения сигнал-детекторов. Предложены оценки числа выполняемых операций при построении карты отображения заданной точности, необходимые для проектирования аппаратных решений на базе описанных отображений.

Литература

1. Cohen Leon. Time Frequency Analysis: Theory and Applications. Prentice Hall; 1994.
2. Шляйх В.П. Квантовая оптика в фазовом пространстве. М.: Физматлит, 2005, ISBN 5-9221-0540-X
3. Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. М., Физматлит, 2000.
4. Grochenig K. Foundations of time-frequency analysis, Birkhauser, 2001.
5. Сатарин А.К., Сухоруков А.П., Янгирова В.В. Пространственно-временные вортексы в дискретных волноводах // Изв. РАН. Сер. Физ. - 2006, Т. 70, No12, С. 1767-1770.
6. <http://tftb.nongnu.org>
7. <http://www.scilab.org>

ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННОЙ ПОСТОЯННОЙ И МЕТОДИКИ РАСЧЁТА G ПРИ СЛОЖНОЙ ФОРМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ТЕЛ

Вед. электроник *Шахпаронов В.М.*

Расчёт гравитационной постоянной при динамическом методе измерений является сложным и трудоёмким процессом. Он упрощается в частном случае, когда тела имеют шаровую форму [1]. Создано математическое обеспечение, позволившее осуществлять быструю и точную обработку результатов двумя независимыми методиками. Возник вопрос, можно ли расширить функциональные возможности этих методик для вычисления результатов измерений при сложной форме взаимодействующих тел. В качестве одного из примеров был выбран более простой для такого анализа эксперимент [2]. Он позволил убедиться в перспективности такого пути, основанного на предварительном вычислении моментов притяжения реальных тел.

Рассмотрим более сложный вариант [3], где грузы коромысла и притягивающие массы имели цилиндрическую форму. Программа, реализующая расчёт моментов притяжения рабочего тела весов, усложнилась. Рабочее тело весов и притягивающие тела расчленялись на малые ячейки. Возникло огромное количество комбинаций, вклады которых суммировались. В табл.1 даны моменты притяжения рабочего тела весов K_1 , грузов коромысла K_2 и коромысла K_3 в диапазоне φ от 1 до 18 мрад. При расчётах использовались следующие параметры. С учётом вытесненного воздуха притягивающие тела диаметром 18.0012 см и высотой 19.9531 см имели $M=39756.452$ г. Масса цилиндрических грузов коромысла длиной 1.63905 см и диаметром 1.6415 см с осевым отверстием диаметром 0.3015 см составляла 29.9198 г. Круглые концы коромысла длиной 1.64065 см и диаметром 0.3 см имели массу по 0.51533 г. Остальная масса коромысла шириной 0.3906 см, высотой 0.4071 и длиной плеч 16.92935 см составила 23.9084 г. Центры масс грузов находились на расстоянии 17.74845 см от оси вращения весов. Полагалось, что центры масс притягивающих цилиндров располагались на расстояниях $L_1=28.99080$, $L_2=30.99095$, $L_3=33.99040$, $L_4=38.99030$ см. Верхняя половина притягивающих цилиндрических тел при интегрировании расчленялась на 50, 150 и 45 частей по высоте, азимуту и радиусу. Полный момент притяжения удваивался, поскольку нижняя половина даёт аналогичный момент. Грузы коромысла разделялись по высоте, азимуту и радиусу на 17, 24 и 8 частей. Каждая из восьми равных частей прямоугольного коромысла (ближняя и дальняя, верхняя и нижняя, левая и правая) делилась на 170, 2 и 2, а его круглые концы на 17, 8 и 3 частей. Рассчитывали отдельно моменты притяжения грузов, концов коромысла и его основной центральной части прямоугольного сечения. По-

сколько концы коромысла находятся внутри грузов, их моменты притяжения добавлены к моментам притяжения грузов. Масса грузов с добавлением массы концов коромысла составила 30.43513 г. Основной вклад вносят моменты притяжения грузов. Момент притяжения коромысла составляет менее 10%. Его доля при различных позициях изменяется. Наибольший вклад коромысло вносит при максимально удалённой позиции. При амплитуде 0,001 рад проводились дополнительные расчёты при уменьшении ячеек притягивающих масс в два раза. Кроме того, аналогичные расчёты проводились при уменьшении ячеек рабочего тела в два раза. В результаты основных расчётов были внесены поправки, что снизило погрешность до уровня 10^{-6} .

В правой части табл.1 приведены также моменты притяжения модельного тела K_{1m} , модельных грузов коромысла K_{2m} и модельного коромысла K_{3m} . При малом угле отклонения 1 мрад они строго совпадают с моментами притяжения реального тела за счёт увеличения расстояний от оси вращения весов до центра масс притягивающих шаровых масс. При $L_{1m}=29.967602$, $L_{2m}=31.807976$, $L_{3m}=34.630866$, $L_{4m}=39.452472$ см обеспечено их несущественное отклонение от моментов притяжения реального тела в большом диапазоне углов отклонения φ . Даже при $\varphi=18$ мрад их погрешность не превышает величины $4 \cdot 10^{-5}$. Для более точного совпадения реальных и модельных моментов притяжения последние были умножены на член $1+k_i\varphi^2$, где i – номер позиции, на которой установлены притягивающие массы. Массив этих коэффициентов составил следующий ряд: $k_1=0.12462$, $k_2=0.098467$, $k_3=0.0543262$, $k_4=0.018793$. Они были введены в программу для расчёта G_{ij} , что снизило погрешность до уровня $1 \cdot 10^{-6}$. При расчётах сохранено значение момента инерции $J=21483.64$ гсм². Измерения проводились по двухтактной четырёхпозиционной схеме. Для получения более полной информации использовалась и дополнительная пятая позиция, в которой приведен период колебаний весов при отсутствии притягивающих тел. Рассматривалось шесть серий измерений. В периоды колебаний внесена поправка на перемещение каретки.

Усреднённые по шести сериям периоды колебаний весов имели значения: $T_1=2024.550$, $T_2=2101.916$, $T_3=2175.681$, $T_4=2239.594$, $T_5=2318.741$ с. Полезную информацию дают также усреднённые периоды, приведенные к единой амплитуде. В качестве такой естественно выбрать нулевую. Измерения при малой и тем более нулевой амплитуде провести невозможно. Такое преобразование осуществляет специальная программа. Она была разработана с целью упрощения анализа по поиску пятой силы [4]. В итоге получим следующие усреднённые периоды: $T_{10}=2024.2587$, $T_{20}=2101.7414$, $T_{30}=2175.5937$, $T_{40}=2239.5595$ с. Второй индекс обозначает приведение экспериментальных данных к нулевой амплитуде. При анализе полученных значений гравитационной постоянной G_{ij} просматривается закономерность

её уменьшения с удалением притягивающих тел от оси вращения. Такой эффект обусловлен наличием дополнительного магнитного взаимодействия с рабочим телом весов.

Внесём компенсацию в результаты измерений, обусловленную наличием магнитного взаимодействия. Если приписать полученный эффект коромыслу, то дополнительная масса будет расположена ближе к оси вращения весов на 8,9 см и приобретёт вес 0.00058 от массы притягивающих тел. Результаты такого расчёта приведены в девятом столбце табл.2. В последнем 10 столбце приведены окончательные результаты, полученные после незначительной коррекции периодов колебаний. Усреднённые по всем сериям измерений данные приведены в табл.2. В итоге получено значение $(6.6730 \pm 0.0010) \text{ Нм}^2/\text{кг}^2$.

Таблица 1. Моменты притяжения рабочего тела весов K_1 , его грузов K_2 и коромысла K_3 при разных углах отклонения φ в реальной и модельной (K_{1m} , K_{2m} , K_{3m}) системах на четырёх позициях притягивающих тел при $L_1=28,99080$ см, $L_2=30,99095$ см, $L_3=33,99040$ см, $L_4=38,99030$ см; $L_{1m}=29.967602$ см, $L_{2m}=31.807976$ см, $L_{3m}=34.630866$ см, $L_{4m}=39.452472$ см.

φ , мрад	$10^{12}K_1$, Нм	$10^{12}K_2$, Нм	$10^{13}K_3$, Нм	$10^{12}K_{1m}$, Нм	$10^{12}K_{2m}$, Нм	$10^{13}K_{3m}$, Нм
1	4.9201857	4.6187102	3.014756	4.9201857	4.6287703	2.9141543
1	3.4253388	3.2001560	2.251828	3.4253386	3.2054130	2.1992556
1	2.1448572	1.9916267	1.532304	2.1448572	1.9937094	1.5114782
1	1.1345081	1.0450309	8.947717	1.1345082	1.0455619	8.8946313
6	29.515613	27.706944	18.08668	29.515483	27.767172	17.483111
6	20.548919	19.197941	13.50979	20.548847	19.229410	13.194371
6	12.867626	11.948309	9.193168	12.867602	11.960781	9.0682151
6	6.8064643	6.2696315	5.368329	6.8064605	6.2728127	5.3364782
12	58.997292	55.381100	36.16192	58.996236	55.500733	34.955024
12	41.078632	38.377401	27.01232	41.078050	38.439894	26.381565
12	25.725897	23.887670	18.38228	25.725697	23.912458	18.132393
12	13.609326	12.535846	10.73480	13.609290	12.542180	10.671102
15	73.714829	69.195661	45.19168	73.712762	69.344434	43.683288
15	51.330297	47.954438	33.75859	51.329160	48.032136	32.970232
15	32.148605	29.851201	22.97404	32.148212	29.882042	22.661708
15	17.008281	15.666604	13.41676	17.008209	15.674496	13.337138
18	88.411212	82.989783	54.21430	88.407640	83.167184	52.404564
18	61.569983	57.519951	40.50032	61.568018	57.612576	39.554420
18	38.565475	35.809147	27.56327	38.564795	35.845945	27.188502
18	20.404987	18.795230	16.09756	20.404862	18.804660	16.002017

Таблица 2. Усреднённые по 6 сериям измерений периоды колебаний и значения G_{ij} : 5 колонка – результаты расчёта G_{ij} без внесения поправок, 6 колонка – после поправки на магнитное взаимодействие, 9 колонка – после коррекции периодов.

n_i	n_j	$T_{i0},$ с	$T_{j0},$ с	$10^{11}G_{ij},$ Нм ² /кг ²	$10^{11}G_{ij},$ Нм ² /кг ²	$T_{i0k},$ с	$T_{j0k},$ с	$10^{11}G_{ij},$ Нм ² /кг ²
1	2	2024.2587	2101.7414	6.6847	6.6744	2024.2623	2101.7292	6.6730
2	3	2101.7414	2175.5937	6.6807	6.6732	2101.7292	2175.5931	6.6730
1	3	2024.2587	2175.5937	6.6759	6.6699	2024.2623	2175.5931	6.6730
3	4	2175.5937	2239.5595	6.6760	6.6711	2175.5931	2239.6837	6.6730
2	4	2101.7414	2239.5595	6.6761	6.6718	2101.7292	2239.6837	6.6730
1	4	2024.2587	2239.5595	6.6702	6.6669	2024.2623	2239.6837	6.6730
4	5	2239.5595	2318.7410	6.6722	6.6696	2239.6837	2318,852	6.6730
3	5	2175.5937	2318.7410	6.6628	6.6605	2175.5931	2318,852	6.6730
2	5	2101.7414	2318.7410	6.6699	6.6683	2101.7292	2318,852	6.6730
1	5	2024.2587	2318.7410	6.6763	6.6751	2024.2623	2318,852	6.6730

Проведенные исследования показали, что частный случай, когда взаимодействующие тела имеют простейшую геометрическую форму, имеет большое практическое значение. Появилась реальная возможность расчёта проведённых ранее экспериментов, где использовались притягивающие тела сложной формы. После проведения предварительных вычислений моментов притяжения осуществляется переход к упрощённой модельной системе, имеющей полное математическое и программное обеспечение. Многие старые эксперименты, в которых использовалась сложная форма взаимодействующих тел, могут быть теперь обработаны со значительно меньшими трудностями с получением более точных результатов.

Литература

1. Карагиоз О.В., Измайлов В.П. Измерение гравитационной постоянной крутильными весами // Измерительная техника, 1996, №10, с.3–9.
2. Luo Jun, Liu Qi, Tu Liang-Cheng, Shao Cheng-Gang, Liu Lin-Xia, Yang Shan-Qing, Zhang Ya-Ting. Determination of the Newtonian Gravitational Constant G with Time-of-Swing Method // Phys. Rev. Lett., 2009, PRL 102, 240801-4.
3. Сагитов М.У., Милюков В.К., Монахов Е.А., Назаренко В.С., Таджитдинов К.Г. Новое определение кавендишевой гравитационной постоянной // ДАН СССР, 1977, 245, №3, с.567–569.
4. Колосницын Н.И. Зависимость гравитационной постоянной от расстояния и обнаружение сил пятого взаимодействия // Измерительная техника, 1993, №2, с.24–25.

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛАХ С БОЛЬШОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ УПРУГИХ СВОЙСТВ

Доцент *Волошинов В.Б.*, ст.науч.сотр. *Поликарпова Н.В.*

В последнее время физиками активно исследуются среды, обладающие значительной анизотропией упругих свойств. Как известно, ультразвуковые волны в подобных средах характеризуются сносом потока энергии в сторону от направления фазовой скорости. В частности, в такой среде, как кристалл парателлурита, угол между волновым вектором и вектором Умова–Пойнтинга может достигать рекордно высокого среди известных кристаллических материалов значения $\psi = 74^\circ$. При падении акустической волны на границу раздела кристалла с вакуумом возможно появление нескольких отраженных волновых пучков. Направление распространения энергии этих пучков может значительно отличаться от того, которое определяется известным для изотропных сред законом отражения. Распределение энергии падающего пучка между отраженными пучками также необычно и представляет значительный интерес. В работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования нескольких интересных случаев распространения и отражения объемных ультразвуковых волн в кристалле парателлурита. Экспериментальное исследование ультразвукового поля в кристалле подтвердило ранее сделанные выводы о необычном характере отражения акустических волн в кристалле парателлурита. В ячейке сложной, специально выбранной конфигурации (рис.1) наблюдалось одновременное возбуждение одним пьезопреобразователем двух акустических волн с приблизительно одинаковой мощностью. При отражении от свободной границы кристалла осуществлено максимально эффективное преобразование энергии квазипродольной волны (1) в единственную отраженную квазипоперечную волну (1а) с углом сноса акустической энергии 72° . Уникальным явлением оказалось возбуждение этой волны с эффективностью близкой к 100%. Особую важность представляет экспериментальное подтверждение возможности возбуждения акустической волны с максимальным углом сноса энергии (волна 1а). При подобном отражении наблюдалось сжатие волнового пучка в 7 раз. Помимо данного эффекта, также осуществлено новое близкое к обратному отражение волн с углом пространственного разделения падающего и отраженного пучков, равным 8° с переходом в отраженную волну (волна 2а) до 90 % падающей акустической мощности. Исследование акустических волн проводилось с использованием явления дифракции света на ультразвуке (рис.2), то есть акустооптическим методом.

Известно, что дифракция света на ультразвуке применяется в акустооптических устройствах, позволяющих управлять амплитудой, частотой, фазой и направлением распространения световых волн. Таким образом, ис-

следование взаимодействия в средах с сильной упругой анизотропией представляет самостоятельный интерес как для фундаментальной науки, так и для прикладного знания. Например, необычное распространение акустических волн может быть использовано в новых устройствах акустоэлектроники и акустооптики. К подобным устройствам относятся, в частности, перестраиваемые акустооптические фильтры, линии задержки электрических сигналов, а также акустооптические и акустоэлектронные устройства обработки информации.

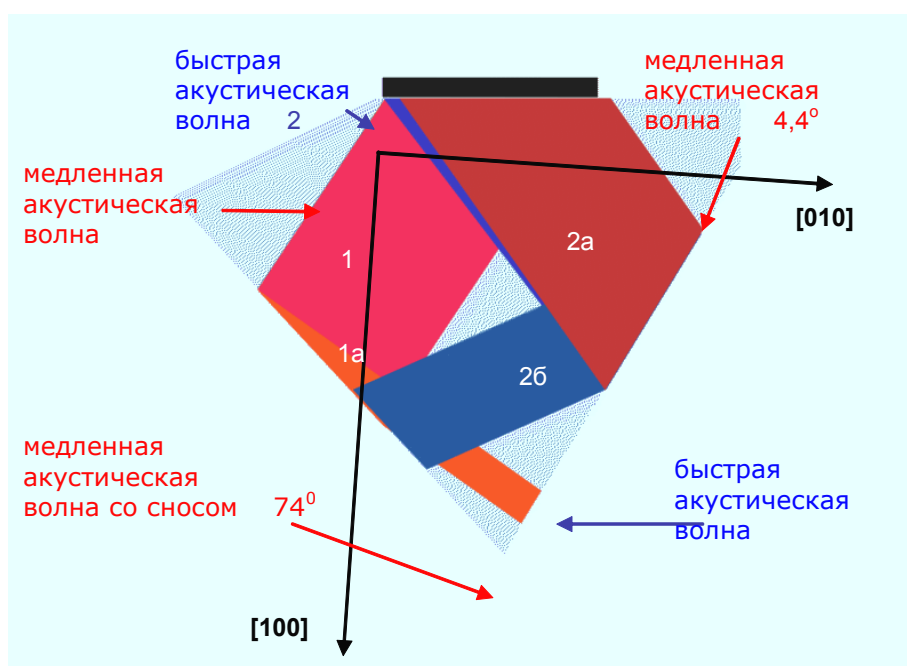


Рис. 1. Схема распространения акустических волн в кристалле парателлурита

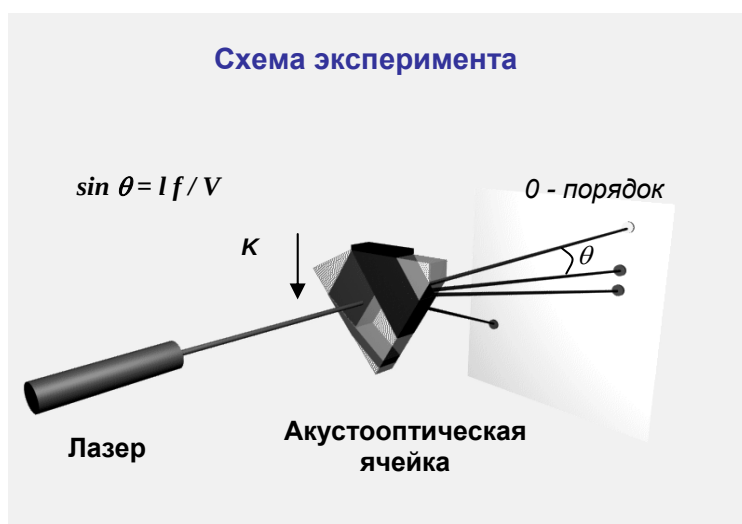


Рис. 2. Схема акустооптического зондирования акустических волн в кристалле парателлурита

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ СВЕТА ПРИ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Ст. преподаватель *Князев Г.А.*

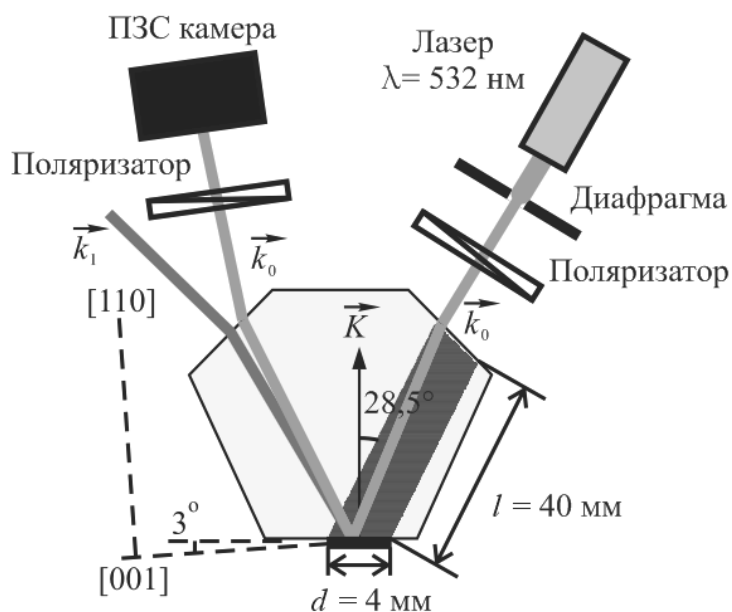
Известно, что акустооптические устройства находят широкое применение в науке и технике для управления параметрами светового излучения [1,2]. На основе акустооптического взаимодействия создаются компактные, надежные и быстродействующие устройства для модуляции, сканирования и фильтрации оптического излучения. Разработка и совершенствование акустооптических приборов в последнее время все чаще приводит к тому что, при расчетах их характеристик необходимо учитывать новые эффекты, которые не удастся описать традиционными методами [1].

Рефракция световой сигнальной волны, а также явление её полного отражения от мощного оптического пучка накачки при каскадном трехчастотном взаимодействии в среде с квадратичной нелинейностью достаточно хорошо исследована в оптике [3]. Тем не менее, в акустооптике, как показывают расчеты [4], могут наблюдаться аналогичные явления. Более того, при акустооптическом взаимодействии отражение и преломление света на ультразвуке наблюдается при существенно меньших уровнях мощности по сравнению с нелинейной оптикой. Наиболее сильно параметрическая рефракция света проявляется при квазиколлинеарном акустооптическом взаимодействии в парателлурите. Поэтому целью данной работы являлось исследовать эффект преломления и отражения света от ультразвуковой волны, возникающий при каскадном взаимодействии при нарушении условия синхронизма.

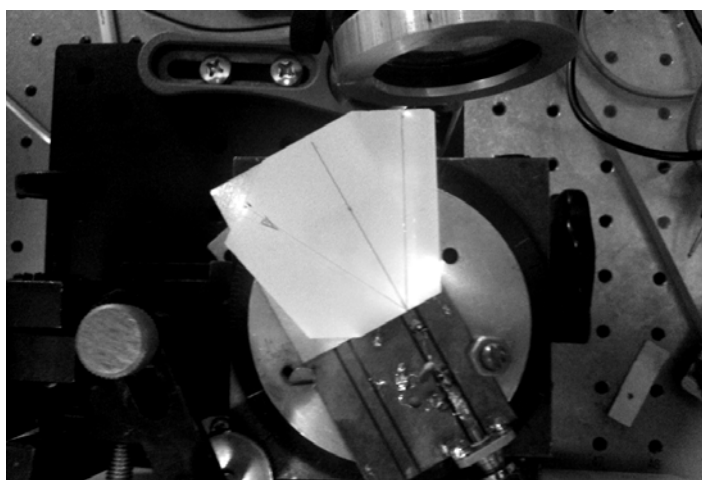
Для экспериментального исследования эффекта параметрической рефракции при акустооптическом взаимодействии была собрана установка, схема которой показана на рисунке 1а. Главным элементом экспериментальной установки являлся квазиколлинеарный акустооптический фильтр, созданный на основе кристалла парателлурита – материала с весьма высоким коэффициентом акустооптического качества M_2 . В кристалле возбуждалась медленная сдвиговая волна в плоскости (110) под углом $\alpha = 3^\circ$ к оси [110].

Фотография фильтра приведена на рисунке 9. В эксперименте область акустооптического взаимодействия равнялась 4 см. Для наблюдения эффекта параметрического преломления света на акустической волне использовался твердотельный зеленый лазер с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Диаметр лазерного пучка в эксперименте был равен 0,5 мм, что приводило к угловой расходимости пучка $0,8^\circ$. Для создания необходимой ширины светового пучка использовалась диафрагма. При помощи поляроидов выделялась требуемая поляризация света на входе и на выходе фильтра. Для регистра-

ции распределения интенсивности света, прошедшего через систему, использовалась ПЗС камера.



а



б

Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а) и фотография акустооптической ячейки (б)

Преобразователь акустооптической ячейки был согласован в полосе частот $f = 147,5$ МГц – $162,5$ МГц. Несмотря на то, что размеры пьезоэлектрической пластинки равнялись 4 мм, измерения показали, что эффективная ширина акустического пучка не превышает 3 мм. Частота ультразвука, при которой наблюдалась максимальная эффективность дифракции, равнялась $f_m = 153,09$ МГц. Именно вблизи этой частоты проводились все измерения необходимые для проведения эксперимента по обнаружению эффекта параметрической рефракции.

На рисунке 2 приведено полученное в эксперименте распределение интенсивности пучков нулевого (рис. 2а) и первого (рис. 2б) порядков дифракции при фиксированном уровне мощности ультразвука и различных значениях вектора расстройки. Первый столбец на рисунке соответствует случаю, когда звук выключен. Далее следуют изображения в порядке понижения расстройки, полученные при одинаковом значении мощности ультразвука $P = 0,5$ Вт. Так как все распределения интенсивностей получены при фиксированной мощности ультразвука, влиянием тепловых эффектов можно пренебречь. Величина вектора расстройки в эксперименте регулировалась в пределах $\eta_0 = 10^{-4} \cdot K - 0$ за счет изменения частоты ультразвука f в диапазоне от 154,0 МГц до 153,9 МГц. Нулевой расстройке соответствует крайний правый столбец распределений интенсивности.

В эксперименте было обнаружено, что при уменьшении расстройки, наблюдается большее отклонение пучка нулевого порядка, нижний ряд распределений интенсивности получен при $\eta_0 = 0$. Следует отметить, что равенство нулю вектора расстройки выполнено только для основной спектральной компоненты светового пучка. Нехарактерная для квазиколлинарных фильтров низкая эффективность дифракции (менее 0,3) объясняется широким угловым спектром оптического излучения.

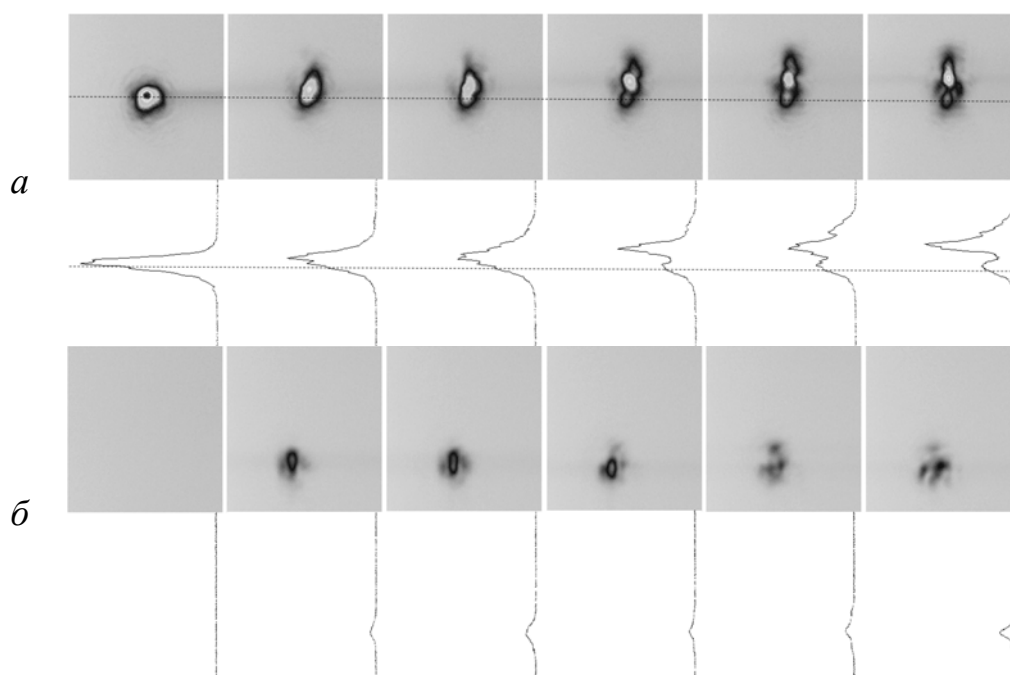


Рис. 2. Распределение интенсивности пучков нулевого (а) и первого (б) порядков дифракции при различных значениях вектора расстройки

Таким образом, удалось реализовать на практике режим акустооптического взаимодействия, при котором происходит существенное изменение распределения интенсивности света первого порядка дифракции при не-

значительном возрастании интенсивности дифрагировавшего света. Данные эксперимента совпадают с проведенными ранее расчетами [4]. Следует отметить, что обнаруженные эффекты могут влиять на характеристики квазиколлинеарных фильтров.

Литература

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин и Л.Е. Чирков, *Физические основы акустооптики*, Радио и связь, Москва (1985).
2. В.Я. Молчанов, В.Б. Волошинов, О.Ю. Макаров, *Квант. электроника*. **39** (2009) №4 с.353–360.
3. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков, *Изв. РАН. Сер. физ.* **72** (2008) №12. с.1691-1694.
4. Г.А. Князев, А.В. Мещеряков, А.П. Сухоруков, *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** (2011) №12 с.1756-1759.

Подсекция:

ФИЗИКА

КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

И ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

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

СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ФОЛЬГАХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВОДОРОДА И ВАКАНСИЙ

Доцент *Авдюхина В.М.*, вед.инженер *Акимова О.В.*, физик *Левин И.С.*,
ст.науч.сотр. *Ревкевич Г.П.*

Полученные в последние годы новые данные о водородсодержащих системах вскрыли новый пласт явлений, происходящих в твердотельных неравновесных системах, связанных с процессами самоорганизации различных диссипативных структур, провоцируемых поведением подсистемы водород – дефекты. Не вызывает сомнения, что эти явления будут влиять на процессы деградации содержащих водород и дефекты металлов и их сплавов, знание которых представляет особую важность для оптимизации методов разработки материалов со стабильными эксплуатационными характеристиками. По всем указанным причинам исследования релаксационных характеристик таких систем нуждаются в дальнейшем развитии.

Палладий – один из хорошо поглощающих водород металлов, поэтому он и сплавы на его основе – удобный модельный объект для изучения особенностей взаимодействия атомов палладия с водородом и дефектами.

Кроме того, особую актуальность имеет задача получения водорода. Известно, что единственным эффективным способом получения особочистого водорода (99.9999%) в одну стадию является извлечение его из газовых смесей с помощью мембран из сплава чистого палладия. Однако в таких мембранных фильтрах в процессе эксплуатации происходят существенные структурные и фазовые превращения, что приводит к их быстрому механическому разрушению. Поэтому актуальной является задача определения типа и концентрации примеси, вносимой в матрицу чистого палладия, при которой повышается механическая прочность мембраны и остается высокой ее водородопроницаемость.

В настоящее время одними из перспективных в этом плане считаются сплавы палладия с редкоземельными металлами, а именно, система Pd-Y, способность которой пропускать водород в некотором интервале концентраций иттрия в 2-3 раза выше, чем у сплавов системы Pd-Ag и B1, используемых в промышленности в настоящее время. Фольги сплава Pd-In-Ru хорошо зарекомендовали себя при извлечении особочистого водорода из продуктов плазмохимического пиролиза метана. В последние годы в промышленности широко стали использовать мембраны из сплава Pd-Ru для разделения смесей хлорсиланов с водородом, что обеспечивает возможность реализации безотходной, технологически замкнутой схемы получения высокочистого кремния. Именно фольги вышеперечисленных сплавов и были взяты в качестве объектов исследования по выяснению влияния

электролитического гидрирования на характер структурных и фазовых превращений, идущих в этих фольгах в процессе длительной релаксации.

Проведены рентгендифракционные исследования 130 мкм фольги сплава Pd-8.8ат. %Y, которая трижды электролитически насыщалась водородом. Было установлено, что неравномерное распределение атомов иттрия в исходном состоянии исследуемого сплава ведет к неравномерному распределению атомов водорода при гидрировании. После гидрирования атомы водорода перемещаются в те области, где больше иттрия, поскольку итрий имеет большее сродство с водородом, чем палладий. Впервые для данного сплава в процессе релаксации после гидрирования наблюдали немонотонные фазовые превращения, идущие в течение 13.6 тысяч часов. При высоком содержании в матрице сплава водорода и вакансий твердый раствор Pd-8.8ат. %Y распадался на сверхструктурную фазу Pd₇Y-H и α-твердый раствор Pd-Y-H. Установлено, что количество водорода в сверхструктурной фазе выше, чем в α-твердом растворе. При выходе водорода из матрицы фазы Pd₇Y-H наблюдали ее распад на фазу Pd₃Y (без водорода) и обедненную иттрием фазу, которая содержала около 6 ат. % вакансий.

Проведены рентгендифракционные исследования 50 мкм деформированной фольги сплава Pd-4,5ат. %Ru. Установлено, что электролитическое насыщение образца водородом привело к образованию богатой водородом β-фазы, которая сохранялась в образце в течение 700 часов релаксации. Установлен немонотонный ход процесса β→α фазового превращения в ОКР (областях когерентного рассеяния) всех ориентировок. Обнаружено, что в процессе β→α превращения происходит изменение дефектной структуры исследуемого образца, причем, эти изменения носят существенно ориентированный характер. Установлено, что β-фаза более дефектна, чем α-фаза; кроме того, знаки упругих напряжений в сосуществующих α- и β-фазах различны в виду того, что в α-фазе основным типом дефектов являются устойчивые H-D-M-V-комплексы, а при образовании β-фазы (так и при ее распаде) преимущественным является взаимодействие водорода с матрицей β-фазы, а не с дефектами, поэтому для нее характерно наличие D-M-комплексов. Также обнаружено, что наибольший период решетки как для α-, так и для β- фазы наблюдался не сразу после гидрирования образца водородом, а после двух суток его вылеживания, что свидетельствовало о перемещении атомов рутения вглубь образца. Установлено, что в матрицу α-фазы данного сплава входит больше водорода, чем в матрицу чистого палладия. Для составляющей дифракционных максимумов β-фазы, отвечающей содержанию 2,5ат. %Ru, в ОКР всех ориентировок обнаружена стабильность концентрации водорода.

Образец 50 мкм отожженной фольги сплава Pd-5.3ат. %In-0.5ат. %Ru после гидрирования изучался в течение 8200 часов релаксации.

Было установлено, что в результате первых 500 часов релаксации после гидрирования фольги концентрация индия в ней повышалась с обеих сторон образца. Так, в слое толщиной в 3 мкм со стороны насыщения концентрация индия составляла 6,5 ат.%, что на 1,2 ат.% больше, чем в исходном состоянии, а с противоположной стороны – 6,8 ат.%, что на 1,8 ат.% больше. Обнаружено, что перераспределение атомов индия по глубине образца происходит еще в процессе насыщения его водородом. При этом со стороны насыщения концентрация атомов индия уменьшается, а с противоположной стороны, наоборот, возрастает. На 500 часов релаксации наибольшая концентрация атомов индия наблюдается на глубине (3-6) мкм с обеих сторон фольги, однако разница в его концентрации в приповерхностном слое (до 3 мкм) и более глубоком слое (3-6) мкм со стороны насыщения составляет 0,3 ат.%, тогда как со стороны, противоположной насыщению, она составляет 0,5 ат.% индия.

Длительная (8200 часовая) релаксация привела к существенному увеличению ширины дифракционных максимумов исследованной фольги, т.е. к разбросу концентрации атомов индия в ОКР всех ориентировок с обеих сторон фольги. Было установлено, что для этого времени релаксации концентрация атомов индия в поверхностном слое (толщиной 6 мкм) повысилась с обеих сторон образца: со стороны насыщения она составила 5,7 ат.%, что на 0,4 ат.% больше, чем в исходном состоянии, а с противоположной стороны – 5,6 ат.%, что на 0,6 ат.% больше, чем в исходном состоянии. Такое увеличение средней концентрации атомов индия с обеих сторон фольги свидетельствует об увеличении диффузионной подвижности атомов индия после гидрирования в процессе релаксации и их перемещении преимущественно из глубины образца к поверхности, причем скорость перемещения атомов индия имеет ориентационную зависимость. Кроме того, после длительной релаксации (8200ч) в областях с разной концентрацией индия обнаружена аномально высокая концентрация вакансий. Так в ОКР(100) помимо основной фазы, содержащей 5,3ат%In, обнаружены дополнительные фазы, период решетки которых соответствует α -фазе, с концентрацией индия в 1ат.%, и фазы, в которой атомов индия практически нет. В этих фазах концентрация одиночных вакансий достигает 2,2 и 6,2 ат.% соответственно.

Т.о. можно констатировать, что вся совокупность полученных экспериментальных данных свидетельствует о том, что в исследованных фольгах под воздействием водорода и вакансий в процессе релаксации наблю-

дались немонотонные структурные превращения и увеличение диффузионной подвижности атомов примеси.

АНАЛИЗ ДВОЙНИКОВАНИЯ И САМОАККОМОДАЦИИ МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПО КАРТИНАМ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Профессор Хунджуа А.Г., доцент Бровкина Е.А., физик Птицын А.Г.,
мл.науч.сотр. Мельников М.М.

Важной составляющей механизма обратимости неупругой деформации в сплавах с эффектами памяти формы является самоаккомодация кристаллов мартенсита. В отличие от других факторов, влияющих на обратимость мартенситных превращений и неупругой деформации, прогнозировать выполнение которых не представляется реальным, вопрос о возможности формирования самоаккомодационных комплексов может быть решен из кристаллографических соображений. Возможность самоаккомодации определяется геометрией сопряжения решеток мартенсита и аустенита, взаимная ориентация которых должна быть такова, что двойникование кристаллов мартенсита должно переводить один вариант ориентационного соотношения в другой кристаллографически эквивалентный ему вариант путём двойникования. Математически это условие выражается уравнением

$$\hat{S}_i \hat{A} = \hat{A} \hat{D}_{HKL}, \quad (1)$$

где $\hat{A}$ - матрица ориентационного соотношения, $\hat{S}_i$ - один из операторов симметрии решетки аустенита, $\hat{D}_{HKL}$ - оператор двойникования решетки мартенсита по плоскости (HKL) .

В случае выполнения условия (1) двойникование по плоскости (HKL) приведёт к кристаллографически эквивалентному варианту ориентационного соотношения (при этом плоскость двойникования мартенсита будет параллельна одной из плоскостей симметрии решетки аустенита). Ясно, что не для каждого ориентационного соотношения между решетками аустенита и мартенсита это условие может быть выполнено, т.к. плоскость двойникования почти однозначно определяется сингонией кристаллической решетки мартенсита, а группа операторов симметрии остается неизменной во всех задачах, т.к. практически во всех сплавах с эффектами памяти аустенит имеет кубическую решетку.

Традиционным способом представления результатов анализа двойниковой структуры кристаллов мартенсита является построение совместных стереографических проекций, на которых отмечаются выходы нормалей к плоскостям решетки аустенита и различных вариантов ориентации решеток мартенсита с учётом их двойникования. К таким проекциям путем соответствующей математической обработки можно свести и результаты дифракционного эксперимента. Однако методически более верным и продуктивным представляется моделирование самих дифракционных картин и сравнение их с экспериментальными рентгенограммами и микроэлектронными.

Для моделирования можно использовать разработанный на кафедре физики твердого тела физического факультета МГУ пакет программ для расчёта точечных картин дифракции на двухфазных кристаллах, дополненный блоком учёта двойникования кристаллов мартенсита. В настоящий момент моделирование дифракционной картины в условиях реального эксперимента с выводом её на дисплей занимает около 1 секунды – основное время тратится на ввод необходимых параметров в интерактивное окно программы (параметры решеток, ориентационное соотношение, плоскость двойникования, границы спектра рентгеновского излучения, ориентация кристалла аустенита относительно первичного пучка). Использование программы облегчает процедуру расчёта и имеет целый ряд ценных для анализа возможностей. Например, она позволяет практически мгновенно решить вопрос о параллельности плоскости двойникования мартенсита одной из плоскостей симметрии аустенита. Для этого надо сравнить модельную рентгенограмму без учета двойникования с модельной рентгенограммой, учитывающей двойникование по интересующей плоскости. Только в случае совпадения этих рентгенограмм, т.е. если двойникование не добавляет рефлексов, параллельность выполняется точно.

Следует учитывать возможность самоаккомодации и при некотором отклонении от строгой параллельности плоскости двойникования мартенсита одной из плоскостей симметрии аустенита, как это имеет место в сплавах на основе γ -Mn при углах распараллеливания в $2-3^\circ$. Кроме того, и сами ориентационные соотношения в случае мартенситных превращений могут соблюдаться не совсем точно или в некоторой степени зависеть от содержания легирующих элементов в твердых растворах одной системы. **Таким образом, нередко требуется проводить расчёты с корректировкой ориентационных соотношений путём варьирования параметров решетки или поворота кристалла мартенсита на небольшой угол при неизменности параметров решетки.**

Для целенаправленной корректировки ориентационных соотношений программа моделирования картин дифракции была модернизирована – в ней появилось второе интерактивное окно с результатами расчёта индексов плоскостей (решетки мартенсита), строго параллельных плоскостям симметрии решетки аустенита. В общем случае, чтобы связать эти индексы с конкретными плоскостями требуется их рационализация, т.е. округление, после чего строгая параллельность теряется. Соответствующие углы распараллеливания в диалоговом режиме могут быть визуализированы в интерактивном окне и выведены на печать.

Модернизированная программа может быть полезной и при решении другой задачи, представляющей интерес для поиска и разработки новых составов сплавов с эффектами памяти формы. Речь идёт о том, что уравнение (1) можно решить относительно матрицы $\hat{A}$, т.е. исходя из предполагаемой плоскости двойникового решетки мартенсита и операторов симметрии из группы $\hat{S}_i$, найти ориентационное соотношение, удовлетворяющее условиям самоаккомодации. Алгоритм решения математически достаточно прост. Кроме того, ясно, что для каждого из операторов симметрии из группы $\hat{S}_i$ найдётся множество ориентационных соотношений, соответствующих условию параллельности выбранной плоскости двойникового решетки мартенсита и плоскости симметрии решетки аустенита (соответствующей оператору $\hat{S}_i$). При этом остаётся ещё одна степень свободы – поворот вокруг оси, нормальной к указанным плоскостям мартенсита и аустенита, реализуя который можно попытаться найти и другие пары параллельных плоскостей.

Применение указанного алгоритма к расчёту гипотетических ориентационных соотношений, удовлетворяющих условию самоаккомодации, для $ГЦК \rightarrow ОЦК$ мартенситного превращения в сплавах на основе железа, показало бесперспективность попыток реализовать в этой группе сплавов самоаккомодацию. Однако эту задачу можно считать решенной только для кубического мартенсита, а в высокоуглеродистых сталях есть еще и тетрагональный мартенсит со степенью тетрагональности, зависящей от содержания углерода. Для мартенситного превращения $ГЦК \rightarrow ОЦТ$ в сплавах на основе железа трудно рассчитывать на аналитическое решение уравнения (1) относительно матрицы $\hat{A}$. При выполнении численных расчётов программа расчёта углов может оказаться полезной, по крайней мере на стадии анализа полученных гипотетических ориентационных соотношений.

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК ПОЛИМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Аспирант *Хенкин М.В.*, аспирант *Емельянов А.В.*, доцент *Форш П.А.*,
гл. науч. сотр. *Казанский А.Г.*

Благодаря своим оптическим и фотоэлектрическим свойствам, малой стоимости и широким технологическим возможностям при получении пленки аморфного (a-Si:H) и нанокристаллического (nc-Si:H) гидрированного кремния имеют широкий спектр применений для создания тонкопленочных оптоэлектронных приборов, в первую очередь – солнечных элементов. Этим вызвано большое количество исследований, посвященных данным материалам за последние десятилетия.

Основным методом получения пленок a-Si:H и nc-Si:H является разложение смеси моносилана (SiH_4) и водорода (H_2) в плазме ВЧ тлеющего разряда. Структура и свойства осаждаемых пленок зависят от множества технологических параметров, таких как давление и состав газовой смеси, температура и материал подложки, мощность разряда и др. Одним из основных параметров, определяющих структуру формируемой пленки, является концентрация водорода в используемой газовой смеси ($R_{\text{H}} = [\text{H}_2]/[\text{SiH}_4]$). В частности, для пленок, полученных при температуре подложки $T_{\text{S}} = 220^\circ\text{C}$, увеличение R_{H} от 10 до 40 приводит к увеличению объемной доли нанокристаллической фазы в структуре пленок от 10 до 80% [1]. Соответственно, при высокой концентрации водорода в газовой смеси можно получать пленки nc-Si:H.

В последнее время большое внимание уделяется пленкам аморфного гидрированного кремния, в структуре которых присутствует малая доля нанокристаллов. Имеющиеся в литературе данные указывают на то, что такие пленки не уступают a-Si:H по своим оптическим и фотоэлектрическим характеристикам и в тоже время обладают большей стабильностью параметров при длительном освещении [2].

В конце 1990х Roca i Cabarrocas и др. продемонстрировали возможность получения нового материала, близкого по своим свойствам к a-Si:H, который назвали полиморфным кремнием (pm-Si:H) [3]. Для его получения необходимы специфические условия осаждения, при которых в газовой фазе реакционной камеры формируются нанокристаллы и кластеры кремния, влияющие на структуру и свойства растущей пленки.

Исследования, проведенные различными группами за последнее десятилетие, показали, что pm-Si:H отличаются меньшей концентрацией

дефектов по сравнению с α -Si:H, большая стабильность параметров и улучшенные свойства, определяющие перенос носителей заряда [4]. Так же была продемонстрирована возможность получения пленок μ m-Si:H при высоких скоростях осаждения (вплоть до 20 Å/с) [5], что является важным фактором, определяющим стоимость создания приборов на основе данного материала.

В большинстве работ, посвященных μ m-Si:H, исследовалось влияние условий получения на структуру материала. В тоже время соотношение условий получения с физическими свойствами формируемых пленок исследовалось в значительно меньшей степени. В данной работе изучались оптические и фотоэлектрические свойства пленок полиморфного кремния и их связь со структурой пленок и условиями их осаждения.

Пленки, толщиной 0,2-0,5 мкм, осаждались при разложении смеси моносилана (SiH_4) и водорода (H_2) в плазме ВЧ тлеющего разряда, в условиях, соответствующих получению μ m-Si:H (Ecole Polytechnique, Франция). Исследовались серии пленок, полученные при различном давлении газов в камере, температуре подложки, составе газовой смеси. Сведения о структуре пленок получались из анализа спектров комбинационного рассеяния света (КРС) и при помощи просвечивающей электронной микроскопии (transmission electron microscopy – TEM). Спектральные зависимости коэффициента поглощения в области края поглощения измерялись методом постоянного фототока (constant photocurrent method – CPM). Сведения о природе парамагнитных центров в пленках μ m-Si:H получались из анализа спектров ЭПР.

Исследования, проведенные при помощи просвечивающей электронной микроскопии, показали наличие в некоторых образцах μ m-Si:H нанокристаллов размером 2-5 нм. Присутствие малой доли кристаллических включений изменяло форму спектральных зависимостей коэффициента поглощения (см. рис. 1) и температурных зависимостей фотопроводимости пленок. При этом на спектрах КРС этих образцов не наблюдалось заметного пика с максимумом около 520 см^{-1} , соответствующего кристаллической фазе в структуре пленок. В тоже время, в разложении спектров КРС присутствует пик с максимумом около 500 см^{-1} , который в литературе связывают с нанокристаллитами малых размеров, присутствующими в структуре пленок [6].

На спектрах ЭПР всех исследованных образцов μ m-Si:H доминировал сигнал с g-фактором 1,998. Этот сигнал не характерен для α -Si:H и ранее наблюдался другими группами только в образцах nc-Si:H [7].

Исследование спектральных зависимостей коэффициента поглощения и температурных зависимостей фотопроводимости позволили

определить влияние условий получения пленок – температуры подложки в процессе осаждения, давления и состава газовой смеси, – на стабильность параметров пленок полиморфного кремния при их длительном освещении.

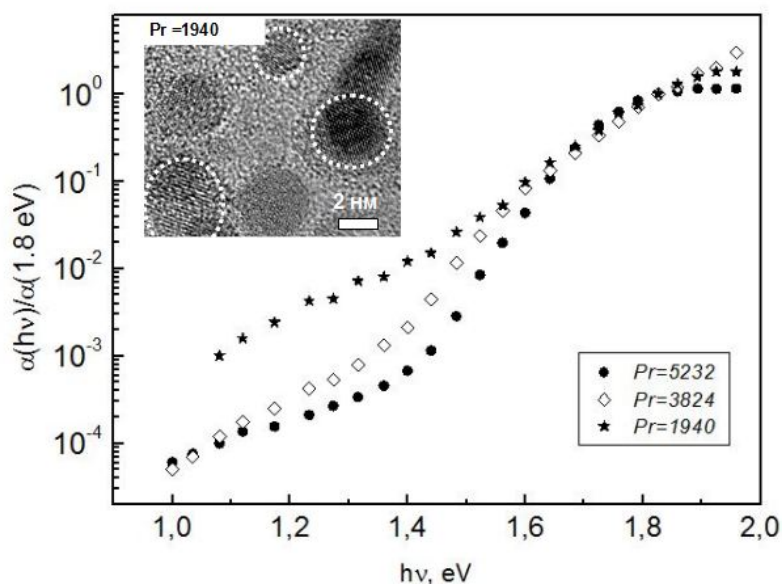


Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента поглощения, нормированного на значение при энергии кванта 1,8 эВ, пленок $\mu\text{-Si:H}$, полученных при различном давлении газов (P_r) в реакционной камере. На вставке: ТЕМ снимок образца, полученного при давлении $P_r = 1940$ мТорр, на котором обведены изображения нанокристаллов

Авторы выражают благодарность Р. Roca i Cabarrocas за предоставление образцов полиморфного кремния.

Литература

1. A.G. Kazanskii, G. Kong, X. Zeng, H. Hao, F. Liu, Non-Cryst. Solids, 354, 2282 (2008).
2. J. Yang, A. Banerjee, S. Guha, Appl. Phys. Lett., v.70. p.2975-2978 (1997).
3. P. St'ahel, M. Hamma, P. Sladek, P. Roca i Cabarrocas, J. Non-Cryst. Solids, v.227-230, p. 276-280 (1998).
4. M. Meaudre, R. Meaudre, M. Butte, S. Vignoli, C. Longeaud, J.P. Kleider, P. Roca i Cabarrocas, J. Appl. Phys., v. 86, 2, p.946-950 (1999).
5. M.Y. Soro, M.E. Gueunier-Farret, J.P. Kleider, J. Appl. Phys., v. 109, 023713 (2011).
6. T. Kaneko, M. Wagashi, K. Onisawa, T. Minemura, Appl. Phys. Lett., 64, 1865 (1994).
7. F. Finger, J. Muller, C. Malten, R. Carrius, H. Wagner, J. Non-Cryst. Solids 266-269, 511-518 (2000).

САМОДИФРАКЦИЯ ДВУХ ТИПОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS (КОЛЛОИДНЫЙ РАСТВОР)

Профессор *Днепровский В.С.*, аспирант *Смирнов А.М.*,
аспирантка *Козлова М.В.*

В данной работе были изучены особенности самодифракции двух типов при резонансном возбуждении сильно поглощающего коллоидного раствора квантовых точек (КТ) CdSe/ZnS двумя пересекающимися пикосекундными лазерными импульсами. Рассмотрены физические процессы, отвечающие за нелинейные оптические свойства, а также эффекты самовоздействия в исследуемых КТ CdSe/ZnS.

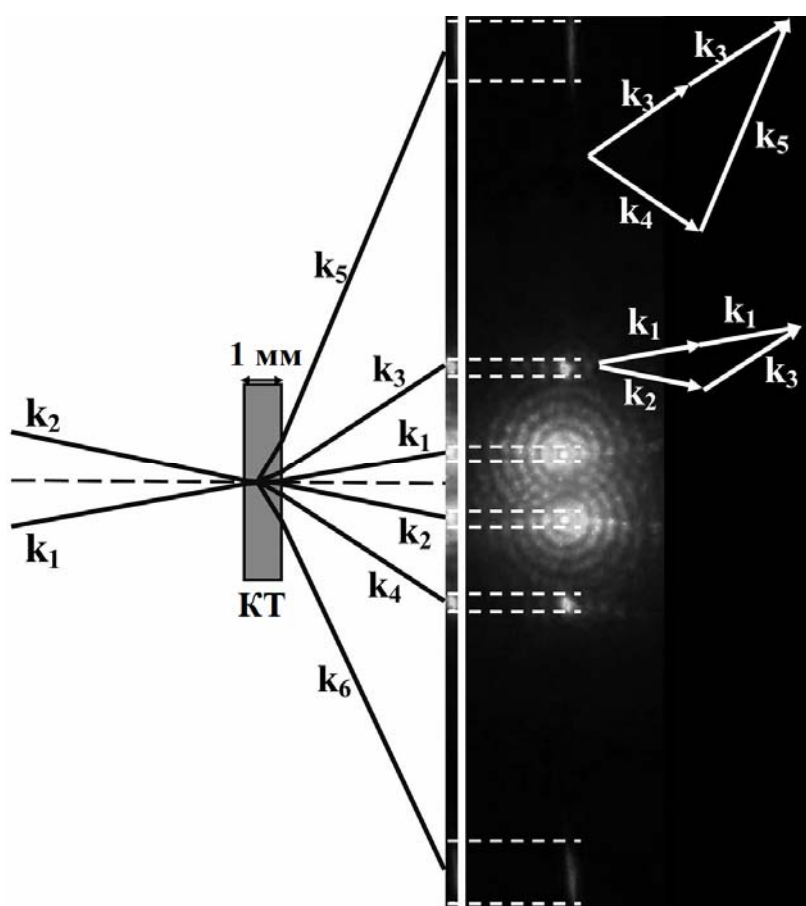


Рис.1. Схема распространения двух лучей, возбуждающих 1мм кювету с коллоидным раствором КТ CdSe/ZnS, и самодифрагированных лучей

Самодифракция является одним из эффектов самовоздействия лазерных лучей, распространяющихся в среде, свойства которой зависят от интенсивности падающего излучения. Резонансное возбуждение нелинейно поглощающей среды может сопровождаться двумя различными процессами самовоздействия. 1. В случае нелинейного поглощения (насыщение

основного экситонного перехода) мощный лазерный луч формирует канал прозрачности, наведенную диафрагму, на которой может протекать процесс самодифракции. 2. При взаимодействии двух пересекающихся лучей в оптически нелинейной среде может образоваться интерференционное световое поле, под действием которого в среде возникает периодическое изменение диэлектрической проницаемости вследствие кубической нелинейности. Таким образом, может образоваться наведенная дифракционная решетка (в случае сложных волновых полей решетка называется голографической), и вследствие самодифракции появляются лучи распространяющиеся в новых направлениях. Самодифракция в этом случае может также интерпретироваться как вырожденное по частоте вынужденное четырехфотонное рассеяние света.

На Рис. 1 показана схема возбуждения коллоидного раствора КТ CdSe/ZnS в 1мм кювете двумя лучами, а также направления распространения рожденных при самодифракции лучей. Коллоидные КТ возбуждались двумя равными по интенсивности пересекающимися лучами второй гармоники ($\lambda = 532$ нм) Nd:YAG лазера, работающего в режиме пассивной синхронизации мод с длительностью отдельного импульса 30-35 пс. Метод наведенных дифракционных решеток позволил измерить длительность возбуждающего лазерного импульса, регистрируя самодифрагированный как функцию задержки между двумя одинаковыми импульсами, которые создают решетку в поглощающей среде. Для осуществления резонансного возбуждения основного электронно-дырочного перехода были выбраны КТ подходящего размера (радиуса 2.4 ± 0.3 нм) с концентрацией 10^{17} см^{-3} .

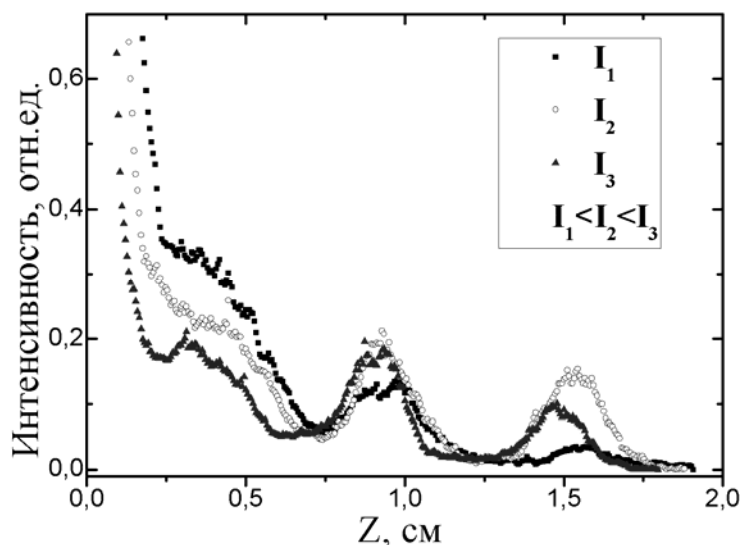


Рис. 2. Зависимость распределения интенсивности по поперечному сечению самодифрагированных выходных лучей k_1 и k_2 от интенсивности падающих лучей, формирующих канал прозрачности

Для записи обнаруженных выходных лучей и построения распределения интенсивности по поперечному сечению использовалась специальная фотокамера. Для прошедших через кювету с КТ лучей k_1 и k_2 , сохраняющих направление распространения падающих лучей, возникают дифракционные кольца, типичные для дифракции Френеля. Распределения их интенсивностей по поперечным сечениям с максимумом или минимумом в центре и различным числом колец зависит от интенсивности падающего луча (Рис.2). Данное распределение частично скрыто засвеченным пятном, возникающим из-за линейного пропускания (3%) кюветы с коллоидными КТ. Представленное распределение интенсивности лучей k_1 и k_2 может быть объяснено образованием канала прозрачности в кювете с коллоидными КТ при распространении мощных лазерных лучей. Лазерный луч, имеющий Гауссово распределение интенсивности по поперечному сечению, при прохождении через коллоидные КТ теряет свою менее интенсивную периферийную область из-за более сильного поглощения, чем в центре ("обдирание" лазерного луча – стрип-эффект). Таким образом, стрип-эффект приводит к изменению профиля луча, края которого преобразовываются из плавных в резкие, и к созданию наведенной "жесткой" диафрагмы. Формирование колец с максимумом или минимумом в центре (Рис. 2) объяснено дифракцией Френеля на наведенной круглой диафрагме, диаметр которой зависит от интенсивности света. Помимо эффекта заполнения состояний [1] на изменение поглощения и формирование канала прозрачности может влиять Штарковский сдвиг экситонного перехода. При высоком уровне возбуждения электрон или дырка могут захватываться на поверхность КТ и ионизировать их. Штарк эффект в наведенном электрическом поле (красный сдвиг спектра поглощения) вызывает возбуждение КТ с меньшим диаметром из ансамбля. Импульс второй гармоники лазера возбуждает ("выжигает") преимущественно КТ определенного размера, основной электронно-дырочный переход которых попадает в резонанс с энергией возбуждающего излучения.

Лучи k_1 и k_2 (Рис.1), пересекающиеся в кювете с КТ под углом ϑ , создают дифракционную решетку с периодом $\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\vartheta/2)}$. Помимо рожденных лучей k_3 и k_4 , образованных при самодифракции лучей k_1 и k_2 , были обнаружены лучи k_5 и k_6 , которые возникли в ходе четырехволнового взаимодействия лучей k_3 и k_4 .

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 11-02-00424-а).

Литература

1. V.Dneprovskii, D.Kabanin, V.Lyaskovskii, T.Wumaier, and E.Zhukov, *phys. stat. sol.(c)* **5**, 2503 (2008)

Подсекция:
БИОХИМИЧЕСКАЯ
И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

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

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ФОТОСИНТЕЗА
РАСТЕНИЙ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЁН 10^{-12} – 10 С

Аспирант *Алексеев А.А.*, аспирант *Киржанов Д.В.*,
профессор *Кукушкин А.К.*

В последнее время становятся всё более распространёнными флуоресцентные методы исследования фотосинтетических систем из-за их малой инерционности. Кинетика флуоресценции имеет многокомпонентный характер в диапазоне времен $10^{-12} \sim 10^3$ с., причем более «быстрые» компоненты кинетики флуоресценции отражают начальные этапы первичных процессов фотосинтеза (поглощение кванта света, миграция энергии в светособирающем комплексе ФСII).

Разница в характеристиках флуорометров, влияющая на особенности кинетических кривых флуоресценции, затрудняет анализ этих кривых и сопоставление опытных данных. В связи с этим растёт количество теоретических работ, целью которых является получение и объяснение кинетических кривых флуоресценции в широком диапазоне времен.

В нашей работе мы использовали математическую модель, разработанную на физическом факультете МГУ [1],[2]. Численное интегрирование системы дифференциальных уравнений проводилось в пакете Matlab, используя встроенную процедуру ode15s, в которой реализован алгоритм динамического изменения величины шага интегрирования в зависимости от скорости изменения переменных.

В расчетах мы использовали два варианта зависимости интенсивности возбуждающего света от времени.

В первом случае постоянный свет включается в момент времени $t = 0$. Параметры модели представлены в таблице 1. Результаты расчетов показаны на рис. 1, 2. Можно видеть, что кинетические кривые, представленные в логарифмической шкале по времени (рис. 1) содержит ярко выраженные особенности в диапазоне малых времен, в отличие от тех же кривых, представленных в линейной шкале (рис. 2). Поэтому наиболее целесообразно применять флуоресцентные методы с высокой разрешающей способностью по времени в диапазоне времен от 10^{-12} до нескольких секунд.

Во втором случае использовалась более сложная зависимость интенсивности возбуждающего света от времени: $I(t) = I_0((t-t_0)^2/b^2 - 1)^2$. Форма такой зависимости – «колокол» имеет нулевую производную по времени при $t = t_0 \pm b$, что позволяет использовать процедуру ode15s во всём диапазоне вычисления, не опасаясь искажения результатов из-за разрыва производной по времени. Параметры модели, используемые в данном случае,

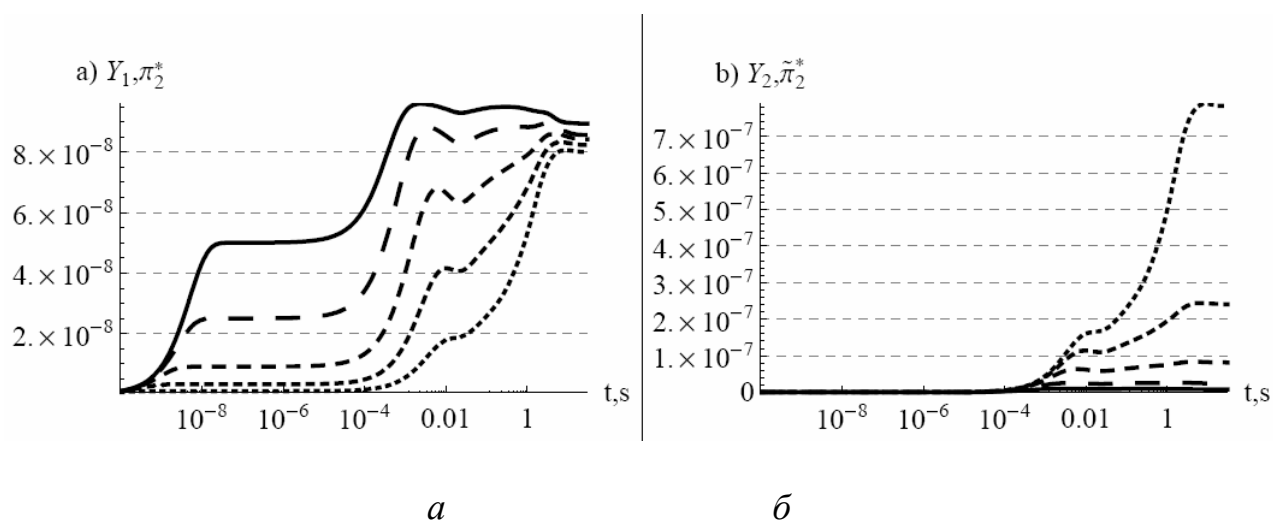


Рис. 1. а) Зависимость концентрации возбуждённых пигментов антенны ФС II от времени. б) Зависимость концентрации возбуждённых РЦ ФС II от времени. Логарифмический масштаб по шкале времени.

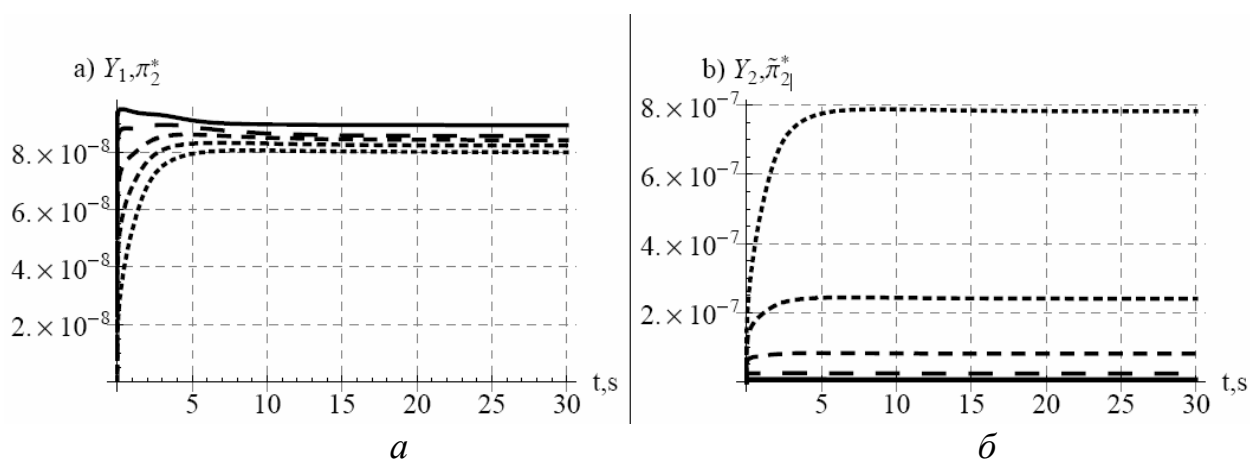


Рис. 2. а) Зависимость концентрации возбуждённых пигментов антенны ФС II от времени. б) Зависимость концентрации возбуждённых РЦ ФС II от времени. Линейный масштаб по шкале времени.

приведены в таблице 2. Результаты расчётов приведены на рис. 3. Полученные результаты хорошо соотносятся с экспериментальными результатами, получаемыми в современных приборах использующих TCSPC (Time-correlated single photon counting) [3].

Указанные приборы позволяют получать стабильные результаты при исследовании флуоресценции живых объектов.

Таблица 1.

$A0 = 50, F0 = 1, Q0 = 10, U0 = 10,$ $M1 = 100,$ $M2 = 100, N1 = 1, N2 = 1, P [CO2]$ $= 1$ $a_1b = 10^{10}, a_1f = 5, a_2b = 10^9, a_2f =$ $0.5,$ $s_{12} = 0, s_{21} = 0$ $b_1b = 0, b_1f = 10^{11}, b_2b = 10^2, b_2f =$ 10^{11} $g_1b = 10^8, g_1f = 10^9, g_2b = 5.0 \cdot 10^7,$ $g_2f = 10^9$ $p1 = 100, p3 = 3, p10 = 5, p11 =$ $0.05, p12 = 3, p13 = 0.5, rb = 10, rf$ $= 5$ $w = 10, p = 40, pf1 = 0.01, pf2 = 0$ $p(O2,1) = 0, p(O2,2) = 0$
--

Таблица 2.

$A0 = 50, F0 = 1, Q0 = 10, U0 = 10, M1$ $= 100, M2 = 100, N1 = 1, N2 = 1, P$ $[CO2] = 0.1$ $a_1b = 10^8, a_1f = 0.1, a_2b = 10^8, a_2f = 0.1,$ $s_{12} = 0.01, s_{21} = 0.01$ $b_1b = 10, b_1f = 10^{10}, b_2b = 10^7, b_2f =$ 10^{11} $g_1b = 10^7, g_1f = 10^{10}, g_2b = 10^7, g_2f =$ 10^{10} $p1 = 10, p3 = 10, p10 = 10, p11 = 0.05,$ $p12 = 10, p13 = 1, rb = 1, rf = 10$ $w = 100, p = 10, pf1 = 0.018, pf2 =$ 0.018 $p(O2,1) = 0.001, p(O2,2) = 0.001$
--

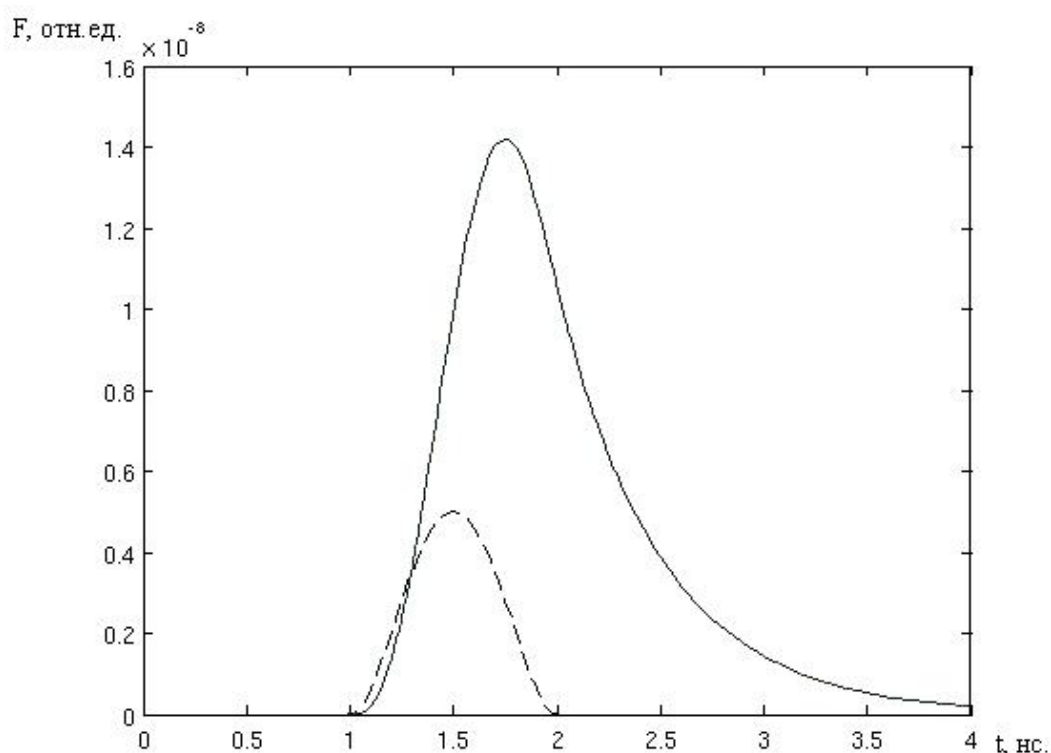


Рис. 3. Зависимость интенсивности флуоресценции ФС II от времени (сплошная линия). Зависимость интенсивности возбуждающего света от времени (штрих-линия)

Мы считаем, что анализ выходных данных теоретических моделей позволит облегчить интерпретацию результатов флуоресцентных измерений *in vivo*.

Литература

1. Кукушкин А.К., Киржанов Д.В. Теоретическое исследование модели фотосинтеза высших растений в широком диапазоне времен. Тезисы докладов научной конференции Ломоносовские чтения - 2008.
2. Киржанов Д.В. Теоретическое исследование взаимосвязи флуоресценции фотосистемы II и состояния цепи электронного транспорта. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. М., 2009.
3. Becker W. Advanced time-correlated single photon counting techniques. Springer Series in Chemical physics. 2005. V. 81, 61-212.

КОЭФФИЦИЕНТ КАЧЕСТВА СМЕШАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНДУЦИРОВАННОГО ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ст. преподаватель *Белоусов А.В.*, ассистент *Осинов А.С.*

При прохождении фотонного излучения через вещество, в частности через биологическую ткань, возникает большое количество вторичных частиц, тип и энергетический спектр которых, определяется не только энергией фотонного излучения, но и характеристиками среды, в том числе и ее элементарным составом. Биологическое действие ионизирующего излучения характеризуется измеряемой в экспериментах величиной относительной биологической эффективности (ОБЭ). Коэффициент качества (КК) есть регламентированная величина относительной биологической эффективности, установленная на основании экспериментальных данных. Экспериментальные значения ОБЭ определяются, как правило, при облучении тонких слоев культур клеток широким пучком фотонного излучения. В большинстве случаев толщина облучаемых объектов настолько мала, что можно пренебречь взаимодействием рассеянной компоненты фотонного излучения с веществом слоя и полагать, что все фотоны испытывают в слое однократное взаимодействие или не испытывают его вовсе. Целью данной работы является оценка энергетической зависимости среднего КК протонов, образовавшихся в результате фотоядерных реакций и среднего КК смешанного излучения индуцированного при прохождении фотонного излучения через тонкие слои биологических тканей.

Тканевая поглощенная доза D_γ , обусловленная прохождением первичного фотонного излучения, может быть представлена в виде суммы составляющих D_l , обусловленных типом l : тяжелыми заряженными частицами, нейтронами и ядрами отдачи, возникающими в результате фотоядерных реакций; электронной и вторичной фотонной компонентой. Таким образом, тканевая поглощенная доза есть $D_\gamma = \sum_l D_l$. Эквивалентная доза H ,

создаваемая в веществе смешанным излучением, определяется как сумма эквивалентных доз различных видов излучения l , имеющих коэффициент качества w_l и создающих поглощенную дозу D_l : $H = \sum_l w_l D_l$. Средний ко-

эффициент качества смешанного излучения KK может быть определен как $KK = \sum_l w_l D_l / \sum_l D_l$.

Среднее по их энергетическому спектру с верхней границей $E_l^{\max}$ значение коэффициента качества $KK_l(E_l^{\max})$ частиц типа l определяется выражением

$$KK_l(E_l^{\max}) = \frac{\int_0^{E_l^{\max}} \Phi_l(E) KK_l(E) dE}{\int_0^{E_l^{\max}} \Phi_l(E) dE}, \quad (1)$$

где $\int_0^{E_l^{\max}} \Phi_l(E) dE$ – суммарная энергия всех частиц типа l .

Пробег тяжелых заряженных частиц и ядер отдачи, образовавшихся в результате фотоядерных реакций, крайне мал; с большой степенью точности можно считать, что они теряют всю свою энергию в точке образования. Пробег нейтронов напротив велик, и для оценок можно полагать, что в достаточно тонком слое вещества (толщина слоя много меньше длины свободного пробега) нейтроны не испытывают взаимодействия, т.е. не передают своей энергии веществу слоя. Энергия E_l , переданная испускаемой частице l при условии, что произошло фотоядерное взаимодействие фотона энергии E_γ с ядром, имеющим массовое число A , может быть описана выражением (в случае прямой передачи энергии нуклону и основному состоянию конечного ядра): $E_l = (1 - A_l/A)(E_\gamma - E_l)$, где A_l – массовое число частицы.

Вероятность протекания фотоядерной реакции $p_{ph}(E_\gamma)$ с вылетом частицы l , при условии, что произошло взаимодействие фотона с веществом слоя, может быть записана как

$p_{ph}(E_\gamma) = \sigma_{\gamma, xl}(E_\gamma) / \sigma_{tot}(E_\gamma)$, где $\sigma_{\gamma, xl} = \sigma_{\gamma, l} + 2\sigma_{\gamma, 2l} + \dots$. Для фотонов непрерывного спектра, в предположении, что вся энергия фотоядерных частиц (за исключением нейтронов) выделяется в точке их рождения, поглощенная доза D_l , создаваемая частицами типа l , определяется выражением:

$$D_l = \frac{A - A_l}{A} \frac{p_{ph}(E_\gamma)}{p(E_\gamma)} \int_0^{E_\gamma^{\max}} \Phi(E_\gamma)(E_\gamma - E_l) dE_\gamma, \quad (2)$$

где $p(E_\gamma)$ - вероятность взаимодействия фотона с энергией E_γ в слое толщиной Δx .

На рис. 1 представлена энергетическая зависимость КК смешанного излучения, индуцированного фотонным излучением тормозного спектра с учетом образовавшихся в фотоядерных реакциях тяжелых заряженных частиц. Расчет среднего коэффициента качества смешанного излучения выполнен в соответствии с формулой (1). Кривая плавно возрастает по мере роста максимальной энергии тормозного спектра и достигает значения $\sim 1,45$ при максимальной энергии тормозного спектра фотонного излучения 30 МэВ.

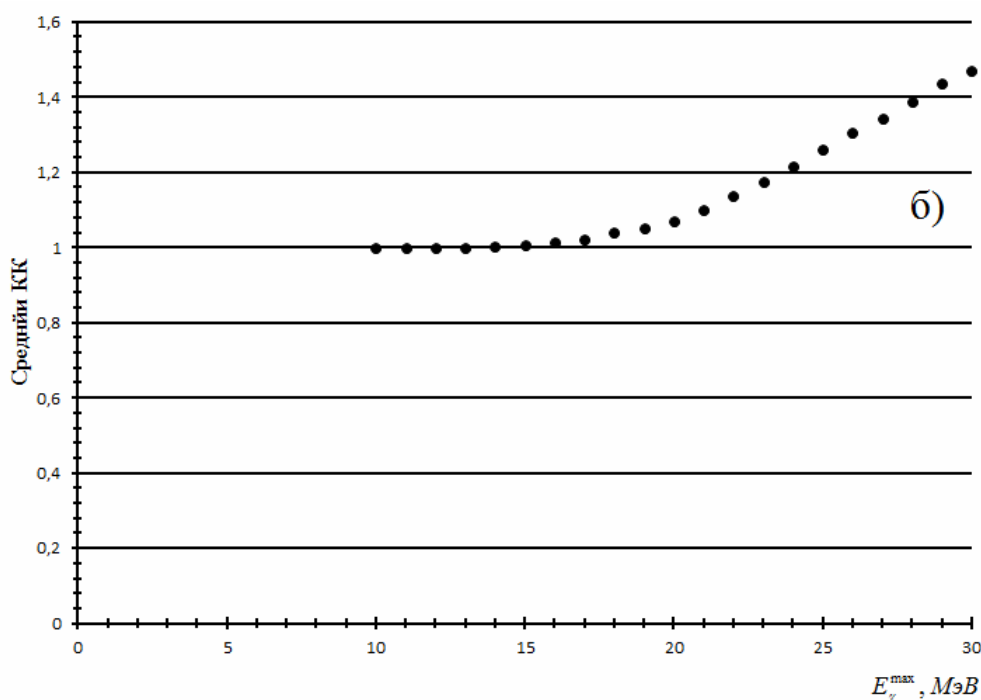


Рис.1. Средний КК смешанного излучения, индуцированного фотонами тормозного спектра.

Разработана модель, позволяющая оценить среднее значение коэффициента качества протонов, образовавшихся в результате фотоядерных реакций при прохождении фотонного излучения через тонкие слои биоло-

гических сред. Рассмотрение тонких слоев позволяет пренебречь вкладом рассеянной компоненты фотонного излучения при энергиях выше порога ГДР на легких элементах. При толщине облучаемого слоя биологической ткани 1 мм биологическое действие тормозного излучения и индуцированного им смешанного излучения, включающего продукты фотоядерных реакций, описываемой в терминах КК достигает значения 1.45. Оценки КК зависят от толщины слоя, элементного состава и, менее значительно, от спектра тормозного излучения. Наличие зависимости от толщины облучаемого слоя может объяснять различие в коэффициентах ОБЭ при экспериментах по облучению одинаковых культур клеток.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА k_{Q,Q_0} КАЛИБРОВКИ НАПЕРСТКОВОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

Ст. препод. Белоусов А.В., ассистент Осипов А.С.

Методику определения поглощенной дозы с использованием ионизационной камеры при облучении пучками фотонов высоких энергий водных фантомов подробно рассмотрел Houghfield [1]. Процедура определения поглощенной дозы в воде, основанная на эталонах единицы поглощенной дозы в воде, реализована в национальных рекомендациях по дозиметрии [3-5] и включена в рекомендации МАГАТЭ. Ионизационные камеры, в том числе наперсткового типа, калибруются по поглощенной дозе, создаваемой в воде пучками гамма-излучения ^{60}Co , коэффициент качества данного излучения обозначается Q_0 и является референсным при дальнейших измерениях.

Поглощенная доза в воде на опорной глубине z_{ref}^1 для опорного пучка качества Q_0 дается выражением: $D_{Q_0} = M_{Q_0} N_{D,Q_0}$, где M_{Q_0} - показания камеры в стандартных условиях, используемых в поверочной лаборатории; N_{D,Q_0} -

калибровочный коэффициент камеры по поглощенной дозе в воде, полученный из поверочной лаборатории. Если камера используется в пучке качества Q , то значение поглощенной в воде дозы определяется выражением:

$D_Q = M_Q N_{D,Q_0} k_{Q,Q_0}$, где коэффициент k_{Q,Q_0} вносит поправку на различие между опорным пучком и используемым. Поправочный коэффициент на качество излучения k_{Q,Q_0} определяется как отношение калибровочных ко-

¹ Обычно глубина 10 см в водном фантоме

эффициентов по поглощенной дозе в воде для пучков качества Q и Q_0 :

$$k_{Q,Q_0} = \frac{D_Q/M_Q}{D_{Q_0}/M_{Q_0}}.$$

В идеале требуется непосредственно измерять поправочный коэффициент на качество излучения для каждой конкретной камеры при таком же качестве пучка, что и у пользователя. Однако данная процедура невозможна, так как требует наличия в поверочной лаборатории такого же как и у пользователя клинического ускорителя. При отсутствии экспериментальных данных или невозможности непосредственного определения k_{Q,Q_0} поправочные коэффициенты приходится рассчитывать теоретически. В большинстве случаев для пучков тормозного излучения с энергией более 5 МэВ полагают, что применима теория Брега–Грея, тогда для поправочного коэффициента k_{Q,Q_0} справедливо соотношение [2]:

$$k_{Q,Q_0} = \frac{(S_{\text{water}})_Q (w_{\text{water}})_Q p_Q}{(S_{\text{water}})_{Q_0} (w_{\text{water}})_{Q_0} p_{Q_0}}, \quad (1)$$

которое включает следующие отношения (при качествах излучения Q и Q_0): тормозных способностей S ; средней энергии ионообразования w ; полных коэффициентов возмущения p , учитывающих все отклонения от идеальных условий. К сожалению, во-первых, коэффициенты возмущения p практически невозможно оценить теоретически, поскольку реальные условия измерений вне поверочных лабораторий уникальны. Во-вторых, в спектре тормозного излучения существенную часть составляет низкоэнергетическая компонента, для которой условия Брега–Грея нарушаются. В связи с этим пользователь практически всегда полагает, что поправочный коэффициент качества излучения равен единице во всем диапазоне энергий фотонов, используемых в лучевой терапии.

В диапазоне энергией гигантского дипольного резонанса (ГДР) продукты фотоядерных реакций, в первую очередь тяжелые заряженные частицы, также могут приводить к существенному нарушению условий Брега–Грея. В частности, из-за своего малого пробега они могут терять большую часть своей энергии в пределах чувствительного объема камеры. Целью работы является определение энергетической зависимости поправочного коэффициента на качество излучения методом компьютерного моделирования и определение максимальной погрешности, вносимой этим коэффициентом в результаты измерения поглощенной в водном фантоме дозы.

Все вычисления проводятся в программном пакете GEANT 4.9. В целях сокращения времени расчетов для данной работы выбран монохроматический мононаправленный источник фотонов, поперечное сечение которого представляет круг радиуса 10 см . В каждом отдельном эксперименте трассируется прохождение 10^8 первичных фотонов. В качестве фантома используется водяной куб размерами $1\text{ м} \times 1\text{ м} \times 1\text{ м}$. Проводится две серии экспериментов: в первой ионизационная камера, имеющая сложный геометрический и элементный состав, помещается в водный фантом, а измерения проводятся в ее чувствительном объеме. Во второй серии измерения проводятся в водном фантоме, в той его области, где в предыдущей серии располагался чувствительный объем камеры, в дальнейшем независимо от эксперимента данный объем будет носить название – область интереса. В области, соответствующей чувствительному объему ионизационной камеры измеряется количество актов ионизации и поглощенная доза при следующих условиях. В чувствительном объеме энергия обрезания E_{cut} для фотонов и электронов равняется 10 эВ , вне чувствительного объема энергия обрезания 10 кэВ , энергия обрезания для тяжелых частиц во всем объеме равняется 10 эВ . В соответствии с рекомендациями [6-8] на наперстковую камеру сверху дополнительно надеваются латунные колпачки различной толщины: в диапазоне энергий 2-6 МэВ толщина стенок равновесного колпачка 2 мм, в диапазоне энергий 6-15 МэВ толщина колпачка 4 мм, а при энергиях 15-25 МэВ – 6 мм.

Доля актов ионизаций, обусловленных продуктами фотоядерных реакций, в случае воды достигает максимального значения $\sim 20\%$ при энергии фотонов в районе 22 МэВ. Вид кривой схож с сечением фотоядерных реакций в области гигантского дипольного резонанса. В случае ионизационной камеры максимальное значение не превышает 7%, а кривая имеет сложную форму, что, по всей видимости, обусловлено сложным элементным составом окружающего область интереса пространства. В области энергий 15-20 МэВ значения кривых могут различаться до 14,5 раз. В случае водного фантома вклад продуктов фотоядерных реакций в поглощенную дозу достигает максимального значения $\sim 3,5\%$ в области энергий фотонов 22 МэВ. Если же объем интереса представляет собой чувствительный объем камеры, то вклад существенно ниже, и составляет $\sim 1\%$. Нарушение условий Брега-Грея для тяжелых заряженных частиц – продуктов фотоядерных реакций, может привести к существенной зависимости результатов расчетов поглощенной дозы по калибровочному коэффициенту k_{Q,Q_0} .

На рис. 1 показана зависимость поправочного коэффициента на качество излучения от энергии первичного пучка фотонов, полученная по ре-

зультатам компьютерного моделирования. Кривая нормирована на значение коэффициента качества k_{Q,Q_0} . вплоть до энергий первичного фотонного пучка ~ 20 МэВ отклонение поправочного коэффициента на качество излучения от опорного значения не превышает 2%. В области энергий свыше 20 МэВ характер зависимости изменяется, кривая плавно уменьшается и отклонение достигает $\sim 10\%$ при энергии 25 МэВ. Данный ход энергетической зависимости обусловлен увеличением вклада продуктов фотоядерных реакций в поглощенную объемом интереса дозу, что связано с изменением количества и энергии образовавшихся тяжелых частиц. Увеличение энергии, поглощенной объемом интереса в результате взаимодействия тяжелых частиц приводит к изменению среднего отношения тормозных способностей всех частиц.

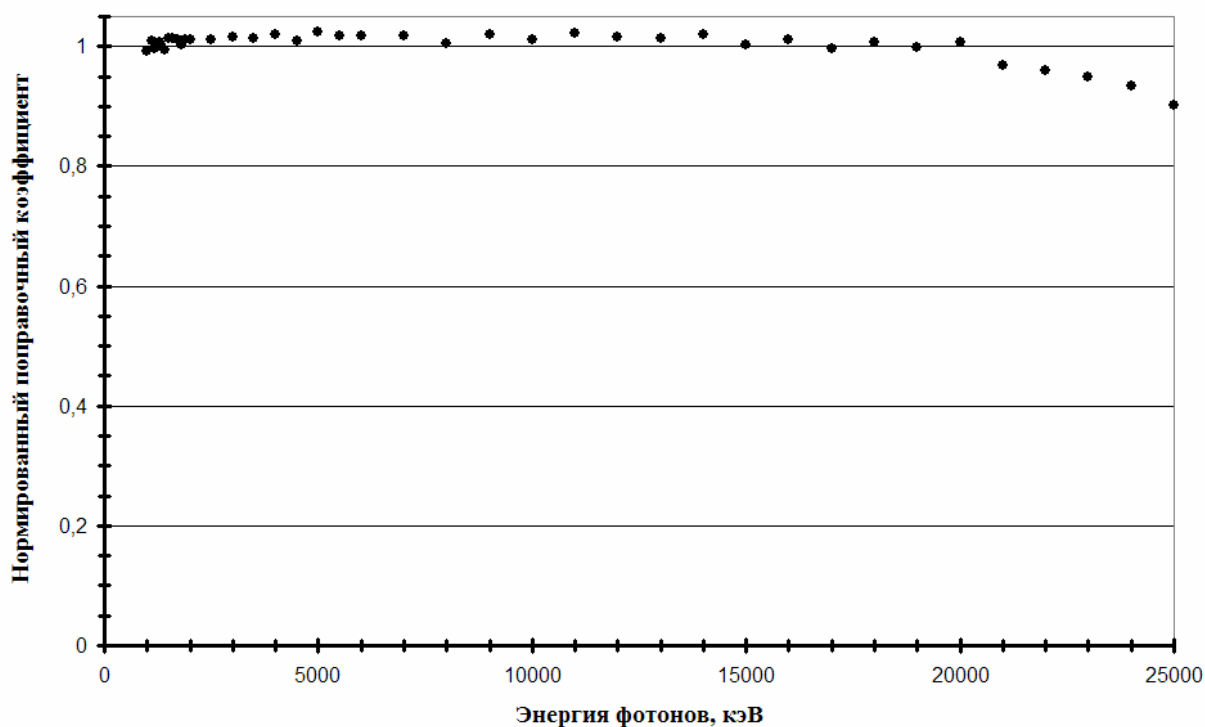


Рис.1. Энергетическая зависимость поправочного коэффициента на качество излучения

Литература

1. Hohfield K. Dosimetry in Radiotherapy, Vol.1 IAEA, Vienna, 1998.
2. Andreo P. // Phys. Med. Biol., 1992, 37, p. 2189-2211.
3. AAPM TG-51. // Med. Phys., 1999, 26, p. 1847-1870.
4. Deutsche Norm DIN 6800-2, DIN, Berlin, 1997.

5. Institute of physical science in medicine // Phys. Med. Biol., 1990, 35, p. 1355-1360.
6. Серия технических докладов № 398. Определение поглощенной дозы при дистанционной лучевой терапии. МАГАТЭ, Вена, 2004.
7. ESTRO Booklet № 3. Dutreix A., Bjarngard B.E., Bridier A. et al. Physics for Clinical Radiotherapy. ESTRO, 1997.
8. ESTRO Booklet № 6. Mijnheer B., Bridier A., Garibaldi C. Physics for Clinical Radiotherapy. ESTRO, 2001.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

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

ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ ЖИДКОСТИ В ПРИБЛИЖЕНИИ
ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА В СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИПрофессор *Николаев П.Н.*

Несмотря на то, что явления в критической области изучаются достаточно давно [1], интерес к ним не ослабевает до настоящего времени. Это обусловлено целым рядом причин, связанных как со сложностью рассматриваемой проблематики, так и с широким практическим применением полученных результатов. Работы в этой области начаты Д.И. Менделеевым, Т. Эндрюсом, М.П. Авенариусом и Дж. В. Гиббсом. В дальнейшем В.К. Семенченко развил теорию фазовых переходов, основываясь на представлениях о термодинамической устойчивости [2]. Им проведен анализ устойчивости закритической (сверхкритической) фазы.

Для температур выше критической невозможно существование фаз, имеющих границу раздела, так как здесь есть только устойчивые состояния. Как известно, коэффициенты устойчивости обратно пропорциональны флуктуациям различных физических величин. Поэтому при приближении к критической точке флуктуации растут.

В сверхкритической области точки перегиба на изотермах уравнений состояния

$$p = p(T, V) \quad (1)$$

сохраняются и образуют, согласно В.К. Семенченко, квазиспинодали. Граничная точка, где совпадают максимумы и минимумы кривой устойчивости, называется сверхкритической точкой или критической точкой второго порядка [1]. Теперь критическую точку мы можем определить как точку, общую для спинодали, квазиспинодали и бинодали. В точках квазиспинодали флуктуации достигают экстремальных значений, и система превращается в смесь флуктуационных зародышей фаз – квазифазу или мезофазное состояние при макроскопической однородности. Структурное исследование мезофазного состояния проводится и экспериментально [4].

При исследовании флуктуаций плотности для жидкости в сверхкритической области наибольший интерес представляет область температур между критической и сверхкритической точками. Для исследования этой области мы будем использовать уравнение состояния в приближении Ван-дер-Ваальса вида

$$p = p_{rs} + a_1 \rho^2 + a_2 \rho^3 + a_3 \rho^4, \quad (2)$$

где p_{rs} – давление для системы твердых сфер в приближении Карнахана – Старлинга [1], а коэффициенты $a_i (i = 1, 2, 3)$ находятся из условия точного воспроизведения уравнением (2) положения критической точки. Это устраняет проблемы современного варианта двухпараметрического уравнения

Ван-дер-Ваальса, которое весьма приближенно воспроизводит положение критической точки. Изначально это уравнение было трехпараметрическим, но с течением времени одним параметром «пожертвовали» для обеспечения главной асимптотики при малых плотностях.

Что касается диаметра твердых сфер, то эту величину мы определим из условия равенства плотности плавления для системы твердых тел и плотности кристаллической фазы в тройной точке. Это можно сделать как с использованием данных результатов машинного эксперимента, так и теоретических результатов, которые в настоящее время являются достаточно точными [5]. Данный подход позволяет получить простое аналитическое уравнение состояния, которое дает возможность достаточно хорошо описать флуктуации плотности

$$\overline{(\Delta N)^2} / \overline{N} = kT \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \quad (3)$$

в рассматриваемой области.

Приближение не зависящих от температуры параметров, которым обычно пользуются в приближении Ван-дер-Ваальса, становится плохо применимым для высоких температур. В этом случае учтем, что уравнение (2) переходит в уравнение для системы мягких сфер при $T \rightarrow \infty$. Введем зависящие от температуры параметры – эффективный диаметр твердых сфер $\sigma(T)$, параметры $a_i(T)$ с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \sigma(T) &= \sigma_0 / (1 + c_0 T)^{1/4} \\ a_1(T) &= a_{10} / (1 + c_1 T)^{1/4} \\ a_2(T) &= a_{20} / (1 + c_2 T)^{1/4} \\ a_3(T) &= a_{30} / (1 + c_3 T)^{1/4} \end{aligned} \quad (4)$$

Вид аппроксимирующей функции определяется характером поведения вириальных коэффициентов при высоких температурах. Каждый искомый коэффициент определяется теперь двумя параметрами. Для полного их определения необходимо два условия. Одно из них указано выше, а второе получается из условия при $T \rightarrow \infty$, поскольку при этом термодинамическая система может быть описана как система мягких сфер. Использование изначально системы мягких сфер не рационально, так как при понижении температуры ее эффективность как базовой системы значительно снижается. Более сложные варианты базовой системы достаточно громоздки и, как правило, не приводят к принципиальным улучшениям в описании. Поэтому предлагаемый вариант является наиболее оптимальным.

Предлагаемое уравнение состояния (2) является достаточно простым аналитическим уравнением. С его помощью флуктуации (3) представимы в аналитической форме. Полученные соотношения могут быть исследованы

на наличие взаимосвязи между критической, сверхкритической и тройной точками. Если для этих целей использовать более сложные уравнения, то роль различных факторов становится не столь очевидной.

Особое значение имеет положение минимума устойчивости, что соответствует максимуму флуктуаций (3). Эта точка является поворотной в изменении свойств фаз. Ее в известном смысле можно считать за точку закритического (сверхкритического) перехода. В этой точке термодинамические параметры не меняются скачком, но в ее окрестности они изменяются очень быстро. Это имеет важное значение для целого ряда технологических процессов, включая химические реакции.

Наличие области больших флуктуаций показывает, что область между жидкостью и газом имеет переход как через двухфазную систему, так и через область высоких флуктуаций. И только для температур выше сверхкритической этот переход предполагает монотонное изменение устойчивости системы. Область высоких флуктуаций значительно затрудняет проведение экспериментов в области критической точки. В связи с этим возникает проблема ее локализации. Это обычно делается на основе интерполяции соответствующих изотерм, изохор и изобар. Изучение положения квазиспинодали может внести существенный вклад в решение данной проблемы. В настоящее время исследование веществ между критической и сверхкритической точками является актуальным.

Литература

1. Базаров И.П. Термодинамика. СПб.-М.-Краснодар: Лань, 2010
2. Семенченко В.К. Избранные главы теоретической физики. М.: Просвещение, 1966
3. Николаев П.Н. // Вестник Моск. ун-та 2011. № 6. С. 48 (Moscow University Physics Bulletin. 2011. 66. N 6. P. 541)
4. Sato T., Sigiya M., Itoh K., Mori K., Fukunaga T., Misawa M., Otomo T., Takata S. // Phys. Rev. E 2008. 78, 051503.
5. Базаров И.П., Николаев П.Н. Новые методы в теории систем многих частиц. М.: изд-во Московского университета, 1995

ОПИСАНИЕ СОСТОЯНИЙ ФЕРМИОНОВ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ И СРЕДАХ С УЧЕТОМ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЧАСТИЦ

Профессор *Студеникин А.И.*, аспирант *Токарев И.В.*

Волновая функция фермиона

В настоящей работе на основе метода точных решений найдена волновая функция фермиона во внешнем магнитном поле и плотной среде с

учетом аномального магнитного момента частицы. Точные решения были применены в квантовой электродинамике при развитии квантовой теории синхротронного излучения [1], а также при изучении электродинамики и слабых взаимодействий в различных конфигурациях полей [2]. Этот метод основан на представлении Фарри [3] в квантовой электродинамике (см. также [5]), широко используемого при описании взаимодействия частиц при наличии внешних полей. При рассмотрении движения фермионов во внешних полях и плотных средах данный метод основан на решении модифицированного уравнения Дирака [6], которое в самом общем случае имеет следующий вид:

$$\left(\gamma_\mu (i\partial^\mu - eA^\mu) + \frac{1}{2}\gamma_\mu (1 - 4\sin^2 \theta_W + \gamma^5) f^\mu - \frac{i}{2}\mu\sigma_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - m \right) \psi(x) = 0 \quad (1)$$

В данном уравнении учтены вклады эффективного потенциала взаимодействия с частицами среды (подразумевается, что на длине волны де Бройля помещается макроскопическое число частиц среды), а также вклад аномального магнитного момента фермиона.

При построении решения необходимо описать спиновые свойства волновой функции. С этой целью предложен новый спиновый оператор, который является линейной суперпозицией операторов спина продольной и поперечной поляризации:

$$\hat{S} = -\sin \alpha \hat{S}_z + \cos \alpha \hat{S}_{long}, \quad \sin \alpha = \frac{Gn}{\sqrt{(Gn)^2 + (\mu B)^2}} \quad (2)$$

Легко показать, что данный спиновый оператор коммутирует с оператором Гамильтона системы. Поэтому оба этих оператора имеют одинаковый набор собственных функций, а собственные значения оператора спина являются интегралами движения.

Описание спиновых свойств волновой функции позволяет найти общий вид решения модифицированного уравнения Дирака (1), а также энергетический спектр фермиона:

$$p_0 = \tilde{G}n + \varepsilon \sqrt{p_z^2 + 2NeB + m^2 + (Gn)^2 + (\mu B)^2 + 2mS\sqrt{(Gn)^2 + (\mu B)^2}} \quad (3)$$

где S – собственные значения спинового оператора, G и $\tilde{G}$ – константы, пропорциональные константе Ферми G_F , ε – «знак» энергии.

Излучение нейтрино с ненулевым зарядом во вращающейся среде

Подход, основанный на методе точных решений, может быть применен для изучения излучения нейтрино с ненулевым зарядом, распространяющегося во вращающейся однородной неполяризованной среде в области однородного магнитного поля. В качестве примера, найдены интенсив-

ность излучения и радиус классической орбиты. Возможность появления у нейтрино ненулевого заряда, а также наиболее подробное описание электромагнитных свойств нейтрино могут быть найдены в работе [7].

Используя киральное представление γ -матриц, уравнение (1) можно записать в виде системы относительно ψ_i - компонент волновой функции. Ввиду сложности данной системы при построении решения полезно использовать малость величин $(m \pm \mu B)$. Это позволяет свести поставленную задачу к решению двух отдельных задач для левых (компоненты $\psi_{1,2}$) и правых (компоненты $\psi_{3,4}$) киральных состояний.

$$\psi_L = \frac{1 + \gamma_3}{2} \psi, \quad \psi_R = \frac{1 - \gamma_3}{2} \psi \quad (4)$$

Данный подход аналогичен методу получения уравнений Вейля для безмассовых нейтрино [4].

Интенсивность излучения и радиус классической орбиты движения нейтрино имеют вид:

$$I_{L,R} = \frac{2(|e|B \pm 2G_{L,R}n\omega)^4 \beta^2}{3m^2 B^2 (1 - \beta^2)^2}, \quad R_{L,R} = \sqrt{\frac{2N}{||e|B \pm 2G_{L,R}n\omega|}} \quad (5)$$

где β – скорость движения нейтрино, $G_L = (1 - 2 \sin^2 \theta_W)G$, $G_R = 2 \sin^2 \theta_W G$.

Важным является тот факт, что в случае $\vec{\omega} \parallel \vec{B}$ эффект взаимодействия заряда с магнитным полем усиливается наличием вращения среды, а в случае $\vec{\omega} \perp \vec{B}$ - ослабляется.

В случае $\vec{\omega} \perp \vec{B}$ и при условии $|e|B_{L,R} = 2G_{L,R}n\omega$ данные эффекты компенсируют друг друга. Нейтрино пролетит сквозь вращающуюся среду прямолинейно и без излучения. Такой сценарий может возникнуть в случае прохождения нейтрино сквозь вращающуюся нейтронную звезду ($n \sim 10^{37} \text{ см}^{-3}$, $|e| \sim 10^{-21} e_0$, $\omega = 2\pi \times 10^3 \text{ с}^{-1}$, $B \sim 10^{12} \text{ Гс}$).

В случае $\vec{\omega} \parallel \vec{B}$ данные эффекты усиливают друг друга. Даже в случае достаточно больших квантовых чисел N (вплоть до $N_{\text{max}} \sim 10^{10}$) радиус классической орбиты нейтрино будет меньше радиуса нейтронной звезды. Нейтрино будет удерживаться внутри вращающейся нейтронной звезды, при этом интенсивность излучения будет задаваться выражением (5).

Данные результаты могут быть полезными в астрофизике и физике звезд. Следует отметить, что в случае электронейтрального нейтрино, правое киральное состояние становится стерильным, а для левого состояния уточняется решение, полученное в работе [6].

Литература

1. А.А. Соколов, И.М. Тернов, *Синхротронное излучение* (Наука, Москва, 1966).

2. В.И. Ритус, *Квантовые эффекты взаимодействия элементарных частиц с интенсивным электромагнитным полем*, Труды ФИАН **111**, 5 (1979).
3. А.И. Никишов, *Проблемы интенсивного внешнего поля в квантовой электродинамике*, Труды ФИАН **111**, 152 (1979).
4. W. Furry, Phys. Rev. **81**, 115 (1951).
5. М.Е. Пескин, Д.В. Шредер, *Введение в квантовую теорию поля* (Регулярная и хаотическая динамика, Ижевск, 2001).
6. A.Studenikin, Annales de la Fondation Louis de Broglie, 31 289 (2006).
7. A.Studenikin, J.Phys.A: Math.Theor. **39**, 6769 (2006).
8. A.Studenikin, J.Phys.A: Math. Theor. **41**, 164047 (2008).
9. C. Giunti, A. Studenikin, J. Phys.: Conf. Ser. **203** 012100 (2010).

ИНФЛЯЦИЯ И РАЗОГРЕВ В МОДЕЛИ СТАРОБИНСКОГО С КОНФОРМНЫМ ПОЛЕМ ХИГГСА: СПЕКТР ВОЗМУЩЕНИЙ И ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССУ БОЗОНА ХИГГСА

Студентка Токарева А.А., науч.сотр. Горбунов Д.С.

Действие для гравитационного поля в модели Старобинского [1] (R – скаляр кривизны, $M_P = 2,4 \times 10^{18}$ ГэВ – масса Планка)

$$S = -\frac{M_P^2}{2} \int \sqrt{-g} d^4x \left(R - \frac{R^2}{6\mu^2} \right)$$

при замене метрики $g_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu} e^{\sqrt{2/3}\phi/M_P}$ переходит в действие для обычной Эйнштейновской гравитации с дополнительным скалярным полем [2]:

Это поле могло быть ответственным за инфляционную стадию в ранней Вселенной. Масштаб флуктуаций реликтового излучения фиксирует параметр $\mu = 1.3 \times 10^{-5} M_P$ – массу соответствующей частицы – скалярона [3].

Если в такой модели в исходное действие добавить поля материи (например, действие для Стандартной Модели), то после конформного преобразования метрики появится нетривиальное взаимодействие скалярона с материей. За счет этого в конце инфляции скалярон распадается на частицы материи, разогревая при этом Вселенную. В Стандартной модели доминирующим будет распад на бозоны Хиггса, приводящий к температуре разогрева $3,1 \times 10^9$ ГэВ [3, 4].

В работе рассматривался случай, когда поле Хиггса неминимально связано с гравитацией: в лагранжиане есть член $RH^\dagger H/12$, при наличии которого кинетический член в действии скаляра конформно инвариантен. Тогда распад скалярона на бозоны Хиггса не будет доминировать. В работе было получено, что доминирует распад на глюоны за счет квантовой конформной аномалии калибровочного поля, и соответствующая температура

разогрева 3×10^8 ГэВ. Это приводит к другим значениям наклона спектра скалярных возмущений и амплитуды тензорных возмущений: отличие от вышеупомянутой модели на уровне 10^{-3} , что находится на пределе возможностей эксперимента Planck.

Кроме того, в данной модели получен диапазон масс бозона Хиггса из условия стабильности электрослабого вакуума относительно квантовых поправок к потенциалу [5]. Неминимальная связь с гравитацией играет роль только на инфляционной стадии, внося дополнительную нестабильность и сужая диапазон масс. Нижняя граница лежит в интересном с точки зрения эксперимента районе 125 ± 2 ГэВ (неопределенность в 2 ГэВ связана с недостаточно точно известной массой топ-кварка).

Литература

1. A.A. Starobinsky, Phys. Lett. **91** (1980) 99.
2. G. Magnano, M. Ferraris and M. Francaviglia, Gen. Rev. Grav. **19**, 465.
3. F. Bezrukov and D. Gorbunov. Distinguishing between R^2 -inflation and Higgs-inflation. //arXiv:1111.4397 [hep-ph].
4. D.S. Gorbunov and A.G. Panin. Free scalar dark matter candidates in R^2 -inflation: the light, the heavy and the superheavy. //arXiv:1201.3539 [astro-ph.CO].
5. J. Elias-Miro, J.R. Espinosa, G.F. Giudice, G. Isidori, A. Riotto and A. Strumia. Higgs mass implications on the stability of the electroweak vacuum. //arXiv:1112.3022 [hep-ph].
6. Y. Watanabe. Rate of gravitational inflaton decay via gauge trace anomaly. //Phys. Rev. D **83**, 043511 (2011).

МНОГОМЕРНЫЕ ФОРМУЛЫ ФАКТОРИЗАЦИИ НЕКОММУТИРУЮЩИХ СЕМЕЙСТВ ОПЕРАТОРОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ

Профессор Чеботарев А.М., аспирант Тлячев Т.В.

Дифференцирование функций, зависящих от операторных аргументов, усложняется, если функции и их производные не коммутируют. Для вычисления производной показателя операторозначной экспоненты e^{G_t} в случае $[G_t, \dot{G}_t] \neq 0$, Р.Фейнман [1] использовал формулу, связывающую неизвестные операторы $\dot{G}_t$ и G_t с “известной” левой производной $\dot{G}_t^L$ (см. [2], а также обсуждение в [3], с 275, формула (1.10), и в [4]):

$$\dot{G}_t^L \stackrel{def}{=} \left(\frac{d}{dt} e^{G_t} \right) e^{-G_t} = \int_0^1 ds (e^{sG_t} \dot{G}_t e^{-sG_t}).$$

Таким образом, для вычисления G_t нужно решить задачу Коши для не-явной системы операторных ОДУ (ООДУ) относительно G_t

$$\int_0^1 ds (e^{sG_t} \dot{G}_t e^{-sG_t}) = \dot{G}_t^L, \quad G|_{t=0} = G_0.$$

В частном случае, если $G_0^L = G_0$ и операторы $G_t^L, \dot{G}_t^L$ и G_0 коммутируют, решением задачи Коши является функция $G_t = G_t^L$. Пусть G допускает диагонализацию с помощью обратимого преобразования $U: G \rightarrow G_U = UGU^{-1} = \{\lambda_k \delta_{kj}\}_{1 \leq j, k \leq K}$. Рассмотрим конструкцию решения уравнения

$$X: \int_0^1 ds (e^{sG} X e^{-sG}) = F. \quad (1)$$

Если X является решением уравнения (1), то X также удовлетворяет уравнению

$$e^{sG} X e^{-sG} - X = [G, F]. \quad (2)$$

Сумма вида $X + \Xi$ также удовлетворяет (2), если матрица Ξ коммутирует с G .

Теорема 1. Если G допускает спектральное разложение типичное для эрмитовых, либо симметричных операторов

$$G_t = \sum_n \lambda_n(t) \begin{cases} |\xi_n(t)\rangle \langle \xi_n(t)| & \langle \xi_j, \xi_k \rangle = \delta_{jk}, \\ |\xi_n(t)\rangle (\xi_n(t)| & (\xi_j, \xi_k) = \delta_{jk}, \end{cases}$$

(здесь $\lambda_n(t) \in \mathbb{C}$, $\langle \xi_j, \xi_k \rangle$ - полуторалинейное скалярное произведение, (ξ_j, ξ_k) - билинейная форма, а $\{\xi_n(t)\}$ - система векторов ортонормированная относительно соответствующей полуторалинейной либо квадратичной формы), а матрица Λ

$$\Lambda_{jk} = \frac{e^{\lambda_j - \lambda_k} - 1}{\lambda_j - \lambda_k}$$

не имеет нулевых элементов, то единственным решением уравнения (2) является

$$X = U^{-1} (V \circ F_U) U, \quad \text{где} \quad V_{jk} = \Lambda_{jk}^{-1}, \quad F_U = U F U^{-1}. \quad (3)$$

В формуле (3) $A \circ B$ обозначает поэлементное абелево произведение, сохраняющее эрмитовость, симметричность и положительную определенность сомножителей.

Формулы факторизации полезны для вычисления композиции, скалярного произведения и ортогонализации базисов неклассических состояний. Рассмотрим уравнения для билинейных форм в формулах Бейкера-Хаусдорфа:

$$\begin{aligned}
H &= \frac{i}{2} a_i^+ A_{ij} a_j^+ + a_i^+ B_{ij} a_j - \frac{i}{2} a_i A_{ij}^+ a_j^+ - i a_j^+ h_j + i a_j h_j^*, \\
U(t) &= e^{-iHt} = \exp\left(-\frac{1}{2} a_i^+ Q_{ij}(t) a_j^+\right) \exp(a_i^+ P_{ij}(t) a_j) \times \\
&\quad \exp\left(\frac{1}{2} a_i R_{ij}(t) a_j\right) \exp(a_j^+ f_j(t) - a_j f_j^*(t)) e^{s(t)} \quad (4)
\end{aligned}$$

где “*” означает комплексное сопряжение, а “+” – эрмитово сопряжение.

В одномерном случае при $B = 0$ левая и правая производные совпадают, а формулы для матриц $Q(t), P(t), R(t)$ известны из [5]. Многомерный случай рассмотрен в [7], где получено явное решение при $B = 0$. В [7] построено глобальное аналитическое решение в классе задач с матрицами, произвольного размера такими, что оператор AA^+ имеет простой спектр и коммутирует с B , а также для матриц общего вида – в размерности 2. Основным результатом является следующая теорема.

Теорема 2. Пусть A симметричная матрица, а B – эрмитова. Предположим, что существуют симметричные матрицы $Q(t), R(t)$ и матрица общего вида $P(t)$ такие, что выполнена формула (1) факторизации оператора $U(t)$, причем

$$\begin{aligned}
a(t) &= U^+(t) a U(t) = \Phi(t) a + \Psi(t) a^+ + g(t), \\
a^+(t) &= U^+(t) a^+ U(t) = \Phi^*(t) a^+ + \Psi^*(t) a + g^*(t),
\end{aligned}$$

где $\Phi(t), \Psi(t)$ – матрицы канонического преобразования с гамильтонианом (4). Тогда

$$Q(t) = -\Psi(t)(\Phi^*(t))^{-1}, \quad P(t) = -\ln(\Phi^+(t)), \quad R(t) = -(\Phi^*(t))^{-1} \Psi^*(t), \quad f(t) = -g(t).$$

Необходимыми следствиями нормальной факторизации оператора сжатия являются следующие уравнения для симметричной матрицы $R(t)$ и левой производной $\dot{P}^L(t)$ семейства матриц $e^{P(t)}$:

$$\dot{Q}(t) = A + iB Q(t) + iQ(t) \bar{B} - Q(t) \bar{A} Q(t), \quad \dot{P}^L(t) = iB - Q(t) \bar{A},$$

$$\dot{R}(t) = e^{P^T(t)} A^* e^{P(t)}, \quad Q_0 = R_0 = C_0 = 0.$$

Векторозначная функция $f(t)$ и скаляры $s(t)$ определяются соотношениями

$$\begin{aligned}
\dot{f}(t) &= \Phi(t) h + \Psi(t) h^*, \\
s(t) &= \frac{1}{2} \text{Tr}(P^L(t) - iBt) + \frac{1}{2} \int_0^t (f^*(\tau), df(\tau)) - (f(\tau), df^*(\tau)), \\
f(0) &= 0, \quad s(0) = 0.
\end{aligned}$$

Полученные здесь формулы удается применить для построения точного решения задачи о вычислении трех связанных параметрических процессов

взаимодействия световых волн [6] и задачи о движении квантовой частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях в представлении вторичного квантования [7].

Литература

1. Feynman R.P. An operator calculus having applications in quantum electrodynamics//*Phys. Rev.* 1951, №84, p.108-128.
2. Wilcox R.M. Exponential operators and parameter differentiation in quantum physics//*J. Math. Phys.* 1967, №8, p.962-982.
3. Карасев М.В., Маслов В.П. *Нелинейные скобки Пуассона*. М.: Наука. 1991.
4. Najfeld I., Havel T.H. *Derivatives of the matrix exponential and their computation*// TR-33-94. Harvard University. Cambridge, Massachusetts. 1994.
5. Киржниц Д.А. *Полевые методы теории многих частиц*. М.: Госатомиздат. 1963.
6. Chirkin A.S., Saigin M.Yu., Statistic and information characterization of tripartite entangled states// *Journal of Russian Laser Research*, 2007, №5(28), p.505-515
7. Чеботарев А.М., Тлячев Т.В., Радионов А.А. Сжатые состояния и их применение в задачах квантовой эволюции // *Математические заметки*. 2011, №89(4). с.614–634.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА МОДЕЛЬ С БОЛЬШИМИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ И ОДНИМ ПОКОЛЕНИЕМ

Студент *Тимирязов И.И.*, студент *Немков Н.А.*,
ст.науч.сотр. *Либанов М.В.*, науч.сотр. *Нугаев Э.Я.*

Стандартная Модель (СМ) прекрасно описывает большую часть экспериментальных данных в физике частиц. Однако она не дает ответа на вопрос, почему существует именно три поколения фермионов с сильно различающимися массами, в ней существует проблема калибровочной иерархии, а так же ряд других трудностей, прежде всего связанных с описанием массивных нейтрино. В работах [1,2] была предложена и исследована модель, в которой все вышеперечисленные проблемы находят элегантное решение.

В этой модели предполагается наличие двух дополнительных измерений, представляющих собой сферу S^2 . Скалярное и калибровочное поле образуют на этой сфере топологический дефект (т.е. устойчивое нетривиальное решение) - вихрь Абрикосова-Нильсена-Олессена [3,4]. Нулевые моды оператора Дирака в поле вихря соответствуют наблюдаемым четырехмерным фермионам. Таким образом, одному шестимерному поколению

может соответствовать несколько (число определяется деталями взаимодействия) четырехмерных поколений. Для фермионов в поле вихря сохраняется угловой момент, дополненный преобразованиями по группе вихря:

$$J = -\partial_\varphi - k \frac{1 + \Gamma_7}{2},$$

где φ – азимутальный угол на сфере, Γ_7 – шестимерный аналог γ_5 , а k – число наблюдаемых поколений. Различные собственные значения J соответствуют различным четырехмерным поколениям G и имеют различную угловую зависимость от координат на сфере. Именно эта различная угловая зависимость и приводит к иерархии масс фермионов, так как четырехмерные массы пропорциональны интегралам по дополнительным измерениям фермионных полей с полем Хиггса.

Введение еще одного скалярного поля позволяет описать смешивание в кварковом секторе модели и получить согласующуюся с экспериментальными данными матрицу Кабиббо-Кобаяши-Маскавы.

Нейтринный сектор содержит поля левых нейтрино и дополнительное поле стерильного нейтрино, не локализованного на сфере. Введение дополнительного стерильного нейтрино делает возможным получение в рамках «качельного механизма» параметров смешивания, согласующихся с экспериментальными данными [5].

Таким образом, описываемая модель выглядит крайне привлекательно, и возникает задача проверки ее специфических предсказаний на соответствие с имеющимися экспериментальными данными.

Одним из таких специфических предсказаний является наличие нейтральных токов, нарушающих аромат, что приводит к возможности наблюдения процессов, запрещенных в СМ. Причиной возникновения таких токов являются высшие моды бозонов, появляющиеся в связи с периодичностью граничных условий на сфере (Калуца-Клейновская башня). Эти моды могут нести ненулевой угловой момент J , обеспечивая переходы между поколениями. Амплитуды таких переходов подавлены обратными массами тяжелых мод, пропорциональными $1/R$, где R – радиус сферы S^2 .

Были рассмотрены различные процессы с участием В и D мезонов и получены ограничения на $1/R$. Показано, что наиболее строгое ограничение может быть получено из распада $B^0 \rightarrow K^0 \mu \bar{\nu}$. Важно, что в этом процессе изменение номера поколения $\Delta G = 0$. Процессы с $\Delta G \neq 0$ дополнительно подавлены, так как проходят с изменением суммарного момента J . Сохранение момента является строгим до рассмотрения смешивания кварков. Введение же смешивания приводит к возможности процессов с несохранением момента, подавленных малыми параметрами смешивания. Полученное ограничение $\frac{1}{R} > 3.3 \text{ ТэВ}$, соответствует $R > 6 \cdot 10^{-18} \text{ см}$. Т.е. дополни-

тельные измерения действительно являются большими в сравнении с планковским масштабом.

Таким образом, рассматриваемая модель не противоречит имеющимся экспериментальным данным и прекрасно справляется с трудностями, возникающими в СМ.

Литература

1. Libanov, M.V. and Troitsky, S.V. Three fermionic generations on a topological defect in extra dimensions. // -Nucl. Phys. 2001, B599, p.319-333.
2. Frere, J. M., Libanov, M. V., Nugaev, E. Y. and Troitsky, S. V. Fermions in the vortex background on a sphere. // JHEP 2003, 0306, p.009.
3. Абрикосов А. А. О магнитных свойствах сверхпроводников второго рода. // ЖЭТФ 1957, 32(6), с.1442-1952.
4. Nielsen H., Olesen P. Vortex-line models for dual strings. // Nucl.Phys. 1973, B61, p.45-61.
5. Frere, J. M., Libanov, M. V. and Ling, F.-S. See-saw neutrino masses and large mixing angles in the vortex background on a sphere. // JHEP 2010, 1009, p.081.

ГИПЕРСИНГУЛЯРНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ОПЕРАТОРЫ И СУММАТОРНЫЕ УРАВНЕНИЯ В ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ

Профессор *Делицын А.Л.*

Одним из подходов к исследованию задачи дифракции в неограниченном пространстве является постановка нелокальных краевых условий на некоторой фиксированной поверхности, после чего рассматривается внутренняя краевая задача [1].

В то же время используемые краевые условия задаются интегродифференциальным оператором, который определяется бесконечным рядом. [2,3] В работе рассматривается структура этого ряда, при этом определяемый им оператор оказывается возможным записать в виде суммы гиперсингулярного, сингулярного и компактного операторов [4].

Полученное представление оператора, определяющего краевые условия, применяется к доказательству сходимости метода Галеркина для задачи дифракции [5].

Основным моментом доказательства является правильный учет краевых условий. Гиперсингулярный оператор необходимо аппроксимировать точно, при этом сходимость метода Галеркина становится следствием стандартных результатов численного анализа.

Рассматривается применение сумматорных уравнений к теории резонансного рассеяния. Для определенного вида задач удастся дать элементарное доказательство резонансного характера рассеяния. В частности рассматривается задача рассеяния на двух бесконечно тонких экранах в вол-

новоде. Применяемая техника может быть использована для широкого класса задач, таких как задача об отражательном фильтре, задача о резонаторе Гельмгольца и других, когда геометрия препятствия имеет координатные границы.

Литература

- [1] Ильинский А. С., Кравцов В. В., Свешников А. Г. Математические модели электродинамики М.: Высшая школа. 1991
- [2] В. В. Ложечко, Ю. В. Шестопалов. Вариационный метод решения задач дифракции в областях с некомпактными границами. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1998, 38:2, 277–288.
- [3] В. В. Ложечко, Ю. В. Шестопалов. О задачах возбуждения открытых цилиндрических резонаторов с нерегулярной границей // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1995, 35:1, 71–82.
- [4] А.Л. Делицын. О методе конечных элементов для задачи дифракции в волноводе//Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 50:11 (2010), 1926–1930.
- [5] А. Л. Делицын. Парциальные условия излучения и гиперсингулярные интегральные операторы // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 49:9 (2009), 1652–1658.

ДВИЖУЩИЕСЯ ВНУТРЕННИЕ СЛОИ В НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ ЗАДАЧЕ ДЛЯ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ КОЛМОГорова–ПЕТРОВСКОГО–ПИСКУНОВА

Профессор *Быков А.А.*, профессор *Нефедов Н.Н.*, аспирантка *Шарло А.С.*

В работе рассматривается начально-краевая задача для квазилинейного псевдопараболического уравнения, содержащего производную по времени и вторые производные по пространственным координатам:

$$\varepsilon^2 u_t + \varepsilon^2 V_0 u_x - \varepsilon^4 \mu_0 u_{xxt} - \varepsilon^2 k_0 u_{xx} + f(u, x, \varepsilon) = 0, \quad x \in (a, b), \quad t \in (0, T] \quad (1)$$

$$u(a, t, \varepsilon) = u_a, \quad u(b, t, \varepsilon) = u_b, \quad u(x, 0, \varepsilon) = u^0(x, \varepsilon).$$

Данное уравнение будем называть обобщенным уравнением Колмогорова–Петровского–Пискунова (КПП) [1]. Будем искать решение уравнения (1) типа контрастной структуры. Контрастная структура (КС) представляет собой совокупность внутренних переходных слоев (ВПС), разделенных широкими областями с малым градиентом, так называемых пятен.

При наличии пространственной неоднородности функции плотности источников $f(u, x, \varepsilon)$ ВПС будет перемещаться. В работе с помощью метода пограничных функций [2] найдена скорость дрейфа ВПС с точностью до второго порядка включительно. Предполагается, что функция $f(u, x, \varepsilon)$ имеет три корня: устойчивые $\varphi^{(-)}(x)$, $\varphi^{(+)}(x)$ и неустойчивый –

$\varphi^{(0)}(x)$. ВПС образуется в окрестности точки, в которой решение пересекает значение неустойчивого корня.

Для уравнения (1), являющегося уравнением третьего порядка, при построении формальной асимптотики решения возникают разномасштабные функции ВПС – две «медленные» (порядка ε^{-1}) – слева и справа от точки перехода, одна «быстрая» (порядка ε^{-2}) – справа от точки перехода. В самой точке перехода накладывается условие сшивания функций и их производных до второго порядка включительно.

Результаты получены при следующих предположениях:

$$1) \int_{\varphi^{(-)}(x)}^{\varphi^{(+)}(x)} f(u, x, 0) du = 0 \text{ – сбалансированный случай,}$$

2) Граничное условие u_a принадлежит области влияния устойчивого корня $\varphi^{(-)}(x)$ – промежутку $(-\infty, \varphi^{(+)}(a))$, u_b – области влияния $\varphi^{(+)}(x)$: $(\varphi^{(-)}(b), \infty)$.

Решение в окрестности точки перехода представляется в виде суммы регулярной части $\bar{u}^{(\pm)}(x, \varepsilon) = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^k \bar{u}_k^{(\pm)}(x)$ и асимптотических рядов

$$Q^{(\pm)}(\xi, t, \varepsilon) = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^k Q_k^{(\pm)}(\xi, t), \quad \Theta^{(+)}(\eta, t, \varepsilon) = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^k \Theta_k^{(+)}(\eta, t), \quad \text{где}$$

$$\xi = \frac{x - x^*(t, \varepsilon)}{\varepsilon}, \quad \eta = \frac{x - x^*(t, \varepsilon)}{\varepsilon^2} \text{ – растянутые переменные для «медленной»}$$

и «быстрой» функций ВПС. Обозначения (-) и (+) соответствуют задачам слева и справа от точки перехода.

Регулярная функция нулевого порядка равна $\bar{u}_0^{(\pm)}(x) = \varphi^{(\pm)}(x)$, функции следующих порядков вычисляются как решения алгебраических уравнений $\bar{u}_k^{(\pm)}(x) = \frac{H(\bar{u}_j^{(\pm)}, x, \varepsilon)}{f_u(\bar{u}_0^{(\pm)}, x, 0)}$, $k > 0, j < k$, где $H(x, \varepsilon)$ не зависит от

$\bar{u}_k^{(\pm)}(x, \varepsilon)$. «Медленная» функция переходного слоя нулевого приближе-

ния равна $\frac{dQ_0^{(\pm)}}{d\xi} = \sqrt{\frac{2}{k_0}} \left(\int_{\varphi^{(\pm)}(x_0)}^{\varphi^{(\pm)}(x_0) + Q_0^{(\pm)}} f(u, x_0, 0) du \right)^{1/2}$, функции следующих

приближений вычисляются рекуррентно по формуле:

$$Q_k^{(\pm)}(\xi, t) = Q_k^{(\pm)}(0, t) \frac{\tilde{\Phi}^{(\pm)}(\xi)}{\tilde{\Phi}^{(\pm)}(0)} - \frac{1}{k_0} \tilde{\Phi}^{(\pm)}(\xi) \int_0^\xi \left(\tilde{\Phi}^{(\pm)}(\eta) \right)^{-2} \int_\eta^{\pm\infty} \tilde{\Phi}^{(\pm)}(\sigma) h_k^{(\pm)}(\sigma) d\sigma d\eta,$$

где $\tilde{\Phi}^{(\pm)}(\xi) = \frac{d(\varphi^{(\pm)}(x_0) + Q_0^{(\pm)})}{d\xi}$, $h_k^{(\pm)}(\xi, t)$ – функция, не зависящая от $Q_k^{(\pm)}(\xi, t)$.

«Быстрая» функция переходного слоя $\Theta^{(+)}(\eta, t, \varepsilon)$ равна нулю в нулевом, первом и втором приближении: $\Theta_k^{(+)}(\eta, t, \varepsilon) = 0$, $k = 0, 1, 2$.

Скорость перемещения точки перехода вычисляется путем сшивания функции и ее производных слева и справа от данной точки. Сшивание первого порядка позволяет получить скорость перемещения точки перехода нулевого порядка.

Скорость вычислялась для точки перехода $x^*(t, \varepsilon)$, заданной пересечением решения уравнения $u(x, t, \varepsilon)$ с произвольной гладкой функцией $\psi(x)$. Введенная функция заключена между наибольшим и наименьшим корнями уравнения $f(u, x, \varepsilon) = 0$: $\varphi^{(-)}(x)$ и $\varphi^{(+)}(x)$ соответственно. Показано, что координата точки перехода не зависит от выбора функции $\psi(x)$.

Для случая $f(u, x, \varepsilon) = \gamma u(u^2 - U^2(x))$ в нулевом приближении координата точки перехода определяется следующей задачей Коши:

$$\dot{x}_0(t) = \frac{V_0 - 3k_0 \frac{U_x(x_0)}{U(x_0)}}{\mu_0 \frac{2\gamma U^2(x_0)}{5k_0} + 1}, \quad x_0(0) = x_{00},$$

где x_{00} – начальное положение фронта.

Проведено сравнение результатов решения задачи (1) асимптотическим и численным методом.

Литература

1. Korpusov M.O., Ovchinnikov A.V., Sveshnikov A.G. On blow up of generalized of Kolmogorov-Petrovskii-Piskunov equation // Nonlinear Analysis. -2009. 1 May. P.5724-5732
2. Божевольнов Ю.В., Нефедов Н. Н. Движение фронта в параболической задаче реакция-диффузия // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 2010. Т.50, № 2. С.276-285.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Директор ИКИ РАН *Зеленый Л.М.*, вед.науч.сотр. *Малова Х.В.* (ОИВМ
НИИЯФ), профессор *Попов В.Ю.* (ИКИ РАН)

Построена аналитическая двумерная самосогласованная модель тонкого токового слоя в магнитосфере Земли. В рамках данной модели исследован вопрос о влиянии продольного градиента B_z -компоненты на структуру токового слоя.

Рассмотрим, как влияет перераспределение плазмы, благодаря сохранению I_x -инвариантов движения, на двухмерную структуру модели токового слоя магнитосферного хвоста. Для этого зададим функции распределения пролетных и квазизахваченных ионов. Переход в систему координат, движущуюся со средней скоростью конвекции V_c , позволяет исключить компоненту электрического поля E_y из рассмотрения. Для пролетных частиц интеграл I_x не определен, так как они не совершают многократных крупномасштабных осцилляций в нейтральной плоскости, следовательно, их движение можно описать с помощью квазиadiaбатического интеграла I_z и полной энергии. Предположим, что поток пролетных частиц вдали от токового слоя описывается смещенным максвелловским распределением, которое можно представить в виде функции, зависящей только от интегралов движения:

$$f_{trans}(\vec{v}) = \Theta_0 \exp \left\{ - \left[\left(\sqrt{v_0^2 - (\omega_0/m)I_z} - v_D \right)^2 + (\omega_0/m)I_z \right] / v_T^2 \right\},$$

где Θ_0 — нормировочная константа. Функцию распределения квазизахваченных ионов, учитывая их динамику движения вдоль «огурцовых» траекторий, естественным образом можно представить в виде функции интегралов движения v_0^2 и I_x : $f_{trap}(\vec{v}) = \Theta_0 \cdot k \exp \left\{ - [v_D^2 + v_0^2 + (\omega_0/m)I_x] / v_T^2 \right\}$. Здесь k -свободный коэффициент, характеризующий относительную плотность квазизахваченной плазмы, что связано с независимостью источников плазмы квазизахваченных и пролетных частиц. Так, квазизахваченные ионы в токовом слое могут населять слой не только благодаря рассеянию из пролетных ионов, но также и за счет конвекции из дальней области хвоста в ближнюю. Такая функция распределения будет «сшиваться» с функцией распределения пролетных ионов при условиях: 1) $k=1$; 2) $I_x=0$ (для пролетных частиц), 3) $v_0^2 - (\omega_0/m)I_z = 0$ (граница разделения двух популяций ионов по инвариантам движения I_z).

Решение двумерной системы уравнений Власова-Максвелла

$$df_{trans}/dt = 0; df_{trap}/dt = 0;$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{4\pi}{c} \left\{ \int_{V^3} v_y f_{trans}(v_0, I_z) d^3v + \int_{V^3} v_y f_{trap}(v_0, I_x) d^3v \right\}$$

полученное в предположении об электронах как холодном нейтрализующем фоне, с соответствующими граничными условиями, позволяет исследовать двумерное распределение плотности тока в токовом слое магнитосферного хвоста.

Показано, что в удаленной от Земли части тонкого токового слоя плотность тока имеет «колоколообразный» профиль, что свидетельствует о том, что ток пролетных ионов является доминирующим, а концентрация квазизахваченных ионов – малой по сравнению с концентрацией пролетных частиц. По мере приближения к Земле концентрация квазизахваченных ионов и их локальный ток становятся все заметнее; происходит перераспределение плотности тока через слой, при котором ее максимум в нейтральной плоскости сменяется минимумом. При этом заметным становится уширение и расщепление профиля плотности тока, которое достигает максимума на ближней к Земле кромке токового слоя.

Таким образом, влияние продольной неоднородности на структуру токового слоя выявляет важную роль различия в динамике квазиadiaбатических пролетных и захваченных ионов. Так, пролетные ионы являются основными носителями тока и могут поддерживать практически одномерное распределение плотности тока в слое. Их функция распределения может зависеть только от квазиadiaбатического инварианта быстрого движения I_z и полной энергии. Напротив, благодаря сохранению инварианта медленных осцилляций в продольном направлении I_x , учтенного в их функции распределения, квазизахваченные ионы перераспределяются в токовом слое так, что их плотность растет в направлении роста B_z -компоненты. Вследствие этого, в области их повышенной плотности может происходить перераспределение плотности тока основных носителей, которое выражается в 1) расширении профиля плотности тока; 2) расщеплении его на два максимума, отесняемых на периферию токового слоя пропорционально концентрации квазизахваченной плазмы.

Литература

1. A.V. Artemyev, A. A. Petrukovich, L. M. Zelenyi, et al., Embedded current sheets in the Earth's magnetotail. // Journal of geophysical research, vol. 116, a00i25, doi:10.1029/2010ja015749, 2011, pp. 1-11.

2. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Попов В.Ю. и др. Токовый слой в бесстолкновительной немаксвелловской плазме: самосогласованная теория, моделирование и сравнение со спутниковыми экспериментами. // Физика плазмы, Т.36, N9, с. 897-915, 2010.
3. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Попов В.Ю. Расщепление тонких токовых слоев в магнитосфере Земли. //Письма в ЖЭТФ, 2003, т. 78, вып.5, с.742-746.
4. Büchner J., Zelenyi L.M. Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals: 1. Basic theory of trapped motion // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. N 10. P. 11821-11842.
5. Birn, J., Sommer R.R., and Schindler K., Self-consistent theory of the quiet magnetotail in three dimensions // J. Geophys. Res., 1977, 82, 147–154, doi:10.1029/JA082i001p00147.
6. Tverskoy, B.A., Main mechanisms in the formation of the Earth's radiation belts, // Rev. Geophys., 1969, 7, pp. 219–231

МАЛОМОДОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ЗАДАЧЕ ДИНАМО ДЛЯ СЛУЧАЯ КВАДРУПОЛЬНОЙ СИММЕТРИИ ТОРОИДАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Мл.науч.сотр. *Попова Е.П.*

Считается, что 11-летний цикл солнечной активности реализуется за счет работы механизма динамо в конвективной зоне Солнца, который основан на совместном действии альфа-эффекта и дифференциального вращения [1]. Предполагается, что магнитное поле солнца имеет две компоненты: полоидальную и тороидальную. Тороидальное магнитное поле получается из полоидального под действием дифференциального вращения, находящегося внутри конвективной зоны Солнца. Обратный процесс превращения тороидального магнитного поля в полоидальное осуществляется в результате нарушения зеркальной симметрии конвекции во вращающемся теле. Сила Кориолиса при действии на поднимающиеся и расширяющиеся (опускающиеся и сжимающиеся вихри) приводит к преобладанию правых вихрей в северном полушарии (левых вихрей - в южном полушарии). Мерой нарушения отражательной инвариантности течений в конвективной зоне является гидродинамическая спиральность. Электродвижущая сила, возникающая в результате действия электромагнитной индукции Фарадея, после усреднения по пульсациям скорости приобретает компоненту,

параллельную среднему магнитному полю. Она и замыкает цепь самовозбуждения в динамо Паркера.

Вполне возможно, что этот механизм действует и в других небесных телах, включая Землю и галактики. Математическое описание работы динамо описывается громоздкими системами дифференциальных уравнений в частных производных, решение которых возможно, но не исчерпывает проблему полностью. В такие системы уравнений в качестве коэффициентов входят величины, распределение которых по небесному телу плохо известны. Кроме того, при помощи прямого численного моделирования сложно дать объяснение различных явлений. В подобных случаях удобнее пользоваться упрощенными моделями, которые позволяют прояснить физику явлений.

Один из способов получения упрощенной модели генерации магнитного поля состоит в следующем. Предполагается, что возбуждаемое магнитное поле можно описать сравнительно небольшим числом параметров и для его качественного описания уравнения динамо можно заменить динамической системой не очень высокого порядка. Такой метод был использован в [2,3] для исследования динамо Паркера в случае дипольной симметрии магнитного поля. На основе этого метода в [2,3] получена динамическая система, которая правильно описывает многие известные черты циклической солнечной активности и в ряде случаев показывает, с чем связаны эти черты.

В данной работе построена и исследована динамическая система для случая квадрупольной симметрии магнитного поля. Построены широтно-временные распределения полоидального и тороидального полей. Найдены условия, при которых реализуются различные режимы генерации магнитного поля.

Работа поддержана проектом РФФИ 10-02-00960.

Литература

1. Parker E.N. Hydromagnetic dynamo model, *Astrophys. J.*, 1955, V. 122, p. 293–314.
2. Соколов Д.Д., Нефедов С.Н. Маломодовое приближение в задаче звездного динамо, *Вычислительные методы и программирование*, 2007, Т. 8, с. 195-204.
3. Нефедов С.Н., Соколов Д.Д., Нелинейная маломодовая модель динамо Паркера, *Астрон. Ж.*, 2010, Т.87, №3, с. 278 – 285.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАЗДЕЛЕНИЯ КИСЛОТЫ И СОЛИ СОРБЦИОННЫМ МЕТОДОМ "УДЕРЖИВАНИЯ КИСЛОТЫ" НА БАЗЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Студент *Сидельников Г.Б.*, профессор *Тихонов Н.А.*

Разделение смешанных концентрированных растворов кислот и их солей является актуальной проблемой, возникающей, например, в химической и металлургической промышленности. В последние годы был найден экологически чистый безреагентный способ "удерживания кислоты" [1,2].

При экспериментальном исследовании процесса были обнаружены следующие закономерности [2]:

- с увеличением концентрации кислоты повышается удерживающая способность сорбента;
- наличие в растворе соли металла может создавать дополнительную емкость ионита по кислоте.

Эти эффекты можно объяснить тремя различными механизмами сорбции: 1) молекулярной сорбция компонент из раствора поверхностью волокон сорбента; 2) проникновение ионов малого радиуса (преимущественно протонов) в нанопоры сорбента; 3) удерживание сильнополярных молекул на поляризованной дипольной оболочке катиона (эффект сорбции на "шубах" катионов). Для определения вклада этих механизмов в общую картину и их исследования на количественном уровне нами было проведено математическое моделирование процесса, с использованием опытных данных полученных в институте геохимии и аналитической химии им. В.И.Вернадского РАН.

Существенным моментом исследования была разработка способа определения соотношения концентраций молекул и ионов во внутренней области сорбента, что не удастся сделать, используя известные методы. Это потребовало определения зависимости диэлектрической проницаемости внутри сорбента от концентрации поступающих компонент, а также построения изотерм различных механизмов сорбции.

Была построена и численно разрешена математическая модель сорбционного процесса разделения кислоты и соли в двухкомпонентном растворе. На примере разделения азотной кислоты и нитрата проводилось детальное исследование возможных механизмов сорбции. Были получены результаты, с высокой точностью описывающие экспериментальные данные, представленные в виде выходных концентрационных кривых для сорбции азотной кислоты различных концентраций, а так же для полного процесса разделения азотной кислоты и различных нитратов.

Литература

1. Хамизов Р.Х., Крачак А.Б., Подгорная Е.Б., Хамизов С.Х. Способ проведения массообменных сорбционных процессов, аппарат для его осуществления, промышленная установка для разделения компонентов водных растворов неорганических веществ и аппарат для отделения жидких органических веществ от водных растворов. Патент РФ № 2434679, Опубл. 27.11.2011, Бюлл. №33.
2. Крачак А.Н., Хамизов Р.Х., Познухова В.А., Дурнайкин В.А., Основные закономерности разделения электролитов в методе "Удерживания кислоты" (Acid Retardation). I. Влияние природы катиона на сорбцию кислот и их солей из бинарных растворов// Сорбц. хроматографич. процессы, 2011, Т. 11.Вып.1. с. 77-88.

МЕТОДЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ В АНАЛИЗЕ ТЕЛЕКОМУНИКАЦИОННОГО ТРАФИКА

Вед. науч. сотр. *Арсеньян Т.И.*, студент *Синяговский И.В.*,
доцент *Сухарева Н.А.*

Магистральные потоки в сетях передачи данных — принципиально нелинейный и неустойчивый процесс, критичный к начальным условиям, логике управления потоками, ресурсам коммутирующего оборудования. Основная проблемы современных каналов состоит в исходно заложенном противоречии проектирования сетей с пакетной или потоковой коммутацией на основе теоретических моделей, развитых для классической теории телетрафика. Новые модели магистрального трафика, основанные на анализе большого объёма экспериментальных реализаций, позволили за последние 15 лет сформулировать основные различия классической и современной теорий:

- трафик сетей с пакетной коммутацией обладает свойством самоподобия,
- отдельные компоненты магистрального потока могут синхронизироваться и увеличить глубину и время модуляции плотности магистрального потока на масштабах времени ретрансляции отдельных его компонент,
- существенную роль в развитии ряда неблагоприятных явлений в магистральных каналах (пакетные штормы, блокировки и пр.) играют служебные сообщения, формально не принимаемые во внимание при разработке нагрузочных моделей телекоммуникационного оборудования.

В докладе предложен метод реконструкции стохастических характеристик временных рядов, регистрируемых при перехвате магистральных потоков, для последующего развития адаптивных методов управления ресурсами канала. Математической основой для процедуры реконструкции аттрактора служит теорема Такенса [1-3]. Пусть A есть компактное подмножество N -мерного пространства X . Определим вложение множества A в m -мерное пространство Y т.е. задим отображение X в Y такое, что совпадение образов двух векторов, принадлежащих A , возможно только при равенстве этих векторов. Теорема Такенса утверждает, что любое гладкое отображение X в Y будет задавать вложение множества A в пространство Y при условии, что

$$m \geq 2D_A + 1$$

где D_A - фрактальная размерность множества A .

Анализировались полученные экспериментально выборки последовательности событий пересечения сегментами магистрального потока внешнего интерфейса телекоммуникационной системы. Каждый из сегментов характеризуется размером в байтах и моментом времени регистрации на интерфейсе с точностью до микросекунды - $y(t_i)$. Исходный набор событий преобразовывался в равномерный временной ряд методом агрегации на выбранном интервале времени. Схематически процедура агрегирования представлена на рис.1.

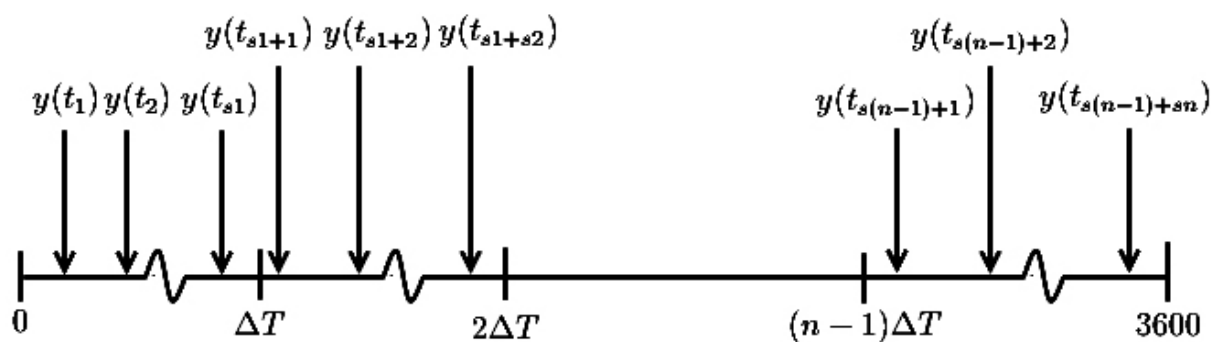


Рис.1 Агрегация потока с заданным интервалом времени агрегации ΔT

Интервал времени агрегации ΔT варьировался от 0.01 с. до 4 с. в зависимости от плотности регистрируемых потоков. Для каждого временного ряда проводилась реконструкция фазового пространства и дальнейшее восстановление количественных характеристик. В качестве программного пакета для обработки данных был выбран OpenTSTOOL [4], реализованный на платформе Matlab, и более функциональный аналог – TISEAN [5].

Размерность реконструированного пространства может быть определена при оценке доли ложных ближайших соседей (рис.2), однако получаемые подобным методом значения обычно весьма велики.

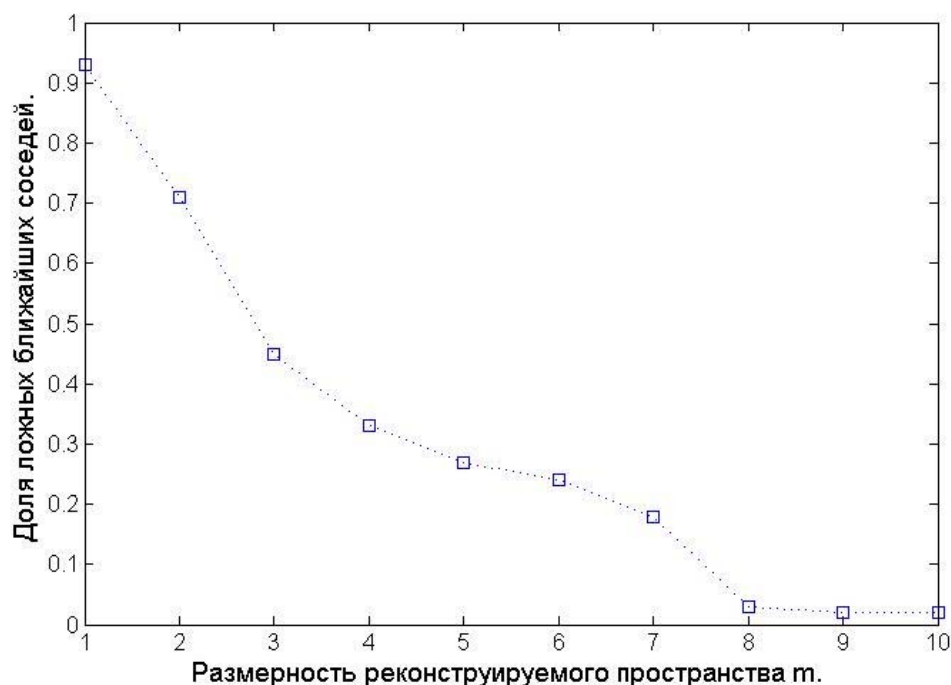


Рис.2 Зависимость доли ложных ближайших соседей от размерности реконструкции

Для уменьшения размерности пространства реконструкции использовался метод главных компонент, который в силу линейности используемого преобразования не меняет топологические свойства аттрактора. В результате редуцирования размерности от 8-ми к двумерному отображению возможно наглядное представление формы аттрактора для процесса распространения магистрального потока данных. На рис.3 представлены аттракторы, восстановленные описанными методами для агрегированного временного ряда магистрального потока (левая часть рис.3) и для тестового некоррелированного шумового потока (правая часть рис.3).

В результате анализа различных экспериментальных выборок установлен ряд новых свойств регистрируемых временных рядов:

- корреляционная размерность и показатель Ляпунова имеют один и тот же порядок на всех временных интервалах, т.е. система обладает одними и теми же хаотическими свойствами, вне зависимости от временного масштаба анализа,

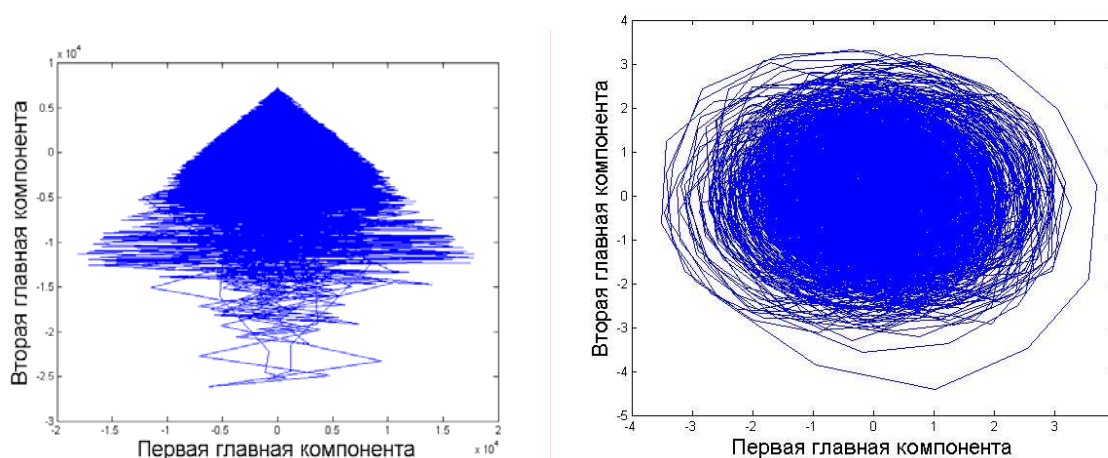


Рис.3 Проекция восстановленных аттракторов на первые две главные компоненты

- геометрия реконструированной проекции аттрактора для исследованной экспериментальной выборки на первые две главные компоненты свидетельствует о внутренней неоднородности фазовых траекторий, допускающей периодические режимы, порождающие пульсирующий или ударный волновой режим распространения потока,
- на малых временах агрегации (от 20мс до 40мс) максимальное значение показателя Ляпунова выше в полтора раза и более, а корреляционная размерность более чем в два раза меньше, т.е. вмешательство в структуру потока именно на таких масштабах времени наиболее эффективно и способно «выправить» недопустимые траектории в фазовом пространстве исследуемого процесса,
- число динамических переменных, необходимых для однозначного описания исследуемого детерминированного хаотического процесса зависит от масштаба времени и меняется от 4-х при малых временах агрегации (менее 60 мс) до одной при относительно больших временах (более 600 мс). Начиная с такого масштаба корректно использовать различные приближения (гидродинамические, конечных автоматов и пр.), оперирующие только плотностью трафика.

Литература

1. F. Takens, "Detecting Strange Attractors in Turbulence", Lecture Notes in Math. Vol. 898, Springer, New York (1981), 366-381.
2. T. Sauer, J. Yorke, M. Casdagli, "Embedology", J. Stat. Phys. 65 (1991)

579.

3. Deyle ER, Sugihara G, "Generalized Theorems for Nonlinear State Space Reconstruction", 2011, PLoS ONE 6(3): e18295.
doi:10.1371/journal.pone.0018295
4. <http://www.physik3.gwdg.de/tstool/>
5. <http://www.mpipks-dresden.mpg.de/~tisean/>

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
профессор А.М.Салецкий, профессор Б.А.Струков,
профессор Б.С.Ишханов

ВОЗМОЖНО ЛИ ВОЗРОЖДЕНИЕ КАЧЕСТВЕННОЙ ФИЗИКИ: СМЫСЛ ФОРМУЛЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНКА И ЭЛЕКТРОГРАВИТАЦИЯ?

Профессор *Щека Ю.В.*

Данное сообщение является вторым в рамках проекта «Наука как заблуждение», включающего подразделы по физике, языкознанию, тюркологии и алтаистике. Необходимо учитывать понятие мерцающего эфира и другие принципы, изложенные в сообщении прошлого года [1].

В существующей интерпретации соотношение $E = h\nu$ имеет лишь абстрактно-математический смысл, формально отражающий корпускулярно-волновой дуализм, но не имеет смысла качественного, поскольку реальный объект не может быть одновременно частицей и волной. Известно также, что на основе коэффициента b и постоянной σ , соответственно, в законе смещения Вина и законе Стефана-Больцмана можно формально получить постоянную Планка h [2, с. 700]. Однако законы теплового излучения позволяют раскрыть и качественный смысл этого соотношения. Если в законе смещения Вина (T – температура, λ и ν – длина и частота волны; исходим из соотношения $\lambda\nu = c$, где c – скорость света) [2, с. 697] $T \frac{c}{\nu_{\max}} = 1.76b$ температуру выразить через энергию E (k – постоянная Больцмана) [3, с. 30] $E = \frac{3}{2}kT$, то получаем: $E = 1.76 \frac{3kb}{2c} \nu$. Выражение перед ν равно $3.52 \cdot 10^{-27}$ эрг сек, что (с учетом применявшегося весьма приближенного соотношения между температурой и энергией) близко к постоянной Планка $h = 6.63 \cdot 10^{-27}$ эрг сек. Таким образом, соотношение $E = h\nu$ отражает соотношение между энергией частиц и максимальной частотой в спектре их излучения.

По нашему мнению, формула излучения Планка отражает не собственно излучение абсолютно черного тела, а лишь то излучение, которое доходит до приемника. Предположение о дискретности энергии и параметров излучения частиц, с одной стороны, представляются весьма плодотворным симулякрот, поясняющим эту формулу, но, с другой, лишенным качественной реальности. Подлинный статистический закон излучения тел и объектов описывается, как представляется, классической формулой Рэлея-Джинса $\epsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT$, которая указывает, что энергия бесконечно возрастает с уменьшением длины волны. Это реально наблюдалось бы при бесконечном приближении к источникам излучения (атомам, ядрам, субъядерным объектам, частицам уровней $n = -2, -3$ и т. д., см. [1]). Формула же Планка отражает еще и поглощение излучения эфиром. Пирометр, определяющий температуру на расстоянии, фиксирует не собственно излучение частиц вещества, а излучение с поверхности, которое осталось после рассеяния в плотном эфире поверхностного слоя тела. Если формулу Планка $\epsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1}$, отражающую спектр излучения, дошедшего на данное расстояние, разделить на формулу Рэлея–

Джинса, дающую истинное излучение на каждой данной длине волны, то получится выражение $\frac{hc}{\lambda kT} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}$. Оно характеризует поглощение излучения в эфире и показывает, какая доля излучения каждой данной длины волны дошла на данное расстояние, если исходное излучение для всех длин волн принять за единицу. При росте λ данное выражение стремится к единице, т. к. излучение достаточно больших длин волн не успевает заметно рассеяться и целиком доходит до приемника. При достаточно малых λ излучение почти отсутствует, т. к. оно целиком поглощается эфиром. Постоянная Планка есть коэффициент, связывающий статистическую энергию и соответствующую ей частоту, оптимальную для нашего уровня величин с точки зрения роста излучения источника и роста поглощения в эфире с уменьшением λ . Таким образом, энергия и излучение в веществе определяются не равновесным распределением по частоте, а постоянным поступлением на данный уровень движения эфира, организуемого полями, и его обратным рассеянием в эфире. Подлинное познание квантовых свойств возможно только на основе их классического объяснения, иначе провозглашение этих свойств превращается в симулякры, полезные прагматически, но дающие лишь видимость объяснений. По нашему мнению, в противоположность гипотезе Планка о квантах объекты микромира в общем случае получают и испускают энергию, не дискретно, а непрерывно, поскольку, например, для конкретной свободной частицы, взятой вне статистических обобщений, квантов энергий просто не бывает.

Гравитационное и электрическое поля образуются стоком (переходом на низшие уровни величин) эфирного движения внутри частиц и тел. Сток порождает гравитационный поток, направленный к телу, при этом ($n_{эф}$ – плотность эфирных частиц, $v_{эф}$ – их средняя скорость) $n_{эф} \cdot v_{эф} = Const$. При приближении к стоку (телу) $n_{эф}$ увеличивается, $v_{эф}$ соответственно уменьшается. Давление равно (p – давление, m – масса частиц) [3, с. 24]: $p = \frac{2}{3} n \frac{mv^2}{2}$, поэтому $\frac{dp}{dr} = \frac{2}{3} (nv) \frac{m}{2} \frac{dv}{dr}$. Таким образом, поток количества движения в направлении стока (для данного уровня величин) пропорционален минус градиенту скорости (с учетом все более низких уровней этот поток стремится к бесконечности). Известные «опровержения» сходных попыток объяснения гравитации, ср., например, [4, с. 137], не имеют силы, т. к. исходят из вульгарного, на наш взгляд, представления об эфире. Всякому гравитационному потоку соответствует противоположно направленный и статистически (за достаточно большое время) равный ему поток излучения. Частицы бывают двух видов. «Горячие», активно излучающие частицы являются положительными зарядами (звезды, атомные ядра), и «холодные», поглощающие излучение частицы – отрицательными зарядами (планеты, электроны). Если бы излучение не рассеивалось в эфире, то суммарный поток через сферу, окружающую сток, на любых расстояниях был бы величиной постоянной, зависящей лишь от массы центра. В силу рассеяния излучения, т. е.

возвращения части движения, поглощаемого стоком, обратно в эфир, суммарный поток уменьшается с расстоянием. На нашем уровне величин (масштабе расстояний) имеется лишь оставшаяся, не возвращенная в эфир ничтожная часть стока микрообъектов, что нам и представляется в виде гравитационного поля. Если в теле количество «холодных» (отрицательных) частиц уменьшается или, наоборот, увеличивается, то появляется воспринимаемое нами особое макроэлектрическое поле, которое представляется нам полем электростатическим. Только в макроэлектростатическом поле имеется отталкивание одноименных зарядов в силу преобладания давления излучения над гравитационными потоками. В собственно электрогравитационном поле (где этот эффект проявляется, например, в отталкивании от Солнца хвостов комет) все заряды (подобно звездам и планетам) притягиваются друг к другу. По мнению Р. Фейнмана, обязательным условием единой интерпретации гравитационного и электрического полей является объяснение численного отношения гравитационной постоянной к электрической, равного 10^{-42} [4, с. 138]. Если метр принять за масштаб нашего уровня расстояний и ангстрем – атомного уровня, то соотношение энергии излучения по формуле Рэлея-Джинса, куда длина волны входит в четвертой степени (и с учетом $\lambda = 10^{-10} \text{ м}$), составит 10^{-40} , что близко к требованию Р. Фейнмана. Имеются другие аспекты классической интерпретации микромира. Желательны конкретные замечания, их отсутствие означает лишь невозможность защитить пусть общепризнанную, но заблуждающуюся науку.

Литература

1. Ю.В. Щека. Возможно ли возрождение качественной физики: мерцающий эфир и суть света? // Ломоносовские чтения. Секция физики. Сборник докладов. М., 2011, с. 152
2. Г.С. Ландсберг. Оптика. М., 1976
3. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекулярная физика, М., 1976
4. Р.Фейнман и др. Фейнмановские лекции по физике, т. 1 – 2, М., 1977.

ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КУРСА ФИЗИКИ (ДЛЯ СТУДЕНТОВ НЕФИЗИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ) В УСЛОВИЯХ КРИЗИСА ЕСТЕСТВЕННОНАУЧНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

Доцент Неделько В.И., профессор Хунджуа А.Г.

Особенности современных условий обучения физике студентов нефизических специальностей университетов не внушают оптимизма. Среди этих особенностей, присущих именно сегодняшней ситуации, следует выделить:

- практически полное отсутствие знаний школьного курса физики у большинства студентов ($\sim 75\%$);

- малая протяженность обучения физике на факультетах (2 семестра) и аномально малое число аудиторных часов (в лучшем случае еженедельная лекция, семинары - раз в две недели, которые дополнены чередующимися с ними практическими занятиями);

- полное отсутствие мотивации и познавательного интереса к физике у большинства студентов (зачастую исходящие от руководства факультетов).

При таком дефиците времени об освоении действующей программы по физике и выполнении требований ГОС не может быть и речи. Лекций и семинаров хватает только на краткое формальное изложение некоторых основных тем (на лекциях) и на демонстрацию отдельных примеров практического использования теоретического материала и формальных указаний по выполнению домашних заданий (на семинарах). В этих условиях основной формой освоения учебного материала может стать (да и то лишь при желании студента) самостоятельное обучение физике под контролем преподавателей. Для эффективного самостоятельного обучения физике под руководством преподавателя необходимо иметь обучающую информационную базу в которой можно найти ответ на любой вопрос, возникающий у студента в процессе освоения учебного материала, причём в доступной для понимания форме.

Из имеющихся в наличии учебников, учебных пособий, методических разработок, задачников, справочников, энциклопедий и т.п. такой базы сформировать нельзя. Практически вся существующая учебная литература по общей физике либо рассчитана на студентов, владеющих физикой в пределах школьной программы, либо являются источниками дополнительной информации по отдельным вопросам физики – словари и энциклопедии, статьи в которых расположены по алфавиту, не связаны друг с другом, написаны без учёта уровня знаний читателя, и по существу, рассчитаны на людей, имеющих упорядоченные знания по физике.

Предлагаемая информационная база, включающая учебник по физике, методические дополнения по семинарским и лабораторным занятиям с подробными пояснениями о последовательности освоения материала, позволяет обучать студентов с разным уровнем знаний школьного курса физики. Некоторым студентам достаточно использования одного учебника (Неделько В.И., Хунджуа А.Г. «Физика», М.: Академия, 2011), содержащего весь необходимый теоретический материал и исчерпывающий набор задач и вопросов с кратким изложением метода их решения и самими решениями. Другие студенты, у которых чтение учебника связано с затруднениями, могут пользоваться более подробными методическими разработками по решению самых простых задач.

Пояснения к использованию информационной базы по физике необходимы как путеводитель по темам семинарских занятий и лекций, напри-

мер, для указания, какие темы необходимо освоить в первую очередь, предварительные знания каких разделов для этого необходимы, на что обратить особое внимание и т.д.

Следует отметить, что все эти средства вынуждены и малоэффективны. Без увеличения в 2,5–3 раза количества аудиторных часов об освоении «физики» не может быть и речи, это ясно всем, и непонятно, кто конкретно и как одобрил нынешнее положения вещей. Здесь надо помнить, что реально обойтись без знания физики в своей будущей работе по специальности выпускники не могут, поэтому пойти на устранение «физики» из учебного плана, а тем более, из вкладыша к диплому, никто не решится.

РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ СПОСОБНОСТЕЙ ШКОЛЬНИКОВ 8–9 КЛАССОВ, ОБУЧАЮЩИХСЯ В ВЕЧЕРНЕЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ШКОЛЕ, ПРИ ИЗУЧЕНИИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ

Доцент Рыжиков С.Б.

В наибольшей степени развитию исследовательских способностей школьников способствует проведение с ними проектно-исследовательских работ [1]. При этом оптимально, чтобы эти работы, подобно научным исследованиям «взрослой» науки, включали как экспериментальную, так и расчетную составляющие.

Однако здесь возникает проблема, что математический аппарат школьников 8–9 классов еще очень слаб. Поэтому для расчетов необходимо пользоваться численными методами, но, к сожалению, сегодня в школе численные методы не изучаются. Вместе с тем опыт преподавания в Вечерней физической школе при физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова показывает, что простейшие численные методы могут быть освоены учениками 8-го и даже 7-го классов [2].

Кроме того, следует учитывать, что школьники 8–9 классов еще не имеют навыков работы даже с простейшими школьными измерительными приборами. Поэтому существует лишь небольшое число задач, которые можно было предложить школьникам для исследования.

С этой точки зрения удобной для исследования является задача нахождения формы мыльных пленок на каркасах. Данная задача удовлетворяет всем указанным требованиям:

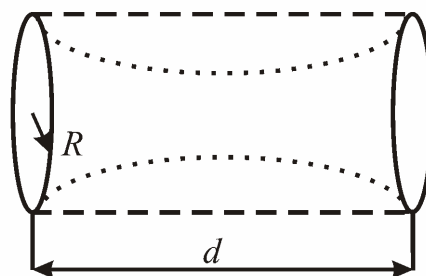
– для ее реализации не требуется специальное оборудование, достаточно изготовить из проволоки каркасы, в качестве жидкости для мыльных пленок можно использовать жидкость для детских мыльных пузырей или раствор моющего средства, для изучения формы пленки желательно сделать ее фотографию;

– для объяснения изучаемых явлений не нужно знать сложной теории, объясняющей появление сил поверхностного натяжения – школьникам достаточно усвоить простой экспериментальный факт, что мыльная пленка стремится уменьшить площадь своей поверхности, факт, который хорошо знаком им с дошкольного возраста, когда они наблюдали за летающими мыльными пузырями сферической формы;

– расчет минимальной площади поверхности мыльной пленки при заданных граничных условиях можно сделать численно, используя электронную таблицу MS Excel или ее аналог в пакете Open Office.

Рассмотрим мыльную пленку, которая образовалась между двумя одинаковыми соосными кольцами (см. рис.).

Может показаться, что минимальная площадь будет, когда пленка образует боковые стенки цилиндра (как показано пунктиром). Однако эксперимент показывает, что пленка прогибается, образуя поверхность сложной формы, как показано точечным пунктиром.



Форма мыльной пленки

Поскольку школьники не знают, какую форму принимает пленка, то можно решить задачу нахождения минимальной формы поверхности, аппроксимируя ее фигурой вращения, ограниченной четным полиномом N -ой степени. Расчет площади поверхности можно провести, разбив ее на множество секторов, аппроксимируя их усеченными конусами. Формулу для площади поверхности конуса можно взять из справочника, но лучше вывести. Для вывода необходимо только знание площади круга.

Варьируя расстояние между кольцами d , можно получить оптимальный набор коэффициентов A_i для заданных d и R . При $d > 1,5 R$ мыльная пленка «схлопывается» и существует в виде двух отдельных пленок на кольцах.

Проведенные исследования силами учеников 8-го класса показали, что при $d < R$ даже полином второй степени прекрасно аппроксимирует форму поверхности мыльной пленки. При $R < d < 1,5 R$ полином второй степени заметно отличается от формы пленки и нужно рассматривать полиномы более высоких степеней.

Другой задачей для исследовательской работы школьника может служить изучения формы поверхности вытекающей струи, которая под действием силы поверхностного натяжения становится похожей на цепочку (задача Релея, см. задачу № 498 в [3]). Для этой задачи так же можно провести численный расчет минимальной формы поверхности, аппроксимируя ее фигурой вращения, образованной полиномом 4-й степени (или выше). Для проведения эксперимента потребуется фотоаппарат, позволяющий выполнять съемку с короткой экспозицией (от $1/1000$ с и меньше). Эта задача

была проведена учениками 8-го и 9-го классов. При этом было получено хорошее соответствие расчетов и экспериментов.

Литература

1. Рыжиков С.Б. Навыки исследователя формируются на школьной скамье. // Вестник МГУ, сер. 20 (педагогическая), 2008, №2, с. 65–71.
2. Рыжиков С.Б. Беседы и компьютерные расчеты, касающиеся нескольких занимательных задач механики. М.: МГДД(Ю)Т, 2012.
3. Сборник задач по общему курсу физики. Термодинамика и молекулярная физика. / Под. ред. Л.В. Сивухина. – М.: Наука, 1976.

СОВРЕМЕННАЯ АНАЛОГОВАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА НА ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЯХ СТУДЕНТОВ

Мл.науч.сотр. *Волков О.Ю.*, инженер *Канунов Е.Р.*, доцент *Марченко В.Ф.*, физик *Руденко А.А.*, ведущий инженер *Румянцев И.В.*, доцент *Сухарева Н.А.*, профессор *Сухоруков А.П.*

Кафедра фотоники и физики микроволн традиционно отвечает за методическое и технологическое обеспечение практикума по радиоэлектронике, входящего в цикл обязательных практикумов для всех студентов, обучающихся по образовательным программам бакалавриата и специалитета. В связи с переходом на образовательные стандарты третьего поколения в лабораториях практикума по радиоэлектронике начата серьёзная реконструкция технологии работы студентов с сохранением накопленного ранее методического потенциала [1, 2], введением современных технологий монтажа (планарный монтаж), элементной базы поверхностных компонентов, работой с комплексом моделирования радиоэлектронных схем gEDA и созданием распределённой системы контроля рабочих мест студентов на базе iTALC.

Программа реконструкции практикума по радиоэлектронике грубо может быть разделена на три фазы, каждая из которых самостоятельно реализуется для его аналогового и цифрового разделов. В аналоговом разделе график работ выглядит следующим образом:

1. тестирование схмотехнических решений на малой студенческой выборке (10% от курса) : февраль - март 2012 года;
2. развёрнутое тестирование методики и технологий для группы преподавателей различных кафедр, ведущих занятия в практикуме по радиоэлектронике (30% преподавателей) : апрель - май 2012 года;
3. отладка нового пакета тематических задач практикума, создание детализированных описаний по каждой задаче : январь - июнь 2013 года.

Отличие новых методических решений от традиционных реализаций практических заданий (на схемах объёмного монтажа или работой с макетными панелями и конструкторами) состоит в «индивидуализации» разработки, выполняемой на заранее подготовленном шаблоне (рис.1 — изготовленные на производственных площадках ООО "Резонит" [3] комплекты стартовых печатных плат для студентов). В начале цикла занятий студент получает печатную плату с основными рабочими дорожками, каналами коммутации сигнала, разделённую на секции выполняемых задач. Каждая из секций платы снабжается либо группой торцевых стандартизованных, либо контактной площадкой, для последующего подключения каналов питания, генераторов и измерительной аппаратуры.

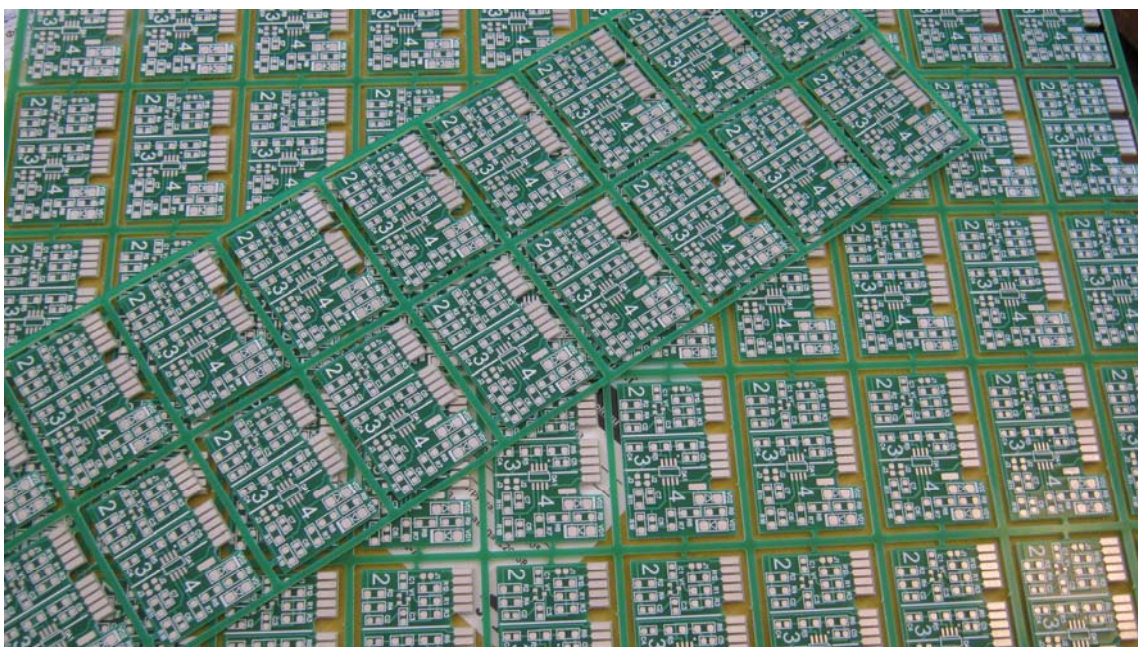


Рис.1 Изготовленный комплект индивидуальных печатных плат для студентов

Первый этап тестирования нового режима работы студентов продемонстрировал высокую эффективность выполнения задач, возможность оперативного изменения заданий, возврата к предыдущим позициям, наглядность результирующего монтажа. Особо следует отметить отсутствие каких-либо значимых сложностей в работе с SMD-компонентами у студентов и инженерного персонала практикума.

Важным элементом современных радиоэлектронных разработок стали системы автоматизированного электронного проектирования (Electronic Design Automation — **EDA**). Для освоения потенциала и методики разработки проектов в тематику тестовых практических занятий были внедрены элементы работы с программным комплексом gEDA [4], сопровождающие этапы выбора структуры схемы, подбора номиналов пассивных элементов, выполнение ряда тестов на модели разрабатываемого изде-

лия, анализ результатов. Введение SPICE — моделирования позволило ознакомить студентов с полным спектром стандартных тестов радиоэлектронного изделия — нагрузочных характеристик, частотных (амплитудных и фазовых) характеристик и импульсных характеристик.

Работа с комплексом gEDA вызвала большой интерес студентов и ещё большие трудности у преподавателей на первом этапе исполнения программы реконструкции практикума. Было принято решение о развёртывании сервиса удалённого доступа для студентов и преподавателей для накопления практики работы с этим ресурсом. В настоящее время каждому заинтересованному студенту и преподавателю предоставляется неограниченный по времени доступ к серверу radprak-8.phys.msu.ru через nx-клиент [6], где настроен, работает и постоянно актуализируется и комплекс gEDA и рабочие материалы текущего этапа реконструкции практикума по радиоэлектронике.

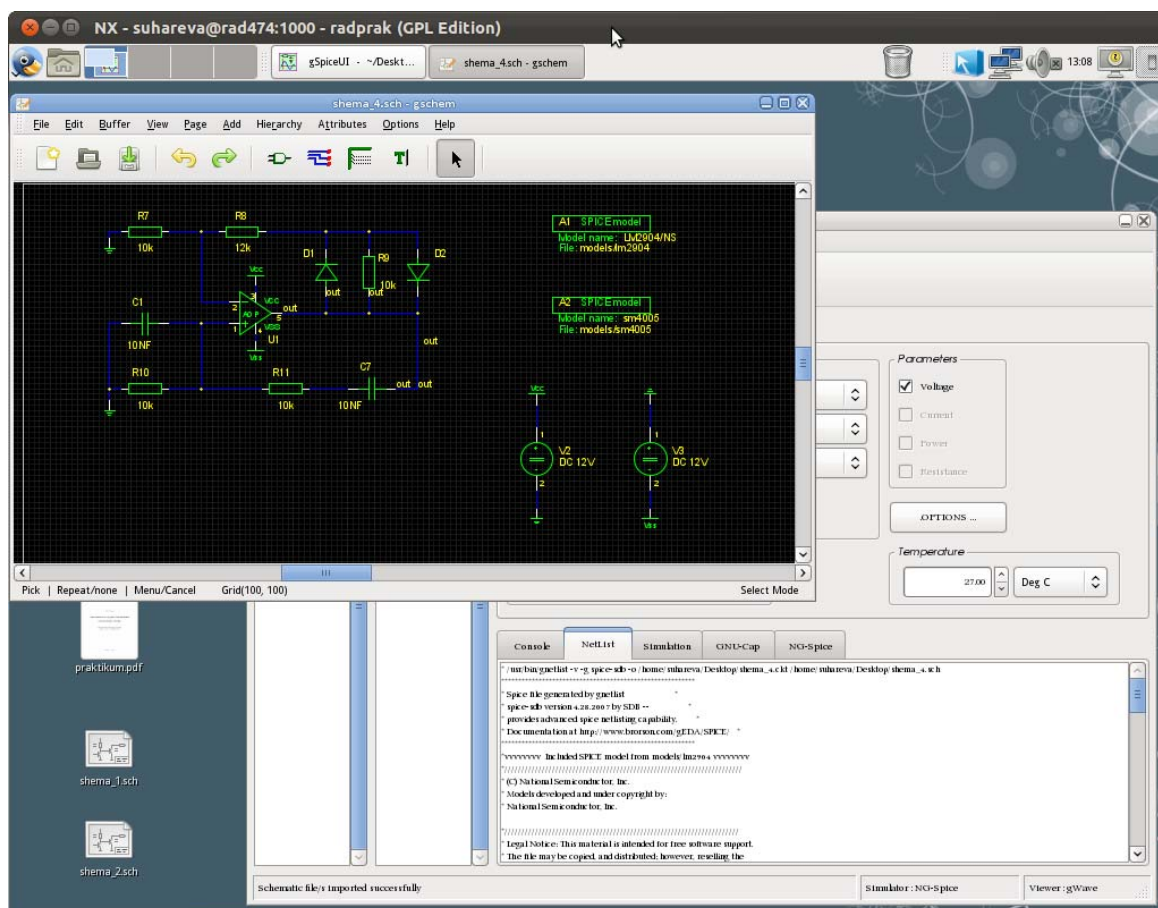


Рис.2 Рабочее окно комплекса схемотехнического моделирования gEDA, запущенного удалённо на сервере практикума по радиоэлектронике.

Для подготовки к выполнению модифицированных задач практикума в дополнение к традиционному учебному пособию [1] написано учебно-методическое пособие [6], содержащее детальные инструкции по этапам

практической работы, краткий обзор комплекса gEDA и требования к представлению результатов.

Литература

1. Трофименко И.Т., Лебедева Е.В., Седлецкая Н.А. Практикум по радиоэлектронике. Учеб. пособие. - М. Изд-во МГУ, 1997.
2. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. Пер. С нем. В двух томах. - М. Додека-XXI, 2008.
3. <http://www.rezonit.ru/>
4. <http://www.geda-project.org/>
5. <http://www.nomachine.com/>
6. Волков О.Ю. Практикум по радиоэлектронике: аналоговые схемы. Учеб.-метод. пособие. - М. Изд-во физ. ф-та МГУ, 2012

ОСНОВЫ ПРАКТИЧЕСКОЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА

Ведущий электроник *Шахпаронов В.М.*

Одной из практических дисциплин, формирующих экспериментальные навыки у студентов физического факультета МГУ в процессе обучения, является практикум по радиоэлектронике, или, как его часто называют сокращённо, радиопрактикум [1].

Практикум по радиоэлектронике создавался в конце 40-х годов XX века и располагает более чем полувековой традицией. Задачи радиопрактикума создавались в соответствии требованиями предъявляемыми к студентам в лабораториях, а необходимая для обучения литература [1-7] создавалась преподавателями отделения радиофизики физического факультета и выдержала ряд переизданий [2-4] общим тиражом в несколько сотен тысяч экземпляров.

По мере развития электроники изменялась элементная база, и, соответственно, создавались новые задачи радиопрактикума. Переход от ламп к биполярным транзисторам, затем к операционным усилителям в интегральном исполнении, позже массовое внедрение цифровых интегральных схем находило соответствующее отражение в задачах радиопрактикума и соответствующей им учебной литературе [1-7]. Последнее ошутимое совершенствование радиопрактикума с внедрением цифровой схемотехники произошло в конце 80-х – начале 90-х годов прошлого века, что нашло отражение в учебном пособии [1]. С тех пор радиопрактикум тематически поделён на две части: аналоговую и цифровую. В настоящее время распространено мнение, что аналоговая электроника свёртывает свою область применения почти до нулевой отметки. В самом деле, даже в аудиотехнике сейчас уже преобладают усилители мощности звуковой частоты класса D, работающие в ключевом режиме, которые существенно опережают по всем экономиче-

ским показателям своих аналоговых предшественников. В информационном обеспечении на сегодняшний день цифровая электроника почти полностью вытеснила аналоговую. Аналоговая схемотехника также претерпела ощутимые изменения. Возросла степень её интеграции. Номенклатура компонентов также весьма широка, от одиночных транзисторов до усилителей с программируемым коэффициентом усиления и специализированных гибридных микросхем и интегральных модулей. Техника развивается по пути усложнения конструкции и технологии с целью облегчения применения, разработки и эксплуатации. Рассчитывать на то, что аналоговая электроника окончательно исчезнет, не следует. Опять же согласно диалектической спирали аналоговая схемотехника окажется на более высокой ступени развития. Уже сейчас на горизонте технического прогресса просматривается квантовый компьютер, а это устройство, в котором аналоговая составляющая должна будет выполнять далеко не последнюю роль. Совершенно очевидно, что изучение основ аналоговой электроники необходимо. Специалисты-электронщики отмечают, что разработка аналоговой электроники в плане искусства схемотехники задача более сложная, нежели цифровой. Не имеющего навыков в аналоговой электронике нельзя считать действительно грамотным специалистом. Следует также принимать во внимание то, что в настоящее время между учебной и практической электроникой разрыв куда более ощутимый, чем полвека назад. Тем не менее, основы изучения практической электроники остаются такими же. Однако на наш взгляд необходимо внести некоторые дополнения.

При знакомстве с основами теории цепей на примере RC-цепей на наш взгляд методически целесообразно отталкиваться от примера резистивного делителя напряжения, постепенно его усложняя, как от базовой схемы, на основе которой удобно проводить практические расчёты. При этом студенты усваивают применение физической модели к реальным устройствам и знакомятся с измерительными приборами и спектральным представлением сигналов, которое должно проходить красной нитью через весь курс радиопрактикума.

Начинать знакомство с современной полупроводниковой элементной базой [8], как и прежде, следует всё же с изучения полупроводникового диода и выпрямителя одно- и двухполупериодного на его основе, а затем, после знакомства со свойствами p-n перехода уже можно переходить к изучению биполярного транзистора как управляемого сопротивления. Здесь опять пригодится ранее усвоенная модель делителя. На наш взгляд не следует ограничиваться только лишь изучением усилителя класса А, но также важно дать представление о ключевом режиме, что ближе к современным решениям и позволит перебросить методический мостик к пониманию физических основ цифровой схемотехники. Помимо знакомства с биполярным транзистором полезно также включить в рассмотрение и полевой транзистор, подчеркнув его принципиальные отличия от биполярного. Для практических заданий оправдано применение мощных полевых транзисторов, которые более устойчивы к статиче-

скому электричеству и позволяют прочувствовать всю специфику этих приборов с помощью обычной измерительной аппаратуры. Также на наш взгляд более широко необходимо знакомить студентов со свойствами операционных усилителей и основными физическими принципами их применения, начиная от повторителя напряжения. Определённое внимание следует уделить незаслуженно выпавшей из списка лабораторных работ [7] схеме компаратора, лабораторная работа №4, стр. 86 [1]. Изучение компаратора необходимо в том числе для понимания аналого-цифрового преобразования и является ещё одним важным связующим звеном между аналоговой и цифровой электроникой. Особое внимание должно уделяться приёмам монтажа. Монтажные платы должны быть приспособлены для разнообразного монтажа и позволять применять различные детали и широкий спектр схемотехнических решений, чтобы дать возможность преподавателю творчески подойти к процессу обучения. Что же касается компьютерного моделирования, то оно, несомненно, является существенным подспорьем в обучении, однако тратить время в учебной лаборатории на изучение компьютерных моделей вряд ли целесообразно. Ещё более не продуктивно подменять часть практических упражнений компьютерным моделированием. Основное аудиторное время в учебной лаборатории следует уделить монтажу и наладке, приобретению навыков практической работы с приборами. Компьютерное моделирование окажет неоценимую помощь при выполнении домашних заданий по сети с целью закрепления пройденного материала и подготовки к работе в лаборатории радиопрактикума при наличии удобных и интуитивно понятных интерфейсов. Таким образом, материал не только лучше усваивается, но и его проработка легко контролируется централизованно. На каждого студента заводится свой сетевой раздел с индивидуальным домашним заданием, по которому он должен отчитаться. Преподаватель получает возможность централизованно, также по сети, контролировать выполнение домашнего задания, а при проведении аудиторных занятий, убедиться в эффективности усвоения материала. В разделе цифровой электроники после ознакомления с основными понятиями и физическими моделями логических цифровых устройств на микросхемах ТТЛ или КМОП низкой интеграции целесообразно продолжить знакомство с элементной базой более высокой степени интеграции – микроконтроллерами и ПЛИС.

Литература

1. Трофименко И.Т., Лебедева И.В., Седлецкая Н.С. Практикум по радиоэлектронике: Учеб. пособие/ Под ред. А.П.Сухорукова – М.: Изд-во МГУ, 1997. – 205 с: ил.
2. Брандт А.А. Техника монтажа и налаживания радиосхем. Изд-во МГУ, М.: 1956
3. Брандт А.А. Техника монтажа и налаживания радиосхем. Изд-во МГУ, М.: 1961
4. Брандт А.А. Ржевкин К.С. Техника монтажа и налаживания радиосхем. Изд-во МГУ, М.: 1966

5. Кузнецов Ю.И., Логгинов А.С., Митрофанов В.П., Сенаторов К.Я. Усилители и РС-генераторы на транзисторах и интегральных схемах. Изд-во МГУ, М.: 1983

6. Шанин А.В. Цифровая электроника. – М.: РИК Русанова, 1998. – 135 с.: ил.

7. Трофименко И.Т., Лебедева И.В., Седлецкая Н.С. Краткие указания по выполнению лабораторных работ. Часть I. Аналоговые схемы. ООП Физ. ф-та МГУ, М.: 2002.

8. Лебедев А. И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.

9. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. Перевод с немецкого, Т. 1 и 2, 12 изд. ДМК Пресс. М.: 2008.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВИДЕОМАТЕРИАЛОВ ПРИ ПОДГОТОВКЕ СТУДЕНТОВ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЗАДАЧ ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА

Доцент *Митин И.В.*, ассистент *Матюнин А.В.*

При подготовке к занятию в общем физическом практикуме студенту приходится сталкиваться с целым рядом проблем. Довольно часто тема выполняемой задачи еще не рассматривалась ни на лекциях, ни на семинарах, и студент вынужден самостоятельно изучать новый учебный материал. Кроме этого, современные школьники практически не обладают навыками экспериментальной работы, им не знакомы даже простейшие измерительные приборы. А в практикуме зачастую используется довольно сложная аппаратура, и при подготовке студенту, кроме теоретического материала, необходимо разобраться и с особенностями экспериментальной базы. Несомненно, в описаниях задач представлена схема установки, указаны ее основные элементы, приведены рисунки или фотографии аппаратуры. Но, как говорится: «лучше один раз увидеть...»

Преподаватели часто наблюдают, с какой растерянностью даже хорошие студенты смотрят на установку, пытаются по описанию разобраться, где смотреть и что крутить. И в целом ряде технически сложных задач не обойтись без помощи опытных инженеров или преподавателей. Ведь по неопытности студент может очень легко вывести установку из строя. Поэтому в быстрейшем освоении методов работы на аппаратуре заинтересованы и студенты, и преподаватели.

Современные студенты – это дети Интернета, любую информацию они в первую очередь пытаются найти именно в Интернете. Поэтому уже давно кафедры, ведущие занятия со студентами, стараются максимально полно представить всю необходимую информацию на своих сайтах. В частности, все описания задач практикума обычно находятся в открытом доступе для всех желающих. И в этом году на кафедре общей физики физического

факультета МГУ им. М.В.Ломоносова было решено дополнить описания еще и видеоматериалами. Для этого по наиболее трудным в техническом плане задачам были записаны видеоролики, на которых опытные преподаватели рассказывают и, самое главное, ПОКАЗЫВАЮТ самую разнообразную информацию о выполняемой задаче.

Что же представлено в видеороликах? Прежде всего, показываются основные элементы установки, их взаимное расположение. И хотя схемы установки обычно приводятся в описаниях, очень важно увидеть их «в живую», пусть и на видео, еще на стадии подготовки. В описаниях часто, к примеру, пишут: «Установите ... так, чтобы луч проходил ...», но ведь надо понять, КАК это сделать! Зачастую есть немало тонкостей при осуществлении той или иной операции, и некоторые приемы также следует показывать студентам. Иногда возникает необходимость и в пояснении методики обработки результатов, об этом тоже можно узнать из ролика.

Несомненно, видеоролик не должен показывать студентам полный ход выполнения работы, включая и стадию измерений, и стадию обработки. Необходимо найти «золотую середину», и здесь уже задача преподавателя так представить материал так, чтобы и пояснить основные сложные моменты студентам, и в то же время, не рассказать всего, оставить многие пункты на самостоятельное осмысление студентами. Понятно, что видеоматериалы не требуется представлять по всем без исключения задачам практикума, только по наиболее сложным в техническом и экспериментальном плане.

Видеоматериалы появились только в начале весеннего семестра, но уже сразу же был замечен положительный эффект. Если раньше одному из авторов приходилось вместе со студентами проделывать часть задачи, чтобы продемонстрировать им основные приемы, то теперь надо было просто наблюдать, КАК это делают студенты самостоятельно, и лишь время от времени указывать на некоторые ошибки.

Использование видеоматериалов – дело новое, требующее осмысления и анализа, но первый опыт показывает, что это дело, несомненно, нужное и полезное.

Все желающие могут ознакомиться с видеоматериалами на сайте кафедры общей физики <http://genphys.phys.msu.ru> в разделе «Общий физический практикум – Оптика – Описания задач».

ИЗУЧЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ КАТУШКИ ПО ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ (ПО МАТЕРИАЛАМ НОВОЙ ЗАДАЧИ ПРАКТИКУМА)

Доцент *Митин И.В.*

Изучение вращательного движения твердого тела является одной из важных и трудных тем в курсе первого семестра по физике: ведь в школьной программе данный материал отсутствует. Существенным подспорьем

в освоении данной темы является общий физический практикум по механике, в котором большое число задач посвящено исследованию вращательного движения. Выполнение задач практикума часто предшествует обсуждению данного вопроса на лекциях и семинарах, и студентам приходится самостоятельно разбираться в особенностях такого движения.

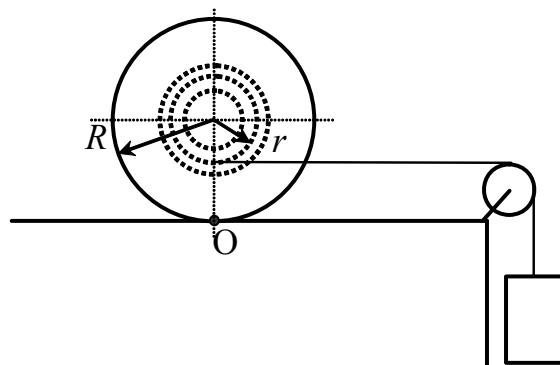
Одним из классических объектов для исследования вращательного движения является катушка с намотанной на нее нитью. Часто преподаватели даже приносят подобную катушку на семинар, чтобы наглядно продемонстрировать особенности ее движения. Ведь, кроме вращательного движения, здесь возникает и непростое уравнение кинематической связи, и необходимость рассмотрения вопроса о силе трения покоя при качении без проскальзывания. Поэтому подробное изучение студентами движения катушки на практике представляется чрезвычайно важной задачей.

Для этого в практикуме была создана экспериментальная установка, схема которой показана на рисунке. Катушка представляет собой два массивных стальных диска радиусом $R=5\text{ см}$, соединенные стальной осью малого диаметра. На оси прочно закреплены цилиндры трех различных радиусов: $r_1=1\text{ см}$; $r_2=1,5\text{ см}$; $r_3=2\text{ см}$. Конец нити закреплен между цилиндрами, саму нить можно намотать на любой из цилиндров.

В качестве груза используется небольшая пластиковая емкость, массу которой можно изменять, помещая в нее мелкие металлические монеты. Масса груза существенно меньше массы самой катушки, вследствие этого ускорение груза мало по сравнению с ускорением свободного падения. Поэтому при решении уравнений движения можно считать, что сила натяжения нити равна силе тяжести, действующей на груз.

В торце стола в специальном креплении устанавливаются легкий блок и вертикальный длинный стержень, на котором размещаются два электронных датчика времени типа «световые ворота». Измеряя время прохождения груза между воротами, можно найти его ускорение.

В первом упражнении студенты проверяют уравнение кинематической связи между перемещениями груза и центра масс катушки. Так как катушку можно установить так, чтобы горизонтальный участок нити располагался как ниже, так и выше центра масс катушки, то измерения проводятся для шести различных конфигураций системы (три различных радиуса и два положения нити). Небольшое отклонение полученных результатов от теории позволяет получить оценку для толщины нити.



Во втором упражнении студенты измеряют зависимость ускорения груза от его массы, что позволяет оценить момент инерции катушки. В третьем упражнении студентам предлагается самостоятельно разработать схему измерений, чтобы при фиксированной массе груза получить зависимость ускорения центра масс катушки от соотношения радиусов r_i центральной части катушки и радиуса R обода катушки.

В качестве дополнительного задания можно предложить исследовать направление движения катушки в зависимости от угла, образуемого нитью с линией горизонта.

БАЗОВЫЙ ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ МОДУЛЬ ДЛЯ СТУДЕНТОВ: ОСОБЕННОСТИ ИЗЛОЖЕНИЯ ОСНОВ ЭКОЛОГИИ С ПОЗИЦИИ ФИЗИКИ

Вед. науч. сотр. *Гордиенко В.А.*, профессор *Показеев К.В.*,
гл. специалист *Старкова М.В.* (ФГУП «РосРАО»)

*Мудр тот, кто знает не
много, – а нужное...*

Эсхил

Развитие науки и техники, или как это обычно принято говорить, – научно-технический прогресс, привело к тому, что экология стала востребованной обществом. Основы экологии стали изучать в общеобразовательных школах и читать студентам многих, в том числе, небιологических специальностей.

К настоящему времени накопилось множество учебников по экологии и различным ее разделам. Чем же очередной, – предлагаемый подход, отличается от предшествующих?

Во-первых, тем, что следует хорошо осознавать, что до сих пор, экология, вышедшая из недр биологии, является преимущественно описательной системой знаний, а решения многих современных проблем, именуемых экологическими, на самом деле выходят далеко за рамки экологии в ее традиционном понимании. Зачастую они требуют не только дополнительных знаний из соседних областей (особенно естествознания), но и во многом – иного образа мышления. Исходя из этого, в учебных целях, мы склонны понимать экологию не как отдельно взятую науку, а гораздо шире – как проблемно ориентированную систему междисциплинарных знаний, описывающих взаимодействия в треугольнике **Человек – Природа – Общество**, позволяющую подойти к анализу экологических проблем с позиций, отвечающих современному уровню развития системы знаний и техники в целом.

Во-вторых, исходя из сказанного выше, не следует ставить задачу «навязать» слушателю свою точку зрения. Он может (и, возможно, должен) сформировать её сам, изучив предлагаемый объем материала.

Методологические подходы к преподаванию экологии серьезно затруднены как сложностью и дискуссионностью структуры экологии, так и из-за непрекращающихся споров о пределах и содержании ее элементов. Экология, являющаяся самостоятельным разделом биологии, долгое время, по образному выражению *Н.Ф. Реймерса* [1] ютилась где-то на её задворках. Затем, по мере накопления знаний, часть их стала отделяться от основной ветви экологии в ее исходном понимании. Экология как научное направление, относительно внезапно ставшее в один ряд с такими циклами знания, как материнская биология, физика или химия, не получила четкой «прописки». Пока вместо стройной мегаэкологии как синтетической науки четко обозначились лишь экологические проблемы и особый, так называемый «экологический общенаучный» подход к этим проблемам.

Г.С. Розенберг, озвучивая точку зрения профессиональных экологов, видит одну из главных проблем сегодняшней экологии в том, что специалисты разных экологических направлений зачастую просто не понимают друг друга.

Однако есть и другая, более существенная причина. Пути решения многих проблем 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, что уже привело к созданию экологически напряженных ситуаций. В их числе проблемы африканского Сахеля, Белого и Черного морей, Азова, Арала и Каспия, Байкала, Чернобыля и «уральского следа», и многие другие. Ответом на сложившуюся ситуацию явилось экологическое (включая «зеленое») движение, к которому примкнули люди, озабоченные экологическими проблемами, однако в большей части далекие от знания истинных законов Природы и экологии. Как заметил *Н.Ф. Реймерс*, все стали «экологами», науку захлестнул поток непрофессионализма [1].

Еще одна проблема связана со средствами массовой информации. Обсуждение многих экологических проблем базируется на сомнительных стереотипах, порожденных скорее журналистикой, стремлением к сенсационности и пр., чем научными знаниями. Это общеизвестные проблемы, связанные с «парниковым эффектом», «озоновыми дырами», атомной и ядерной энергетикой и др. (см., напр., [2, 3]).

Учитывая вышесказанное, при подготовке экологического модуля, мы поставили перед собой задачу не просто изложить материал, традиционно относящийся к компетенции экологии, а подойти к его изложению критически, уделив внимание не только трактовке самих законов, правил и по-

стулатов экологии, но, и их анализу с позиций фундаментальных законов Природы (прежде всего, физических и геофизических).

Однако при таком подходе возникает серия других вопросов. Среди них, в частности: «насколько точны научные знания и насколько ложны так называемые “донаучные” и “не научные” представления о Мировом? Насколько далеко наши научные достижения позволяют продвинуться в понимании этих представлений?», и др. Вряд ли сегодня можно дать достаточно определенные ответы на эти вопросы, но можно хотя бы частично попытаться разобраться. Для этого необходимо, прежде всего, определить цепочки логических связей (в том числе, в контексте истории развития познания), учитывающие не только достижения современной науки, но и те противоречия, которые при этом возникли. Найти среди них те связующие ниточки, которые возникли между современными научными представлениями и знаниями предшествующих поколений, например, между квантовой физикой и знаниями древних греков, между современными астрономией и астрофизикой, работами Л. Чижевского, Л. Гумилева и В. Вернадского с одной стороны, и календарями Древних майя и египтян, культурой древнеегипетских жрецов и шумеров – с другой.

О возможном подходе к изложению материала в курсе экологии мы уже неоднократно писали [4-8]. Основная задача курса должна заключаться не столько в глубоком изучении накопленных экологических знаний (которые трудно изложить в единственном кратком курсе), сколько в том, чтобы дать читателю достаточный объем материала, позволяющий грамотно сориентироваться в проблемах, которые в настоящее время обычно называют экологическими. При таком подходе возникает 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. Отдавая должное биологии, из недр которой вышла экология, при анализе экологических систем опорными должны стать Законы первостепенно значимые, фундаментальные, опирающиеся на весь комплекс естественнонаучных знаний о Природе.

Для этого есть серьезные основания. Природа существует независимо от волеизъявления отдельных личностей. Как однажды заметил Август Лёш, Природа действует в согласии со своими законами, а человек – в соответствии со своими представлениями о законе. Очень не просто осознать, что человечество вступило в новую эпоху исторического развития. Поэтому можно утверждать, что *на современном этапе наиболее правильно рассматривать экологию в целом не только как научное направление, но, прежде всего, как специфическую проблемно ориентированную систему знаний, направленных на формирование нового типа мышления, призванного пронизывать все науки, технологические процессы и сферы деятельности людей.*

Как точно однажды подметил Ю.Андреев¹, единство Мира, от самого малого до самого великого, поражает, потому что вся Природа едина. Только наше слабое воображение поделило ее на Мега-, Макро- и Микромир. На каком бы уровне ни подошли мы к Природе, везде обнаруживается критерий оптимальности в ее функционировании. Это касается и полета комара (подлинного чуда – с позиций аэродинамики, пока недостижимого для нынешнего уровня человеческой техники), и локации звука кузнечиком, сверчком или тем же самым комаром, и организации внутренних процессов на любой звезде и Солнце в частности (от возгорания до превращения в белого карлика). И лишь на одном из уровней между так называемыми Микромиром и Мегамиром, существует система, чрезвычайно далекая от оптимизации процессов, совершаемых в ней. Это – человек и человечество, на каком-то из этапов своей эволюции возомнившие себя «заглавными». Имеется всего лишь два исхода из такого положения вещей: жизнь в согласии с законами Природы, или автоматическая ликвидация подобного странного и чужеродного новообразования.

Для того, чтобы популяция людей и наша цивилизация могла существовать достаточно долго, должен произойти глубокий перелом в сознании людей, их миропонимании. А для этого, по мнению академика Н.Н. Моисеева [9], образование должно быть чем-то похоже на холст живописца. Для того чтобы краски хорошо ложились, необходим грунт. Сегодня таким грунтом может стать экология, но не как биологическая наука, а в ее буквальном понимании: экология – наука о собственном доме, о том, что он собой представляет, как должен в нем жить человек для того, чтобы обеспечить будущность следующим поколениям. И здесь физические и биофизические аспекты экологии являются важной составляющей современного миропонимания и экологии в частности.

Важным этапом обучения должны стать вопросы, связанные с пониманием роли и места процессов, происходящих на Земле в целом, которая является пока единственным известным нам местом постоянного обитания человечества. Только исходя из совместного рассмотрения законов, изучаемых естественными науками в целом, и биологических аспектов эволюции биосферы и среды обитания, можно анализировать глобальные проблемы экологии, понятия экологической безопасности и экологического риска.

Вместе с тем, следует отдавать себе отчет, что форма изложения материала для студентов (особенно «неэкологов») не может быть такой же, как для специалистов. Изложить просто научные идеи весьма сложно. Это особый

¹ АНДРЕЕВ Юрий Андреевич (1930-2009) – доктор филологических наук, член Союза писателей СССР, создатель и руководитель одного из лучших в стране учебно-оздоровительных центров. Автор более 500 научных трудов, в том числе 30 монографий.

труд. Как написал еще в 1948 г. А. Эйнштейн, «...можно преуспеть в доходчивости, уйдя от изложения сущности проблемы и ограничившись лишь смутными намеками на нее и таким образом обмануть читателя, внушив ему иллюзию понимания. Можно, наоборот, квалифицированно и точно изложить проблему, но так, что неподготовленный читатель скоро потеряет мысль автора и лишится возможности следовать за ней дальше. Если исключить из сегодняшней ... литературы эти две категории, то останется на удивление мало. Но зато эти немногие работы поистине неоценимы. Они решают важнейшую задачу – дать возможность широким слоям людей в полной мере осознать усилия, прилагаемые учеными, и результаты научных исследований. Ибо никак нельзя мириться с тем, чтобы каждое новое достижение в науке было известно лишь нескольким ученым в этой области, даже если им удастся вполне оценить его, развить и применить...».

Мы надеемся, что такой подход, изложенный в анонсируемом в данном докладе учебном пособии «Введение в экологию», написанном на основе большого многолетнего опыта работы и чтения лекций в области физической экологии, поможет ликвидировать пробелы в знаниях при изучении вопросов взаимного влияния окружающей среды (включая физические поля) и объектов живой и неживой Природы.

Рис.1 дает общее представление о структуре курса.

Литература

1. Реймерс Н. Начала экологических знаний. – М.: изд-во МНЭПУ, 1995 г.
2. Гордиенко В.А., С.Н. Брыкин, Р.Е. Кузин, И.С. Серебряков, М.В. Старкова. Сравнительный анализ радиационного воздействия на окружающую среду АЭС и угольных ТЭС// Ломоносовские чтения–2011. Секц. Физики. Сб. тез. докл.– М.: Физфак МГУ., 2011. С.199-203.
3. Гордиенко В.А., Старкова М.В. Экология – synopsis XXI века// Физические проблемы экологии. Сб. научн. трудов. М.: МАКС Пресс, 2008. № 15. С.125-138
4. Гордиенко В.А. Роль естественнонаучных знаний в экологическом образовании и просвещении населения// Тез. Межд. конф., г. Пущино, 1998 г.
5. Гордиенко В.А., Старкова М.В. Концепции современного естествознания и мировоззренческая парадигма в системе экологического образования// Труды 3 междун. Конф. Из серии «Нелинейный Мир», Экология, экологическое образование, нелинейное мышление, Воронеж, 1997, М.: Прогресс, 1999, С.103-110.
6. Гордиенко В.А., Дежкин В.В. Экологический образовательный модуль в системе высшей школы// Физическая экология. 3-я Всеросс. Конф., Тезисы. М.: Физфак МГУ, 2001. С.256-258.

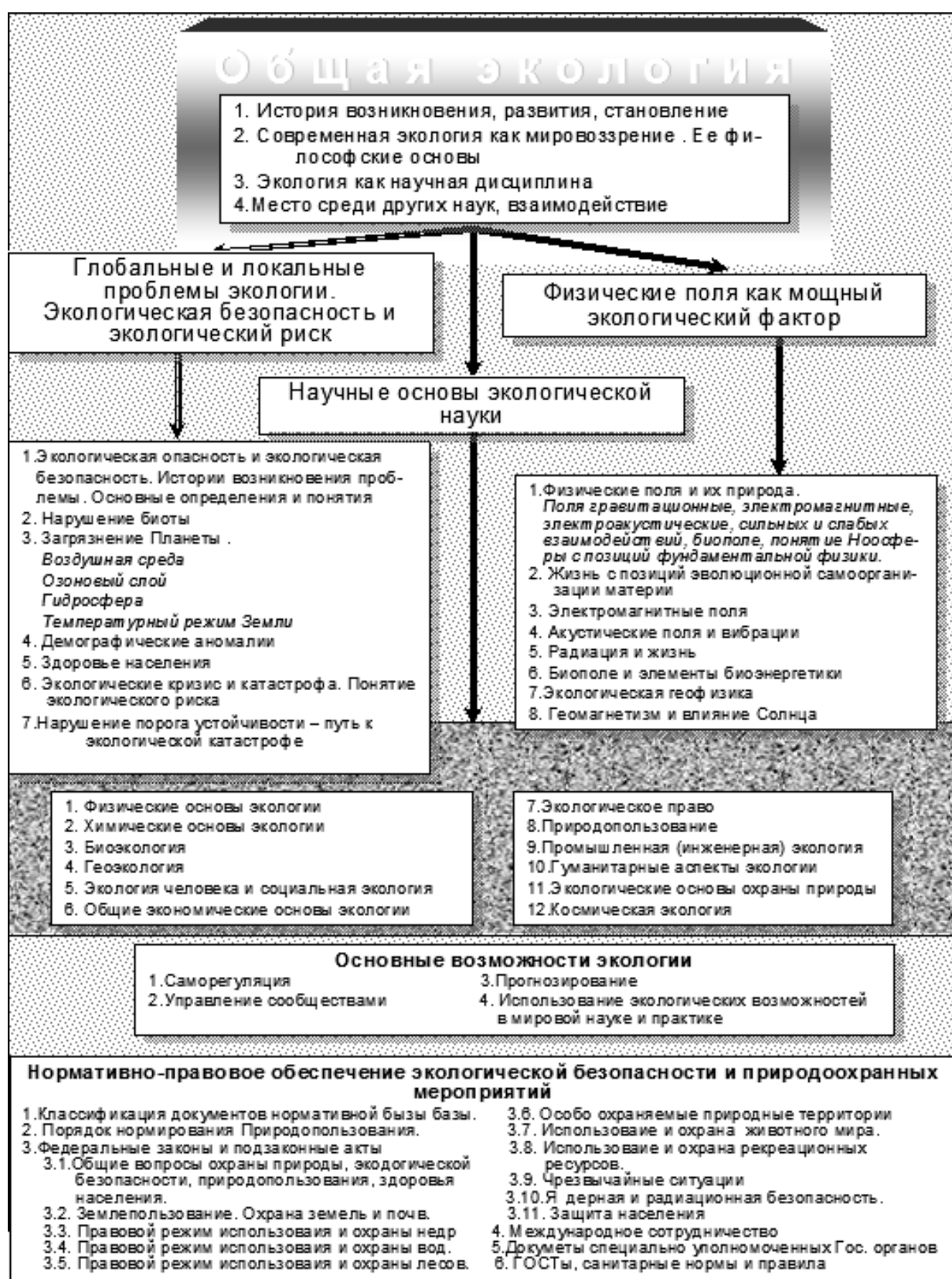


Рис.1. Схематическая структура курса экологии

7. Гордиенко В.А., Дежкин В.В., Показеев К.В. Базовый экологический модуль для высших учебных заведений// Вестник РУДН. Сер. Фундамент. естеств.-научн. образование. 2002, №7. С.25-33.

8. Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В. О естественнонаучном и экологическом образовании студентов гуманитарных специальностей// Хорошавинские чтения «Современное физико-математическое образование: проблемы, поиски, находки»/ сб. материалов Междун. научно-метод. конф. Белгород, 2005. Изд-во БелГУ, с.28-40.

9. Моисеев Н.Н. Восхождение к разуму.– М.: ИздАТ, 1993.– 192 с.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ СТУДЕНТОВ ПЕРВОГО КУРСА ПО МЕХАНИКЕ: СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Доцент *Иванов В.Ю.*, ст. преподаватель *Полякова И.Б.*

В последние годы на физическом факультете МГУ широкое распространение получило компьютерное тестирование студентов как элемент учебного процесса. Тестирование выполняет двоякую роль. Во-первых, это один из инструментов проверки текущих знаний студентов, а, во-вторых, – один из критериев оценки эффективности учебного процесса. На кафедре общей физики тестирование проводится по всем разделам курса общей физики.

Компьютерный тест по механике – это первый тест по физике, с которым сталкиваются студенты физического факультета МГУ. Тестирование проводится в три этапа. **Первый этап – вступительный тест в начале сентября.** Цель теста – оценить начальные знания студентов по разделам школьного курса механики и выработать стратегию дальнейшего обучения. Он состоит из **девяти** задач по следующим разделам: **кинематика материальной точки; кинематика твердого тела; динамика; импульс; энергия; статика; гидростатика; колебания; волны.** На решение задач теста отводится 45 минут. Вступительный тест содержит типовые задачи из школьного курса физики средней сложности.

Второй этап – это промежуточное тестирование в середине семестра. Его цель – проверить текущие знания студентов, оказать помощь преподавателям в проведении промежуточной аттестации, а также оценить эффективность работы преподавателей со студентами – степень усвоения материала курса. К моменту проведения теста обычно изучено примерно 50% объема курса механики, причём пройденные темы практически повторяют школьную механику. Тест состоит из **восьми** задач по следующим разделам: **кинематика материальной точки; кинематические связи; динамика материальной точки и простейших систем; динамика**

вращательного движения материальной точки; неинерциальные системы отсчета; импульс, центр масс; работа и энергия; импульс, работа и энергия. На решение задач теста отводится 45 минут. Промежуточный тест содержит задачи среднего уровня сложности, типы которых и методы их решения отличаются от школьных.

Третий этап – это заключительное, итоговое тестирование по механике в конце семестра. Тест проводится в середине декабря накануне сессии. Во второй половине семестра студенты изучают разделы механики, которых нет в школьной программе. Итоговый тест включает в себя все разделы университетского курса механики, что дает возможность оценить знания студентов перед сессией, а значит и степень усвоения ими материала курса. Тест состоит из **одиннадцати** задач по следующим разделам: **кинематика; динамика; импульс; работа и энергия; неинерциальные системы отсчета; кинематика твердого тела; динамика твердого тела; момент импульса; колебания; волны и специальная теория относительности.** На выполнение теста отводится 90 минут. На этом этапе из теста исключены задачи школьного уровня сложности.

В 2011 году была изменена программа обучения студентов физического факультета МГУ. Было увеличено число семинаров по физике (вместо одного семинара в неделю стало два семинара). Возросла нагрузка на преподавателей. Более активно вынуждены работать и студенты. К чему это привело? Ниже приводятся результаты компьютерных тестов по механике за два последних года: 2010-й, когда был один семинар по физике в неделю, и 2011-й, когда семинаров стало два. На первом рисунке показаны результаты вступительного теста. Видно, что набор 2011 года оказался более «сильным», чем набор 2010 года. Решаемость практически всех разделов выше. Среднее число решенных задач в расчете на одного студента составило 5,59, что выше, чем 5,45 – результат, который был в 2010 году. Однако далее ситуация изменилась.

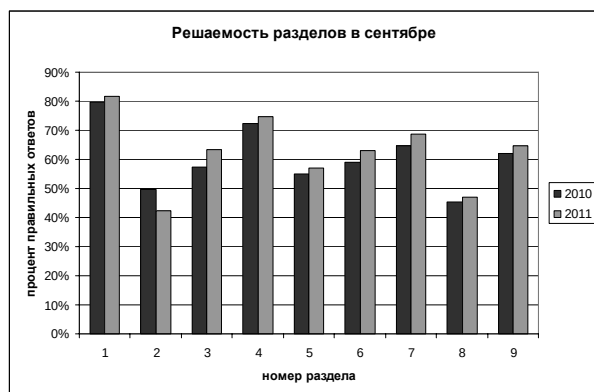


Рисунок 1а



Рисунок 1б

Результаты промежуточного теста в 2011 году оказались хуже, чем в 2010. Снизилась решаемость разделов и упало среднее число решенных задач в расчете на одного студента: в 2010 году оно составило 4,75, а в 2011 – 4,50. Соответствующие гистограмма и график показаны на рисунке 2.

И наконец, результаты итогового теста в 2011 году практически не отличаются от результатов 2010 года. Среднее число решенных задач одним студентом в 2011 году составило 6,14, что немного меньше, чем 6,17 задач на человека в 2010 году. Решаемость разделов осталась примерно той же самой. Результаты итогового теста показаны на рисунке 3.

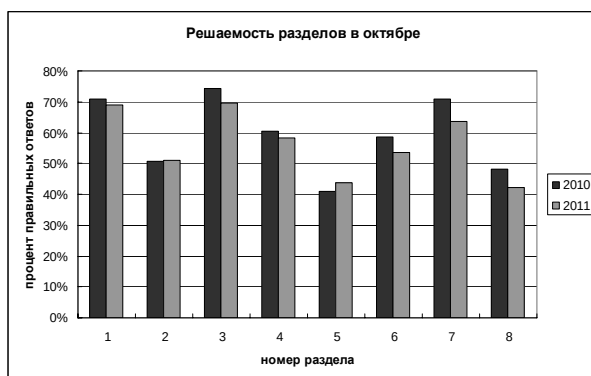


Рисунок 2а



Рисунок 2б

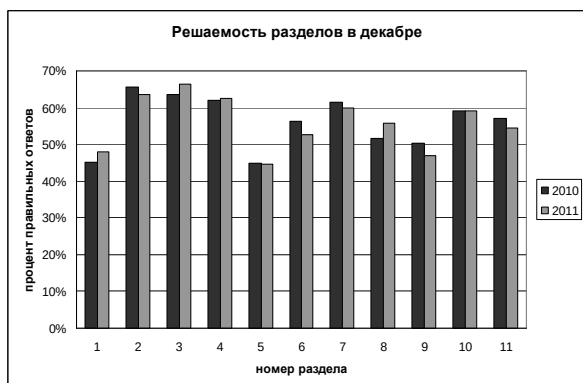


Рисунок 3а



Рисунок 3б

Таким образом, на основании данных компьютерного тестирования по механике в первом семестре первого курса приема 2011 года можно сделать вывод о том, что никакого существенного улучшения «качества знаний» студентов после введения второго семинара в неделю не произошло! Уровень знаний остался практически таким же, как и год назад, в 2010 году, при одном семинаре в неделю. С чем это может быть связано? Возможно, студентов перегрузили информацией, ведь, во-первых, помимо физики у них остались и все остальные предметы, а, во-вторых, и это более важно,

большинство наших студентов вовсе не хотят в дальнейшем быть физиками. Так зачем им нужно два семинара в неделю? А возможно, перегрузили преподавателей, ведь их зарплаты остались на прежнем весьма низком уровне, и при распределении стимулирующих надбавок увеличение нагрузки не учитывается. Так какой стимул работать лучше?

Тем не менее, первый результат получен и он явно не в пользу введенного новшества. Остается надеяться, что ситуация все же изменится к лучшему.

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор В.И. Трухин, профессор В.Е. Куницын,
профессор К.В. Показеев

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА ЛИТОСФЕРЫ ПОД ОКЕАНИЧЕСКИМИ БАССЕЙНАМИ

Профессор *Петрунин Г.И.*, доцент *Попов В.Г.*

Океанические котловины занимают огромные территории ложа океанов и кора под ними считается типичной океанической. По современным данным она состоит из 3-х слоев:

— осадочного, средней мощностью 0,4 км (неконсолидированные осадки);

— консолидированных осадков и, возможно, базальтовых лав толщиной 1,5 км;

— основного слоя мощностью 5 – 6 км, отличающегося завидным постоянством для различных океанов и регионов. как по мощности, так и по скорости сейсмических волн.

До недавнего времени он однозначно считался базальтовым по составу, поскольку термодинамические условия залегания океанической коры вполне позволяет формирование пород габбрового типа. Как уже упоминалось в предыдущем сообщении [1], нами ранее была построена модель распределения температуропроводности (α), теплопроводности (λ) и удельной теплоемкости (C_p) в океанической литосфере, именно с основным слоем базальтового состава [2].

Однако, в связи с развитием концепции тектоники плит и разрастания дна океана в зонах срединных хребтов, в частности, Хессом была выдвинута новая гипотеза о формировании и составе слоя 3, основанная на серпентинизации мантийного оливина вблизи границы Мохоровичича под действием воды, которая возможна при $T < 500^\circ\text{C}$. По его предположениям, изотерма 500°C проходит под дном океанов в области подводных хребтов на глубине ~ 6 км, выше которой и происходит реакция «оливин + вода $\rightarrow$ серпентинизированный перидотит + тепло». Новообразованная кора слоя 3 растаскивается в стороны в процессе разрастания за счет подачи новой порции глубинного вещества, температура на данной глубине несколько падает, а поступление воды становится недостаточным для продолжения реакции. Поверхность «Мохо» остается как-бы «вмороженной» и является границей между ультраосновными породами мантии и их серпентинизированным эквивалентом [3].

Гипотеза Хесса о составе и природе слоя 3 океанической коры получила признание, наряду с гипотезой базальтового состава, поскольку реакция гидратации оливина, как известно геологам и геохимикам, имеет планетарное значение. Несерпентинизированные гипербазиты встречаются значительно реже серпентинизированных, и это объясняет тот факт, что при построении нами ранних моделей распределения тепловых свойств в литосфере [2], скудные экспериментальные данные по несерпентинизирован-

ным перидотитам были заимствованы, в основном, из литературных источников. Настоящее сообщение восполняет этот пробел и дает также дополнительный материал по свойствам серпентинизированных ультрабазитов, которые ранее были изучены весьма основательно [4].

В настоящей работе измерен комплекс тепловых свойств 10 образцов коллекции уральских ультрабазитов, среди которых 5 неизмененных (2 гарцбургита, дунит, оливинит, пироксенит) и 5 серпентинизированных (2 дунита, 2 гарцбургита, 1 плагиоклазовый лерцолит), с содержанием серпентинизированного оливина от 15% до 40%.

Средние значения экспериментальных данных по измерению тепловых свойств указанных образцов в диапазоне температур 300÷1000К. полученные методом регулярного теплового режима III-го рода на установке с оптическим источником тепловой энергии показаны в таблице 1. Нужно отметить, что полученные средние значения для серпентинизированных ультрабазитов только подтверждают надежность ранее полученного экспериментального материала, а что касается неизмененных ультрабазитов, то основное отличие данных по ним от ранее использованных, заключается в несколько более низких значениях (на 10 – 15%) по температуропроводности, а также и по теплопроводности, особенно при $T > 500\text{К}$.

Таблица 1. Средние значения тепловых свойств ультраосновных горных пород.

	T, К	300	400	500	600	700	800	900	1000
Несерпентинизированные Гипербазиты. $\bar{\rho} = 3230 \text{ кг/м}^3$	$\alpha, 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$	15,6	12,3	9,6	8,5	7,6	6,9	6,6	6,4
	$C_p, \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$	840	1020	1110	1195	1225	1240	1245	1245
	$\lambda, \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$	4,25	4,05	3,50	3,25	3,05	2,75	2,67	2,58
Серпентинизированные Гипербазиты. $\bar{\rho} = 2850 \text{ кг/м}^3$, от 15% до 40% серпентинизированного оливина	$\alpha, 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$	10,8	8,2	7,1	6,1	5,3	4,6	4,3	4,1
	$C_p, \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$	920	1080	1190	1250	1270	1280	1285	1290
	$\lambda, \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$	2,85	2,55	2,40	2,15	1,90	1,70	1,57	1,50

Характер и особенности температурных зависимостей тепловых свойств мало чем отличаются от других интрузивных пород и неоднократно обсуждались нами в рамках теории теплоемкости и теплопроводности кристаллических диэлектриков [5]. Построение моделей распределения тепловых свойств в океанической литосфере с основным слоем коры, сформированным согласно

гипотезе Хесса (Рис. 1), выполнено также, как и для континентальной литосферы [6], путем прямого сопоставления полученных экспериментальных результатов с минералогической моделью литосферы и с использованием температурного профиля Стейси для океанов [7], который существенно отличается от континентального.

Так температура на границе «Мохо» (глубина ~ 11 км) составляет $\sim 500\text{K}$,

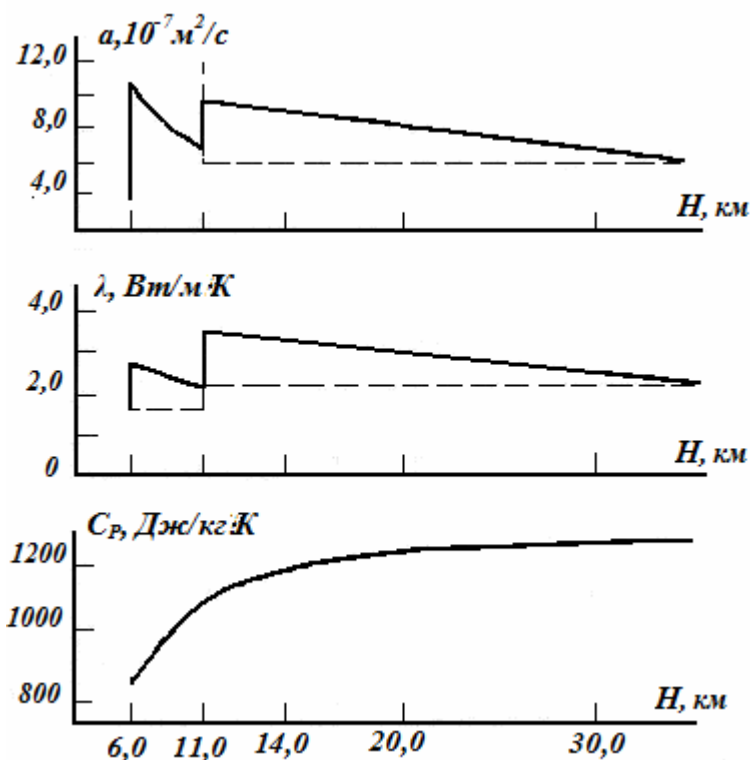


Рис. 1. Модель распределения тепловых свойств в океанической литосфере

а на поверхности основного слоя коры океанических бассейнов (глубина ~ 6 км) она близка к комнатной ($\sim 300\text{K}$). Тонкий верхний слой неконсолидированных осадков и слой мощностью 1,5 км настоящей моделью не охвачены в виду отсутствия надежной информации по тепловым свойствам вещества, слагающего их.

Пунктирными линиями на рис. 1 нанесены минимально возможные значения $a_{\min}$ и $\lambda_{\min}$, рассчитанные по методике, описанной в [8]. Сравнение построенных моделей с моделями, рассчитанными ранее и содержащими базальтовый ос-

новной слой океанической коры, не дало существенных принципиальных отличий, что весьма примечательно. Такой результат не требует выбора той или иной гипотезы при использовании данных для исследования различных геотермических режимов под океаническим дном.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №11-05-00873-а

Литература

1. Попов В.Г., Петрунин Г.И. Модель распределения тепловых свойств в континентальной литосфере с «влажным» амфиболсодержащем нижнем слоем земной коры. Научная конф. «Ломоносовские чтения», Секция физики. Ноябрь 2011, Сб. тезисов докладов. Москва, Физический факультет МГУ, 2011, с. 217 – 220.

2. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Тепловые свойства вещества литосферы. Известия АН СССР, Физика Земли, №10, 1985, с 63-69.

3. Hess H.H. History of ocean basins/ Petrol/Studies, a Volume to honor of A.F. Buddington, 1962, p. 599-620.
4. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Влияние серпентинизации на тепловые свойства гипербазитов. Изв. АН СССР. Физика Земли, №4, 1981, с.18-24.
5. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Особенности температурного поведения решеточной теплопроводности минерального вещества Земли. МАИК Наука, Физика Земли, №7-8, 1994, с 35-41.
6. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Тепловые свойства литосферы стабильных континентальных областей /щиты, платформы/. Физические проблемы экологии (экологическая физика). Сборник научных трудов /под ред. В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева/ - М: МАКС Пресс, 2011. - №18, с. 234-248.
7. Stacey F.D. A thermal model of the Earth. Phys. Earth Planet. Inter., 1977, V.5, pp 341-348.
8. Магницкий В.А. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Теплофизические характеристики континентальной и океанической литосферы. Монография "Взаимодействие в системе литосфера-гидросфера-атмосфера", М, Недра, 1996, с. 18-34.

ПРИРОДА НАМАГНИЧЕННОСТИ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ И ЕЕ ПАЛЕОИНФОРМАТИВНОСТЬ

Профессор *Максимочкин В.И.*

Сведения о древнем геомагнитном поле эпохи образования изверженных пород несет их первичная намагниченность термоостаточной природы. За время существования породы ее остаточная намагниченность может изменяться как за счет химических изменений в ферритмагнитных минералах, приводящих к разрушению первичной намагниченности и образованию в земном магнитном поле, так называемой химической намагниченности, так и за счет магнитовязких процессов, приводящих к образованию вязкой остаточной намагниченности. В тектоноактивных районах первичная термоостаточная намагниченность может изменяться за счет изменения термодинамических условий.

Настоящее сообщение посвящено оценке природы естественной остаточной намагниченности подводных базальтов и исследованию влияния выше перечисленных факторов на сохранность первичной термоостаточной намагниченности. Исследования проводились на драгированных образцах подводных базальтов Красного моря (возраст менее 0.5 млн. лет), хребта Буве (возраст 0.35-1.8 млн лет) и разлома Романш (возраст 32-40 млн лет). В работе [Максимочкин и др., 2010] было показано, что в базальтах Красного моря с $T_c \approx 200-300^\circ\text{C}$ и $T_c \approx 550-580^\circ\text{C}$ большая часть NRM имеет термоостаточную природу. Лабораторные исследования базальтов хребта Буве и разлома Ро-

манш показали, что NRM образцов можно представить в виде нескольких компонент, различающихся стабильностью к воздействию температуры и переменного магнитного поля. Это довольно хорошо видно на диаграммах Зейдervильда (рис.1), где In образцов G96-34 и S18-48/33 можно представить в виде трех компонент. Наименее стабильная часть вероятнее всего имеет вязкую природу. Две остальные имеют термоостаточную и химическую природу. Ранее [Максимочкин, 2011] было показано, что часть естественной намагниченности, разрушающаяся при более высоких температурах - $T > T_c$, определенной по зависимости магнитной восприимчивости от температуры - $k_o(T)$, имеет химическую природу. Компонента намагниченности с блокирующими температурами меньшими T_c , вероятнее всего имеет термоостаточную природу. В образцах S18-48/33 и G96-42 вклад вязкой компоненты в состав NRM достигал 20%, а в образце базальта G96-34 возрастом 32 млн лет вклад намагниченности химической природы составлял более 50%. Установлено, что если в составе NRM имеются намагниченности термоостаточной и химической природы, то на диаграмме Араи-Нагата зависимость $NRM(T) = f(PTRM)$ можно аппроксимировать двумя линейными функциями. Причем, отношение тангенса угла наклона термоостаточной части (k_1) к тангенсу угла наклона при разрушении химической части намагниченности (k_2) равно $C = k_1/k_2 = 4,5 \pm 0.2$.

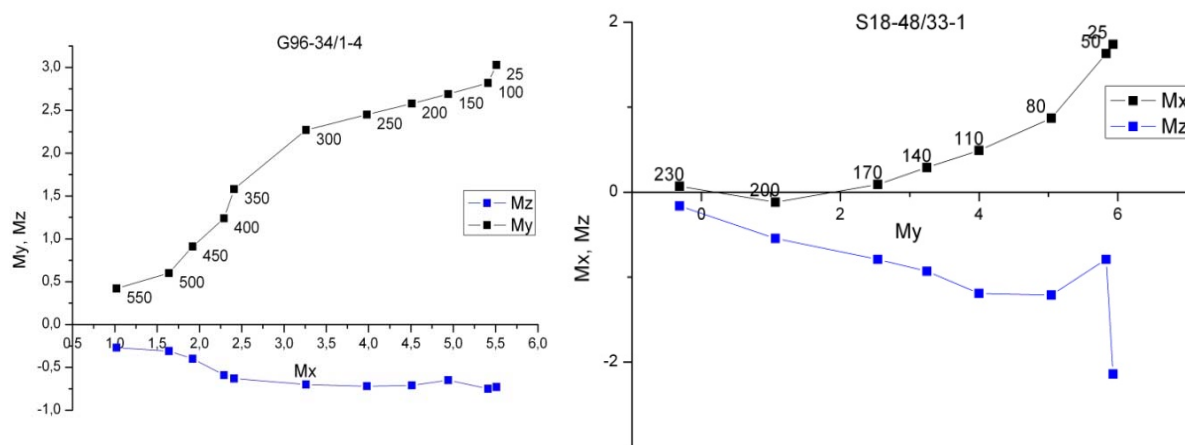


Рис.1. Диаграммы Зейдervильда терморазмагничивания NRM образцов базальтов

Установлено, что в образцах S18-48/33 и G96-42 вклад вязкой компоненты в состав NRM достигал 20%, а в образце базальта G96-34 возрастом 32 млн лет вклад намагниченности химической природы составлял более 50%.

Была исследована применимость метода Телье определения величины напряженности магнитного поля по термоостаточной намагниченности сформированной в условиях повышенного давления (TRM_p). Установлено, что в этом случае стандартная методика Телье может давать на (20-40)% заниженное значение величины палеонапряженности геомагнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №11-05-00873а.

Литература

1. Максимочкин В.И. Влияние окисления титаномagnetита базальтов на палеоинформативность их остаточной намагниченности. Сб. тезисов докладов «Ломоносовские чтения», ноябрь 2011 г, М., физический фак-т МГУ, с. 220-223.
2. Максимочкин В.И., Мбеле Ж.Р., Трухин В.И., Шрейдер А.А. Палеонапряженность геомагнитного поля в последние полмиллиона лет в районах Красного моря и юга САХ. Вестник Московского университета, сер.3. Физика Астрономия. 2010. №6, с.99-105.
3. *Thellier E., Thellier O.* Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique. Ann. Geophys. 1959. 15, 285-37.

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ И КОНТИНЕНТАЛЬНЫХ ТРАППОВ

Профессор Трухин В.И., проф. Максимочкин В.И.,
аспирант Мбеле Ж.Р.

Определение величины и направления древнего ГМП ($H_{др}$) по остаточной намагниченности как подводных, так и континентальных древних изверженных горных пород являются важными для исследования эволюции геомагнитного поля.

Для этого требуется проводить тщательные экспериментальные исследования магнитных свойств природных ферромагнетиков, являющихся носителями намагниченности в горных породах, для доказательства сохранности палеомагнитной информации содержащейся в естественной остаточной намагниченности.

В природе были обнаружены породы, направление намагниченности которых соответствует как современной полярности геомагнитного поля, так и обратной его полярности. Направления остаточной намагниченности древних горных пород разной полярности могут быть обусловлены как сменами направлений ГМП (инверсиями), так и явлениями самообращения намагниченности. В зависимости от степени вероятности самообращения намагниченности можно оценить и вероятность инверсий ГМП.

Работа посвящена исследованию магнитных свойств подводных базальтов, отобранных со дна Красного моря и юга САХ, и континентальных пород (траппов) Якутии разного возраста от 0.2 млн лет до 250 млн лет, с целью установления возможности определения величины и направления древнего геомагнитного поля. Для определения величины $H_{др}$ довольно часто используется метод Телье [1]. Лабораторные исследования показали,

что метод Телье дает возможность определить напряженность магнитного поля, действовавшего во время образования термоостаточной намагниченности, на исследованных базальтах с погрешностью не превышающей 11%. Было установлено, что на траппах также можно применить метод Телье с поправками предложенными в работе [2], так как магнитные свойства траппов обусловлены довольно крупными ферромагнитными зернами, близкими к многодоменному состоянию.

Обнаруженное явление самообращения (рис.1) в некоторых образцах траппов Мало-Ботуобинского района Якутии явилось дополнительным препятствием не позволившим использовать эти образцы для определения величины и направления древнего магнитного поля. Было установлено, что обратная намагниченность траппов с наличием наблюдаемого в лаборатории явления самообращения намагниченности не может свидетельствовать об образовании первичной термоостаточной намагниченности в геомагнитном поле обратной полярности.

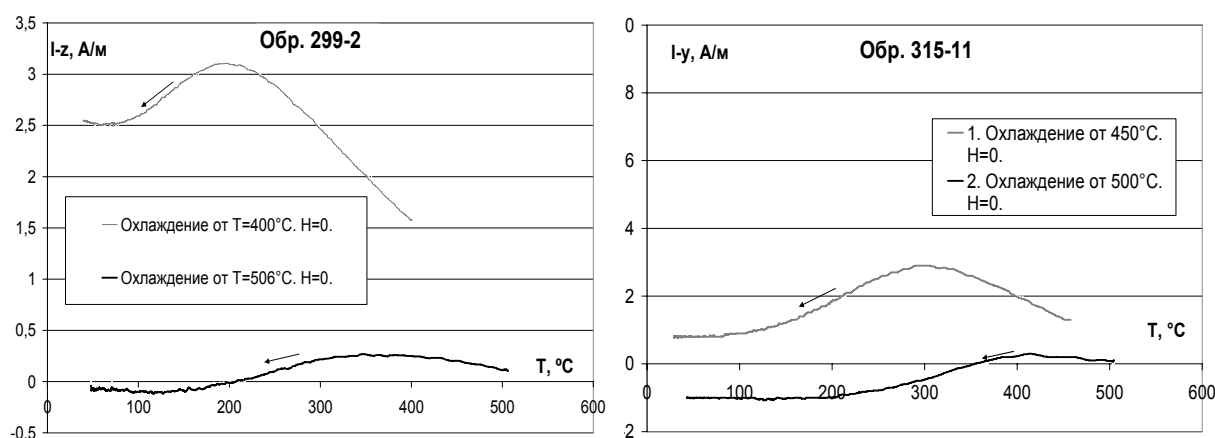


Рис.1. Явление самообращения намагниченности, обнаруженное при терморазмагничивании NRM некоторых образцов траппов

В результате лабораторных исследований удалось доказать, что первичная остаточная намагниченность базальтов достаточно хорошо сохранилась. Наличие высоких точек Кюри $T_c = (550-580)^\circ\text{C}$ в базальтах Красного моря обусловлено гетерофазным окислением титаномагнетита, которое произошло на стадии их образования при $T > T_c$ магнетита. Большая часть естественной остаточной намагниченности I_n исследованных образцов базальтов Красного моря с высокими точками Кюри, также как и I_n базальтов Красного моря и юга САХ с низкими точками Кюри $T_c = (200-250)^\circ\text{C}$ имеет в основном термоостаточную природу и обладает довольно высокой степенью палеоинформативности. Естественная остаточная намагниченность I_n траппов Мало-Ботуобинского района Якутии обладает меньшей палеоинформативностью, чем I_n подводных базальтов Красного моря и юга САХ.

Расчет величины палеонапряженности по методу Телле показал, что районе Красного моря 0.2-0.5 млн лет назад величина $H_{др} = (77.5 \pm 1.5)$ А/м была примерно в 2.5 раза больше величины современного ее значения, а в районе юга САХ $H_{др} = (32.5 \pm 0.5)$ А/м была всего на 10 % больше ее величины в современное время. Эти данные можно интерпретировать следующим образом: геомагнитный полюс 0.2-0.5 млн лет назад находился в ближайших окрестностях Красного моря, а геомагнитный экватор в районе южной части Срединно-Атлантического хребта, а величина виртуального дипольного момента в это время была примерно на 35% выше современного значения. Таким образом, полученные данные свидетельствуют о довольно существенной миграции геомагнитного полюса.

Также была оценена палеонапряженность ГМП 250 миллионов лет назад в Мало-Ботуобинском районе Якутии. Эта величина оказалась равной $H_{др} = (17.6 \pm 1.6)$ А/м, что примерно на 70% меньше современного значения геомагнитного поля в этом районе.

Удалось доказать, что направление первичной остаточной намагниченности некоторых образцов траппов соответствует обратной полярности геомагнитного поля, т.е. древний магнитный полюс 250 млн лет назад находился в северном полушарии с координатами ($\varphi_{др} = 49 \pm 9^\circ N$, $\lambda_{др} = 93 \pm 30^\circ E$), (рис. 2). Было также установлено, что координаты древнего магнитного полюса ($\varphi_{др} = 64 \pm 10^\circ S$, $\lambda_{др} = 94 \pm 24^\circ W$), определенные по N-образцам траппов с положительным наклоном I_n , несущественно отличаются от координат современного магнитного полюса.

Эти данные свидетельствуют о возможной инверсии геомагнитного поля произошедшей примерно 250 млн лет назад.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты 10-05-00396а и 11-05-00740а.

Литература

1. *Thellier E., Thellier O.* Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique. Ann. Geophys. 1959. 15, 285-37.

2. Щербакова В.В., Щербаков В.П., Виноградов Ю.К. О свойствах PTRM многодоменных и псевдомногодоменных зерен и о применимости в этих случаях методики Телле определения палеонапряженности

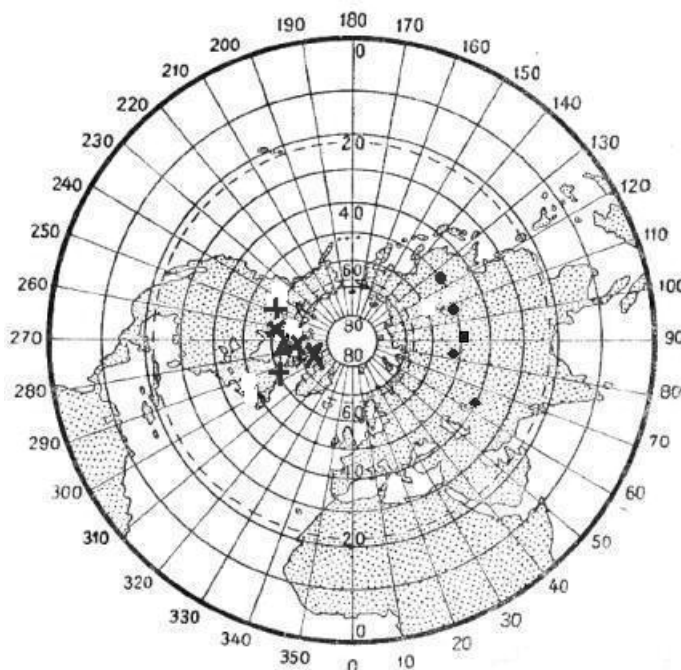


Рис.2. Палеомагнитные полюса на стереографической проекции Земли, определенные по прямо- и обратномагнитным траппам

ЛАБОРАТОРНАЯ МОДЕЛЬ ФЛЮИДНОЙ АКТИВИЗАЦИИ РОЕВОЙ АКТИВНОСТИ

Ассистент, *Потанина М.Г.*, студент *Копнин А.С.*, доцент *Смирнов В.*,
д.ф-м.н. *Пономарев А.В.* (ИФЗ РАН)

Лабораторный эксперимент, моделирующий возбуждение сейсмического режима при поступлении воды в сухой образец, был проведен в ИФЗ РАН [1]. В эксперименте на рычажном прессе неоднородный бетонный образец подвергался длительной одноосной нагрузке в условиях бокового поджатия (опыт длился около четырех месяцев). Вначале нагрузка увеличивалась сту-

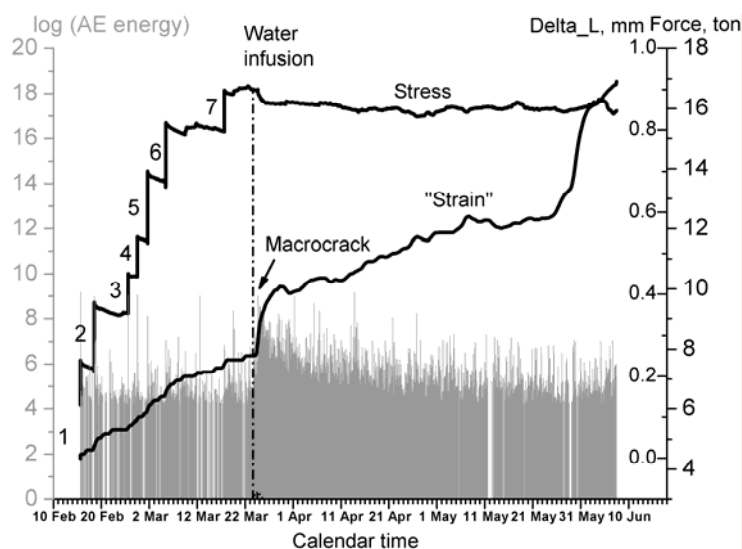


Рис. 1. История нагружения

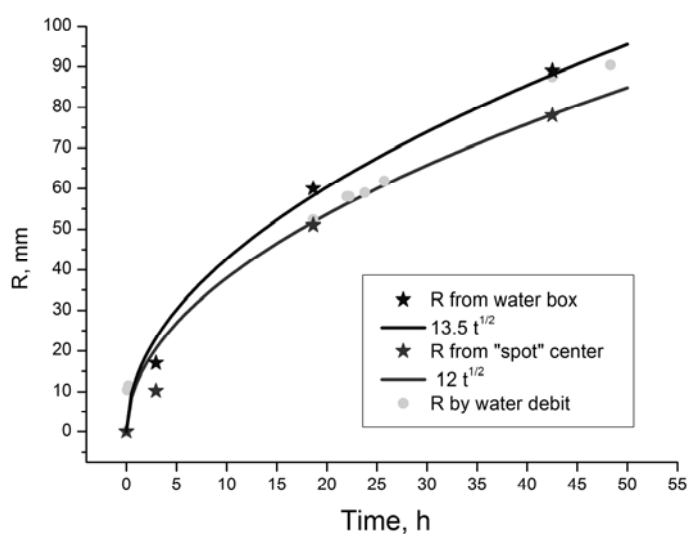


Рис. 2. Зависимость размера пятна обводнения на поверхности образца от времени. Кривые соответствуют диффузионному процессу

пенями, затем при примерно постоянной нагрузке резервуар, расположенный на верхней грани образца, был заполнен водой, которая поступала в образец через дно резервуара (рис. 1).

Диффузия воды в образец инициировала развитие разрушения, подобно натурным роям в Коринфском рифте [2]. Разрушение мигрировало сложным образом от области под резервуаром к середине образца и привело в последствие к образованию макротрещины [3].

Анализ увеличения размера пятна промокания на поверхности образца свидетельствует о близости процесса проникновения воды в образец к диффузионному (рис. 2), по крайней мере, на начальном этапе – до инициации разрушения в зоне наибольших касательных напряжений.

Инициация разрушения в результате диффузии воды в области непосредственно под резервуаром (по данным ближайшего датчика) демонстрирует противофазные вариации активности и наклона графика повторяемости: уменьшении наклона на стадии активизации и увеличение на стадии релаксации. Такой характер вариаций параметров акустического режима соответствует вариациям сейсмического режима, обнаруженным для роев в Коринфском заливе [2]. Это можно рассматривать, как экспериментальное подтверждение высказанной ранее гипотезы о флюидной инициации коринфских роев [4].

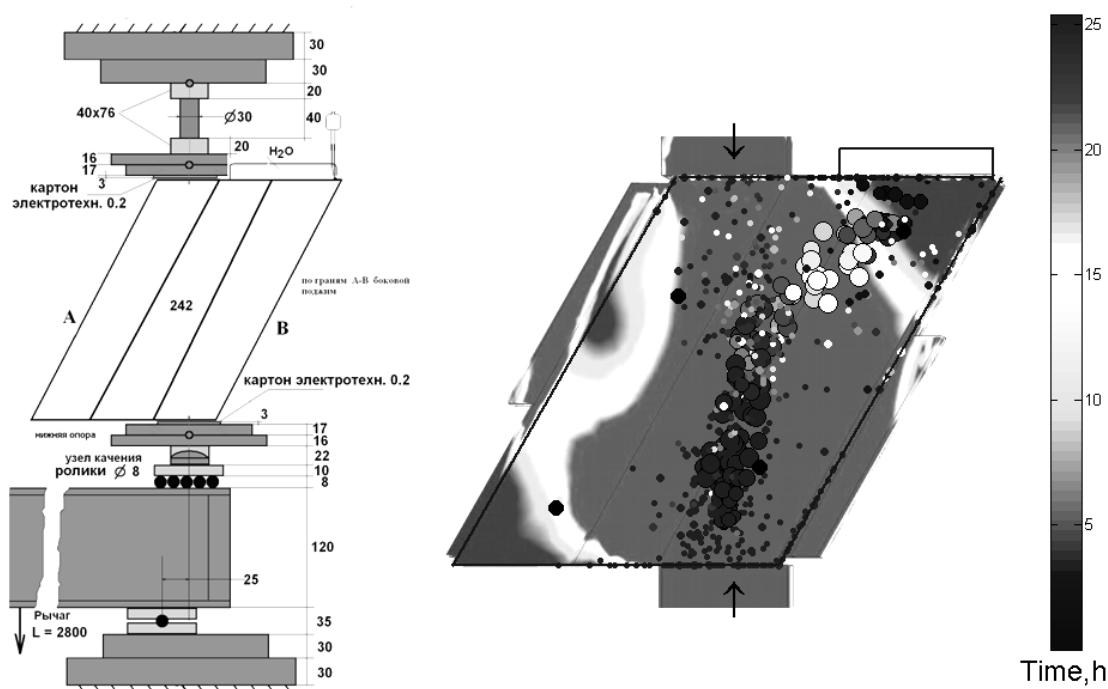


Рис. 3. Схема пресса (слева), распределение кулоновских напряжений и акустических событий (справа). Величина кулоновских напряжений показана цветом заливки: синий меньшие, красный большие. Точками показаны акустические события, цветными кружками – барицентры акустической активности, рассчитанные в скользящих временных окнах; цвет кружков соответствует времени от момента заливки воды в резервуар (шкала времени приведена справа). Четыре черных кружка – датчики регистрирующей системы

Численный расчет (методом конечных элементов) поля напряжений в образце с учетом конструкции нагружающих элементов пресса показал, что кулоновские напряжения (при коэффициенте внутреннего трения принятого равным 0.6) достигают максимальных значений в области, расположенной вдоль оси нагружения. В области под резервуаром с водой уровень кулоновских напряжений гораздо ниже (рис. 3).

Таким образом, нужно заключить, что внедрение воды в образец вызвало сложную, двухстадийную, активизацию процесса разрушения. В результате диффузии воды сначала активизируется наиболее близкая к резервуару область с относительно небольшим уровнем напряжений. Повторная активизация возникает в области наибольших напряжений. По времени эта активизация возникает значительно раньше, чем это следует из кривой диффузии, полученной по данным распространения пятна обводнения на поверхности образца.

Литература

1. Соболев Г.А., Пономарев А.В. Динамика разрушения моделей геологической среды при триггерном влиянии жидкости // Физика Земли. 2011. № 10. С. 48–63.
2. Смирнов В., Потанина М., Бернар П. Развитие роевой активности в Коринфском рифте в 2000-2005 гг. // Физика Земли. 2011. № 7. С. 54-66.
3. Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Бернар П., Патонин А.В. Закономерности переходных режимов сейсмического процесса по данным лабораторного и натурного моделирования // Физика Земли. 2010. № 10. С. 26–36.
4. S. Bourouis and F. H. Cornet Microseismic activity and fluid fault interactions: some results from the Corinth Rift Laboratory (CRL), Greece, Geophys. J. Int. (2009) 178, 561–580

РАДИОТОМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ИОНОСФЕРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО КВ-РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НАГРЕВНОГО СТЕНДА «СУРА»

Профессор *Куницын В.Е.*, профессор *Фролов В.Л.*, доцент *Андреева Е.С.*, с.н.с. *Падохин А.М.*, инженер *Курбатов Г.А.*, аспирант *Анненков М.А.*, аспирант *Болотин И.А.*, аспирант *Юшков Е.В.*

Исследования эффектов воздействия на ионосферу мощными КВ-радиоволнами проводятся довольно давно. В мире существует несколько действующих установок по активному воздействию на ионосферу: высокоширотные стенд НААРР на Аляске, EISCAT/HEATING в Тромсе, Норвегия, SPEAR на Шпицбергене; среднеширотный стенд «Сура» в Нижегородской области, Россия. В разное время эксперименты проводились также в Боудлере, Аресибо, Зименках, Мончегорске, а также на других установках.

Многочисленные проведенные эксперименты показали, что помимо омического нагрева ионосферной плазмы, вблизи уровня отражения мощной радиоволны развиваются стрикционная параметрическая, тепловая (резонансная) параметрическая и самофокусировочная неустойчивости. Это приводит, в частности, к сильному разогреву в этой резонансной области электронов и генерации искусственных неоднородностей плотности плазмы вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля на расстояния порядка 100 км и с горизонтальным масштабом поперек поля от долей метра до десятков километров [1,2]. Характеристики этих неоднородностей изучались методами ракурсного рассеяния радиоволн КВ и УКВ диапазонов, просвечивания возмущенной области сигналами низкоорбитальных и высокоорбитальных навигационных спутников, с помощью спутниковой радиотомографии, GPS-зондирования и др [1,2,4,5]. Эти исследования, дав новую важную информацию об индуцированных мощной радиоволной плазменных возмущениях, поставили ряд требующих своего решения вопросов. Одним из наиболее важных среди них является вопрос распространения ионосферных возмущений вызванных КВ-нагревом на большие расстояния.

В настоящей работе приводится первая томографическая реконструкция распределения электронной концентрации над станцией «Сура», при излучении им волны накачки в режиме симметричного меандра с частотой меньше или порядка частоты Брента-Вайселя нейтральной атмосферы на высоте слоя F2 ионосферы, на которых, помимо эффектов нагрева в самой возмущенной области, видны квазиволновые возмущения, расходящиеся от возмущенной области.

Обсуждаемый в работе эксперимент был проведен 18 августа 2011 года на нагревном стенде «Сура» (ФБГНУ НИРФИ, координаты станда: 56.16° с. ш.; 46.1° в. д., магнитное склонение 71°) в спокойных геомагнитных условиях ($Kp \sim 3$). Эксперимент проводился с использованием обыкновенной моды излучения мощной радиоволны, обеспечивающей эффективное возбуждение искусственной ионосферной турбулентности за счет резонансного взаимодействия волны накачки с плазмой [1,2], эффективная излучаемая мощность составляла $P_{\text{эфф}} = 50$ МВт, частота мощной радиоволны составляла 4785 кГц и была меньше критической частоты слоя F2 во все время проведения эксперимента. Волна накачки излучалась в следующем режиме: с 14:16 до 16:56 UT (с 18:16 до 20:56 LT) и с 17:01 до 18:51 UT (с 21:01 до 22:51 LT) [10 мин – излучение, 10 мин – пауза; в паузу каждые 2 мин дополнительно излучаются 15 с импульсы]. Для увеличения эффективности возбуждения искусственных ионосферных неоднородностей за счет эффекта магнитного зенита [1,2] луч антенны станда был наклонён на 12° на юг в плоскости геомагнитного меридиана. Эксперимент был запланирован таким образом, чтобы подионосферные точки используемых для зондирования спутников проходили через возмущенную область ионосферы во время сеанса нагрева.

Для диагностики ионосферных возмущений вызванных нагревом использовался метод низкоорбитальной ионосферной радиотомографии [3], предполагающий восстановление поля электронной плотности по набору измеряемых интегралов от данного распределения вдоль различных лучей спутник-приемник.

Для использования данного метода в районе стенда «Сура» была развернута цепочка из трех приемников сигналов спутников системы «Парус» на двух когерентных частотах в диапазонах 150/400 МГц. Приемники располагались непосредственно на стенде «Сура», и приблизительно в 100 километрах севернее и южнее в поселках Галибиха (56.75°с.ш. , 45.6°в.д.) и Сеченово (55.21°с.ш. , 45.88°в.д.) соответственно.

Томографическая реконструкция распределения электронной концентрации в ионосфере, полученная во время данного эксперимента по нагреву ионосферы представлена на рис. 1.[5] Виден характерный узкий $\sim 60\text{ км}$. провал электронной концентрации (на величину $\sim 15\text{--}20\%$) с мелкомасштабными неоднородностями внутри него в области соответствующей диаграмме направленности излучения стенда. Отличительной особенностью приведенной реконструкции служит тот факт, что на ней присутствуют явно различимые волновые возмущения, с 4 ясно различимыми максимумами к северу от возмущенной области и 2 максимумами к югу от возмущенной областиб расходящиеся от возмущенной КВ-нагревом области ионосферы. Пространственный период этих возмущений составляет порядка 200-250 км., и они явно различимы на расстояниях вплоть до 700-800 км. от возмущенной области.

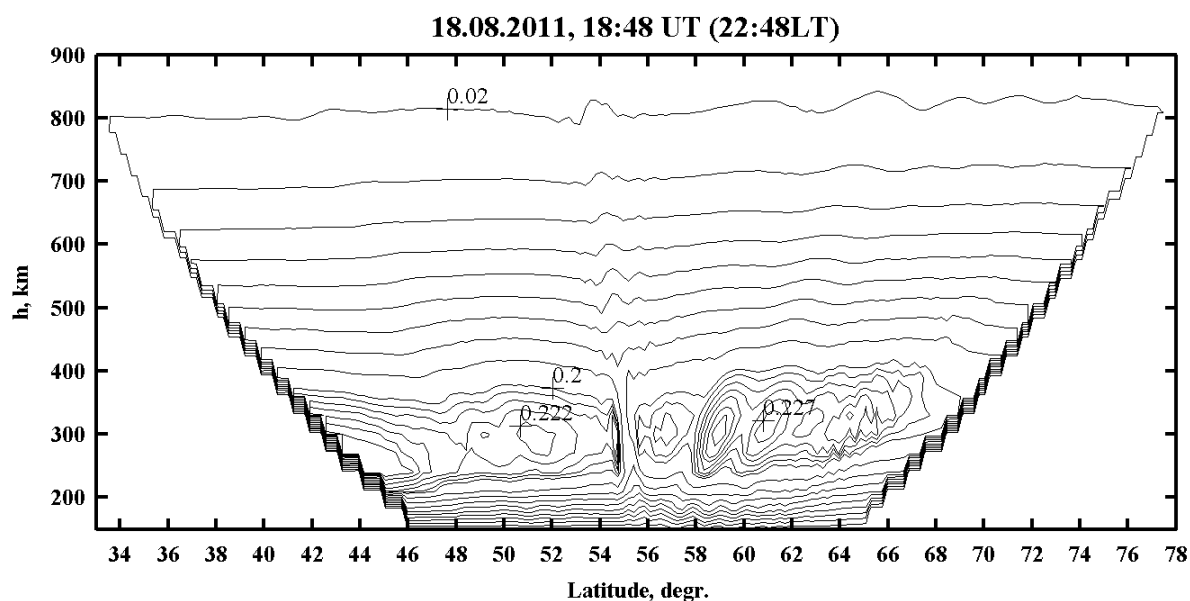


Рис. 1 Томографическая реконструкция распределения электронной концентрации в ионосфере, модифицированной мощным КВ-радиоизлучением нагревного стенда «Сура»

Таким образом, в данной работе методом низкоорбитальной радиотомографии впервые восстановлена пространственная структура волновых возмущений - АГВ, генерируемых в ионосфере (в том числе и на больших расстояниях) работой нагревного стенда «Сура» в режиме модуляции мощности волны накачки симметричным меандром с частотой меньше или порядка частоты Брента-Вайселя нейтральной атмосферы.

Авторы благодарны сотрудникам стенда «Сура» за помощь в проведении экспериментов. Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проекты 10-05-01126, 11-02-00374, 11-05-01157, 12-05-01000) и гранта Президента РФ (проект МК-2544.2012.5)

Литература

1. Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере. // УФН, 2007. Т. 177, №11, с.1145-1177.
2. Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Комраков Г.П., Котик Д.С., Митяков Н.А., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Сергеев Е.Н., Терещенко Е.Д., Толмачева А.В., Урядов В.П., Худукон Б.З. Модификация ионосферы Земли мощным КВ радиоизлучением. // УФН, 2007. Т.177. №3.С.330-340.
3. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы.-М.:Наука, 2007.-335с.
4. Kunitsyn, V.E., Padokhin, A.M., Vasiliev, A.E., Kurbatov, G.A., Frolov, V.L., Komrakov, G.P. // Adv. Space Res., 47(10), pp. 1743-1749, (2011).
5. V.E. Kunitsyn, E.S. Andreeva, V.L. Frolov et al. // *Radio Science*, 2011RS004957, принято к печати (2012)

СОПОСТАВЛЕНИЕ ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ РАДИОТОМОГРАФИЧЕСКИХ РЕКОНСТРУКЦИЙ С ИЗМЕРЕНИЯМИ ИОНОЗОНДОВ

Профессор *Куницын В.Е.*, ст. преподаватель *Нестеров И.А.*,
аспирант *Туманова Ю.С.*

В настоящее время активно развиваются методы высокоорбитальной радиотомографии (ВОРТ), которые позволяют получать четырехмерные (пространственно-временные) распределения электронной концентрации. Примером таких методов являются разработанные в [1-3] методы. Они основаны на фазоразностном подходе для решения основной проблемы неопределенности в значении начальной фазы принимаемых навигационных радиосигналов. Работоспособность и эффективность данных методов подтверждается результатами сравнений полученных реконструкций с данными ионозондов.

В настоящей работе представлены результаты сравнений ВОРТ – реконструкций с данными ионозондов по критическим частотам F2-слоя (f_0F2) для

периода слабо возмущенной ионосферы (18.09.2010 г. – 20.09.2010 г., $K_p = 1 - 3$) и периода сильной геомагнитной бури (29.10.2003 г. – 01.11.2003 г.). Поскольку в регионе Северной Америки расположено достаточное для получения реконструкции распределения электронной концентрации количество станций-приемников GPS-сигналов, сравнение проводилось для этого региона.

В период 18 – 20 сентября 2010 г. результаты ВОРТ – реконструкции были сопоставлены с данными ионозондов по f_0F_2 . Сопоставление критических частот с данными 9 ионозондов Северной Америки проводилось по 2600 точкам. На рис. 1 для 20 сентября 2010 г. приведены графики зависимости от времени f_0F_2 , измеренной двумя выбранными для примера ионозондами: Gakona ($62,4^\circ$ с.ш., 145° з.д.) и Wallops Is ($37,8^\circ$ с.ш., $75,5^\circ$ з.д.). Из рис. 2, видно, что разница между критическими частотами, измеренными ионосферными станциями Gakona и Wallops Is и рассчитанными из результатов ВОРТ, как правило, не превышает 1 МГц. Такие же результаты получены и при сравнении результатов ВОРТ с данными всех ионозондов этого региона в течение всего рассматриваемого периода 18 – 20 сентября 2010 г. Среднеквадратичные отклонения разницы f_0F_2 между данными ионосферных станций и вычисленными из результатов радиотомографической реконструкции, в среднем, составляют 0,6 МГц.

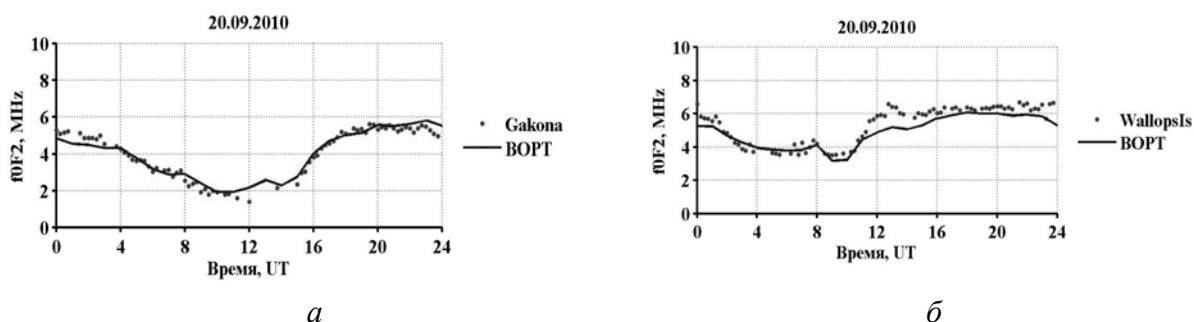


Рис. 1 Сопоставление значений f_0F_2 , вычисленных по радиотомографическим реконструкциям, с данными ионозондов Gakona (а) и Wallops Is (б). 20 сентября 2010 г.

Коэффициенты корреляции между критическими частотами, вычисленными из вертикальных профилей электронной концентрации, полученных при радиотомографической реконструкции, и критическими частотами, измеренными ионосферными станциями находятся в пределах от 0,88 до 0,98, т.е. наблюдается существенная корреляция. Таким образом, при $K_p = 0 - 3$ наблюдается хорошее согласие результатов ВОРТ – реконструкции с измерениями ионзондов.

В конце октября 2003 г. произошла крупная геомагнитная буря, K_p – индекс достигал значения 9. В период 29 – 31 октября наблюдались сбои в работе многих ионозондов. В рассматриваемый период 23 октября – 1 ноября 2003 г. сравнение результатов радиотомографической реконструкции проводилось с измерениями 11 ионозондов, таким образом, сопоставление

полученных ими критических частот было выполнено примерно по 7500 точкам. На рис. 2 представлены графики зависимости от времени f_0F_2 для 31 октября 2003 г., вычисленных по результатам ВОРТ – реконструкции и измеренных двумя выбранными для примера ионозондами: Dyess ($32,4^\circ$ с.ш., $99,7^\circ$ з.д.) и King Salmon ($58,4^\circ$ с.ш., $156,4^\circ$ з.д.).

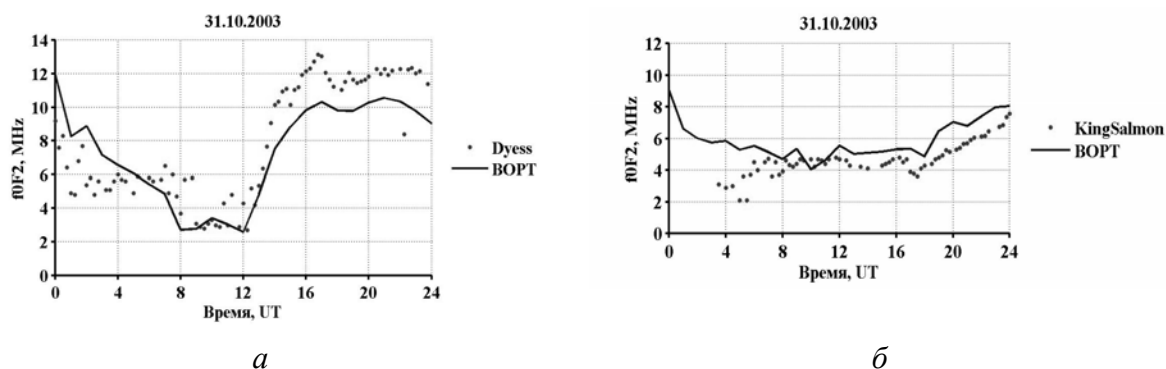


Рис. 2 Сопоставление значений f_0F_2 , вычисленных по радиотомографическим реконструкциям, с данными ионозондов Dyess (а) и King Salmon (б). 31 октября 2003 г.

Ионозонд Dyess (рис 2 (а)) стабильно работал во время сильных геомагнитных возмущений, тогда как данные ионозонда King Salmon (рис. 2 (б)) фрагментарны. Как видно из рис. 2 (а), существенное отличие по критическим частотам (порядка 8 МГц) наблюдается только в области максимума f_0F_2 . В целом, наблюдается хорошее согласие результатов радиотомографической реконструкции с измеренными ионозондом Dyess критическими частотами, коэффициент корреляции составляет 0,9. Тем не менее, для большинства рассмотренных ионозондов в период сильных возмущений в ионосфере наблюдалось частичное (рис 2 (б) от 00:00 UT до 03:45 UT) или полное отсутствие данных. В рассматриваемый период 29 – 31 октября 2003 г. значения f_0F_2 по результатам ВОРТ, в большинстве случаев, отличаются от измеренных ионозондами на 2-3 МГц. СКО разницы критических частот, измеренных ионозондами, и критических частот, вычисленных из ВОРТ – реконструкций, в данный период, в среднем, составляет 1,9 МГц.

В итоге по результатам проведенного сравнения можно сделать вывод о том, что в спокойной и слабо возмущенной ионосфере наблюдается хорошее согласие результатов ВОРТ с данными ионосферных станций. В возмущенной ионосфере данное согласие наблюдается, но в меньшей степени, в связи с отсутствием данных многих ионозондов, поскольку из-за перестройки ионосферы на многих ионограммах отсутствуют следы отраженных сигналов. Из-за высокой частоты зондирования в задаче высокоорбитальной радиотомографии поглощением, как правило, можно пренебречь. Это позволяет исследовать

довать структуру ионосферы и в спокойные периоды, и в возмущенные периоды, когда измерения большинства ионозондов фрагментарны, как, например, измерения ионозондов King Salmon на рис. 2 (б). В целом, результаты высокоорбитальной радиотомографии в областях с плотной сетью GNSS-приемников хорошо соответствуют данным ионозондов.

Литература

1. Nesterov I.A., Kunitsyn V.E., A.M. GNSS radio tomography of the ionosphere: the problem with essentially incomplete data J. Adv. Space Res. 47(10), 1789 (2011).
2. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С., Радиотомография ионосферы. Москва, Физматлит, 2007.
3. Куницын В.Е., Андреева Е.С., Кожарин М.А., Нестеров И.А., Радиотомография ионосферы с применением высокоорбитальных навигационных систем. Вестник МГУ, сер. физ., №1, 2005. стр. 74-84.

Подсекция:

**ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор А.В. Уварова,
профессор В.М. Шибков

АНАЛИЗ КОНВЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ ВОДЫ И ВОЗДУХА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА СРЕД

Инженер *Плаксина Ю.Ю.*, ст. науч. сотр. *Винниченко Н.А.*,
профессор *Лапшин В.Б.*, профессор *Уваров А.В.*

Гидродинамическое движение вблизи поверхности раздела «вода-воздух» определяет особенности энергообмена между двумя средами и их исследование является важнейшей задачей молекулярной физики, геофизики, гидродинамики, многих инженерных приложений. Несмотря на значительное число работ в этой области, основное внимание уделялось, как правило, исследованию усредненных формул для потоков (так называемых "bulk formula"), которые связывают величины средних тепловых и массовых потоков с разностью температур и концентраций линейной зависимостью. В последнее время развитие численных методов и появление новых экспериментальных методик позволяет постепенно переходить от усредненных описаний к точным гидродинамическим моделям.

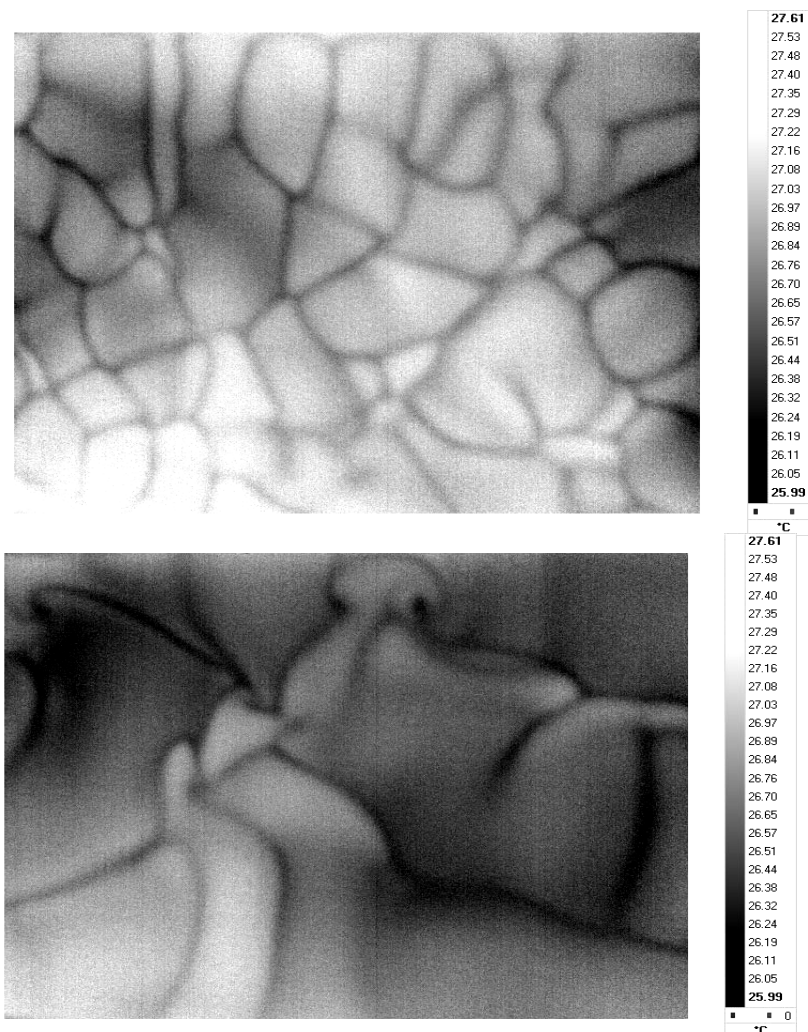
В настоящей работе рассматривается как экспериментальные методы исследования, такие как теневой фоновый метод (ТФМ), метод PIV (Particle Image Velocimetry), исследование ИК-излучения поверхности и термозондирование, так и численные модели, позволяющие без введения дополнительных предположений о величине потоков рассчитать структуру течений в воздухе и в воде.

Исследования последних лет показали, что граница раздела двух сред имеет гораздо более сложную структуру, чем это предполагалось ранее. Экспериментальные данные указывают на существование отдельных гидродинамических структур вблизи поверхности [1,2]. В последние годы с развитием ИК-спектроскопии возможности исследования значительно расширились [3,4]. Несмотря на то, что максимальное излучение при комнатных температурах наблюдается на длине волны порядка 10 мкм, однако дифференциальная чувствительность по температуре существенно больше в диапазоне 2-5 мкм, поэтому именно данный диапазон длин волн использовался в данной работе.

Основная проблема изучения приповерхностного слоя состоит в том, что исследование ИК излучения поверхности воды дают информацию о температуре только тонкого слоя вблизи поверхности (порядка нескольких микрон). В то же время, методы PIV, лазерно-индуцированной флуориметрии, ТФМ, термозондирования не позволяют по разным причинам решить самый верхний слой толщиной порядка 1мм. Именно поэтому используется либо теоретический анализ, либо совместное использование нескольких методов. В работе рассматривается анализ температурных полей в воде с помощью двух методов – с помощью анализа поля температур поверхности воды ТФМ для исследования профиля температуры, усредненного по одной координате. На рис.1 представлена типичная картина

температурного поля, возникающая на поверхности бассейна размером 25см×30см×15см при остывании тёплой воды.

Рис. 1. Эволюция термических структур на поверхности воды в процессе её остывания. в бассейне. Температура воды на дне бассейна 26,6 0С, температура воздуха 24,0 0С, относительная влажность воздуха 17,7%



Тепловизор работает в диапазоне длин волн 2-5 мкм. Конвекция в поверхностном слое возникает из-за охлаждения жидкости при испарении. Интенсивность испарения определяется влажностью окружающего воздуха и температурой поверхности.

В работе проводится сравнение полей температуры непосредственно на поверхности жидкости с полями температур, получаемых теневым фоновым методом в объеме воды.

Важную роль в формировании поверхностных структур воды играет атмосфера. В рассматриваемых условиях испарение практически равновесно, то есть относительная влажность воздуха вблизи поверхности близка к 100 %. Рассматривается математическая модель движения атмосферы, в которой потоки на границе не задаются эмпирическими формулами, а определяются из условий равновесия пара вблизи границы.

Кроме того, для анализа температурных градиентов в воздухе использовался метод термозондирования. Результаты измерений позволили определить потоки тепла в воде и воздухе, провести проверку имеющихся мо-

делей подобия. Сравнение экспериментальных данных с расчетами по теоретической модели показали хорошее соответствие.

Литература

1. Spagenberg W.G., Rowland // W.R. Phys Fluids, 1961, v.4, p.743-750.
2. R. J. Volino, G. B. Smith // Experiments in Fluids, 1999, v.27, p. 70-78.
3. Иваницкий Г.Р., Деев А.А., Хижняк Е.П // Успехи физических наук, 2005, т.175, № 11, с.1207-1216.
4. Bower S.M., Saylor J.R // Int.J.Heat Mass Transfer, 2011, v.54, p.5348-5358.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЫХОДА УДАРНОЙ ВОЛНЫ ИЗ КАНАЛА МЕТОДОМ PIV

Профессор *Знаменская И.А.*, доцент *Мурсенкова И.В.*,
аспирант *Глазырин Ф.Н.*, аспирант *Цзинь Ц.*

Количественный метод слежения за частицами в потоке (PIV – particle image velocimetry) последние 15-20 лет активно используется для качественного и количественного анализа течений жидкости, газа, низкотемпературной плазмы. Наиболее успешно метод применяется для исследований вихревых, отрывных течений. Исследование сверхзвуковых течений с ударными волнами осложнено скачкообразным изменением плотности засеивающих частиц при переходе через фронт ударной волны, а также изменением характера взаимодействия частиц с потоком.

Настоящая работа выполнена в рамках исследования возможностей использования PIV- комплекса для регистрации векторов скоростей и ускорений взвешенных частиц в сверхзвуковом течении с ударной волной.

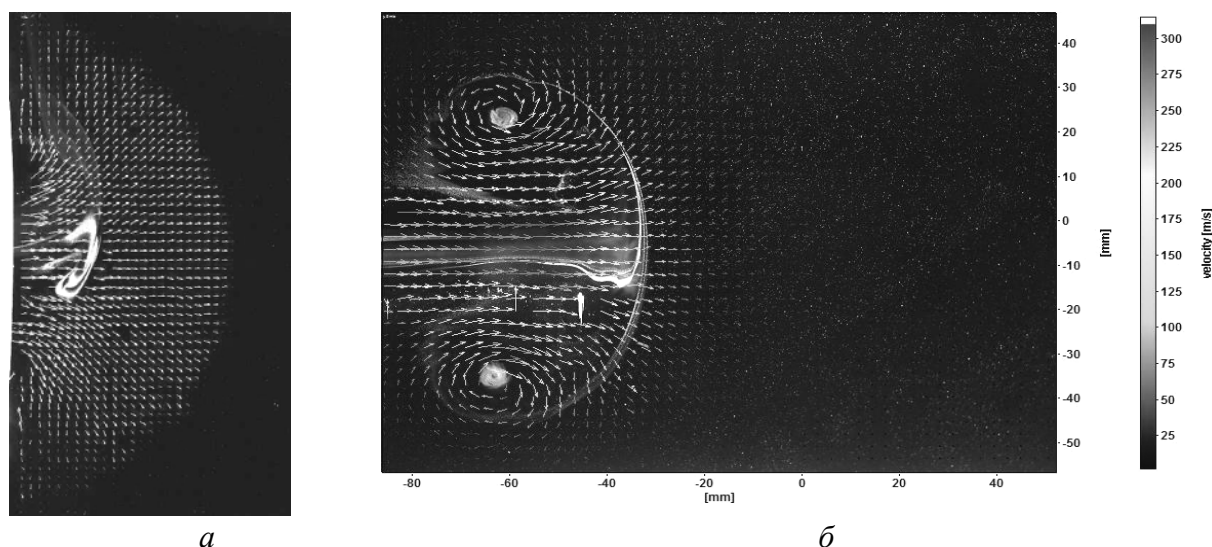


Рис.1.

Эксперименты проводились на установке УТРО-3 [1], представляющей собой однодиафрагменную ударную трубу. Секция низкого давления представляет собой канал прямоугольного сечения 24×48 мм, открывающийся в атмосферу. В качестве толкающего газа использовался гелий. Ударная волна с числом Маха 1,1-1,5 выходила из канала в атмосферу; при этом возле среза трубы возникало трехмерное течение, включающее в себя расширяющуюся ударную волну, вихри, контактный разрыв. Исследование пространственно-временных характеристик и полей скорости данного течения проведено с помощью комплекса PIV-диагностики (LaVision). В качестве рассеивающих частиц использовалась взвесь диоктилсебацата, полученная с помощью распылителя. Подсветка исследуемой области осуществлялась двойным лазерным импульсом с энергией около 70 мДж и длительностью 6 нс каждый. Плоскость лазерного ножа была параллельна оси течения. Поле скорости течения в области пространства вблизи выхода канала определялось кросскорреляционным сравнением двумя последовательных изображений рассеивающих частиц, подсвеченных лазерным ножом. Сравнение производилось численным алгоритмом. Задержка между двумя изображениями составляла 1 мкс. Синхронизация процесса инициирования лазера с ударной волной осуществлялась с помощью сигнала от пьезодатчика, расположенного в канале ударной трубы; также датчик позволял определять число Маха ударной волны в каждом эксперименте.

На рисунках приведены полученные в результате экспериментов векторные поля скоростей газ в различные моменты времени. На рис.1 а) приведено изображение потока газа, вытекающего из канала ударной трубы и ограниченного фронтом ударной волны. Скорость газа на выходе из канала - до 400 м/с. На рис.1 б) зарегистрирована более поздняя стадия процесса; хорошо видно сечение вихревого кольца [2], образовавшегося в результате истечения спутного потока за ударной волной из канала. Зона потока, включающая в себя вихревое кольцо, ограничена контактной поверхностью. Скорость на оси течения достигает 300 м/с. Видно, что на контактной поверхности скорость не терпит разрыв. На фронте ударной волны скорость меняется от 0 до некоторого конечного значения (50-100 м/сек), скорость за фронтом возрастает по мере приближения к срезу канала. Измеренные величины скоростей газового потока у среза канала трубы согласуются с результатами расчётов скорости спутного потока за плоской ударной волной.

Литература

1. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 5. С. 10-18.
2. Zare-Behtash, H., Gongora-Orozco, N. and Kontis, K. Global Visualization and Quantification of Compressible Vortex Loops. Journal of Visualization, Vol. 12, No. 3 (2009) 233-240.

СВЧ-РАЗРЯДЫ: ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЯ

Профессор *Шибков В.М.*

Экспериментально исследованы основные свойства и параметры безэлектродного свободно локализованного, поверхностного, а также комбинированного СВЧ разрядов. Экспериментально показано, что с помощью изменения параметров программированного СВЧ-импульса возможно менять размеры и общий вид разряда, его скорость распространения по направлению к источнику СВЧ-излучения, величину деформации плотности газа в зоне существования разряда, скорость и величину нагрева газа, концентрацию и температуру электронов, степень колебательно-поступательной неравновесности плазмы и ряд других характеристик несамоостоятельного разряда, создаваемого в фиксированном месте свободного пространства сфокусированным пучком электромагнитной энергии с изменяющейся во времени плотностью потока подводимой мощности. Показано, что самостоятельные СВЧ-разряды приводят к надежному воспламенению сверхзвуковых потоков углеводородного топлива. Реализовано горение пропан-воздушного сверхзвукового потока в условиях программированного СВЧ-разряда (комбинация поверхностного СВЧ-разряда и разряда постоянного тока). Для определения влияния различных каналов передачи энергии на воспламенение сверхзвукового воздушно-углеводородного потока разработана кинетическая модель воспламенения углеводородного топлива при учете влияния электрического поля на процессы диссоциации молекул и создания активных радикалов, возбужденных и заряженных (электроны, положительные и отрицательные ионы) частиц в условиях неравновесной плазмы газового разряда. Математическое моделирование выявило сильное влияние приведенного электрического поля на период индукции. СВЧ-разряды могут найти применение в различных областях сверхзвуковой плазменной аэродинамики и при разработке новых источников плазмы для нано- и микроэлектроники (плазменная обработка поверхности, травление, осаждение пленок и нанесение покрытий), плазмохимии, и в других технологиях.

Введение

Проблемы физики низкотемпературной слабоионизованной плазмы газового разряда в последние годы вновь привлекают повышенный интерес исследователей. Это связано, с одной стороны, с большим многообразием и сложностью протекающих в низкотемпературной плазме явлений и их недостаточной изученностью, с другой – с их важным практическим применением в различных плазменных технологиях. Для развития современной авиации требуется поиск и разработка новых эффективных средств, позволяющих управлять характеристиками газового потока вблизи поверхности летательного аппарата, контролировать передачу тепла и массо-

перенос в пограничном слое, снижать поверхностное трение, задерживать ламинарно-турбулентный переход, управлять отрывом потока, уменьшать время воспламенения и управлять процессом горения сверхзвуковых потоков горючего в прямоточном двигателе. Одним из новых решений данных проблем является использование различного типа газовых разрядов. Поэтому в последнее время интенсивно развивается новое направление в физике плазмы, а именно, сверхзвуковая плазменная аэродинамика. При этом для улучшения аэродинамических характеристик летательных аппаратов предлагается создавать перед ними и на их несущих поверхностях плазменные образования, а для целей уменьшения времени воспламенения горючего в прямоточном воздушно-реактивном двигателе использовать неравновесную газоразрядную плазму. В зависимости от решаемой задачи и в целях достижения оптимальных параметров устройств, включающих в себя плазменные объекты, часто приходится идти по пути усложнения химического состава плазменной среды. Важное место среди газовых разрядов занимают разряды в высокоскоростных потоках химически активных смесей.

В работе представлен краткий обзор работ, выполненных в лаборатории сверхзвуковой плазменной аэродинамики на физическом факультете МГУ имени М.В.Ломоносова, посвященных исследованию неравновесной низкотемпературной плазмы, создаваемой с помощью свободно локализованного и поверхностного СВЧ-разрядов в неподвижном воздухе и в высокоскоростных воздушных и воздушно-углеводородных потоках

Свободно локализованный СВЧ-разряд

Данная часть обзора посвящена изучению различных форм свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе. Успехи в развитии электроники сверхвысоких частот привели к возможности создания новой формы разряда – безэлектродного СВЧ-разряда в сфокусированном пучке электромагнитной энергии в свободном пространстве (см. рис. 1). Специфика СВЧ-диапазона позволяет проводить эксперименты в отсутствие контакта разрядной области, как с электродами, так и стенками камеры. Несамостоятельный СВЧ-разряд обладает относительно высокой пространственной однородностью энерговыделения и дает возможность независимой регулировки в относительно широких пределах параметров плазмы. Исследование свойств свободно локализованного в атмосфере воздуха разряда в сфокусированном СВЧ-пучке представляется актуальным как для решения ряда фундаментальных задач физики плазмы, так и с точки зрения его практического применения, например, в задаче о транспортировке энергии мощного электромагнитного излучения через земную атмосферу по трассе космос-Земля; в проблеме плазменно-факельного метода преобразования энергии СВЧ-пучка в энергию постоянного тока; для предварительного электронно-цикло-тронного нагрева плазмы в установках термоядерного синтеза; для создания радиоотражающих областей искусственной ионизации в верхних слоях атмосферы; при решении ряда экологических проблем; для накачки мощных газовых лазеров; в плаз-

мохимии; для создания реактивной тяги при использовании источника энергии, расположенного вне ускоряемого летательного аппарата; для создания перед летательными аппаратами плазменных областей, служащих для изменения условия обтекания газовым потоком поверхности твердых тел и снижения лобового сопротивления при их движении в атмосфере со сверхзвуковыми скоростями. С практической точки зрения проблема электрического разряда в потоке изучалась для генерации высокоэнтальпийных течений в плазмотронах, для возбуждения рабочей среды в проточных лазерах, двига-

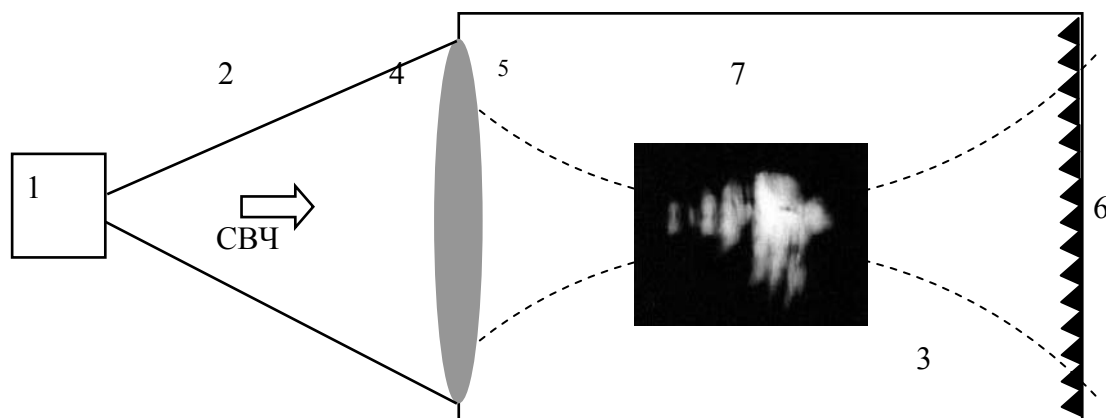


Рис. 1. Схема создания свободно локализованного СВЧ-разряда. 1 – СВЧ-генератор; 2 – металлический рупор; 3 – вакуумная камера; 4 – фокусирующая линза; 5 – сфокусированный пучок электромагнитной энергии; 6 – поглощающая нагрузка; 7 – разряд

телей малой тяги для орбитальных аппаратов. Успешное применение свободно локализованного СВЧ-разряда на практике не может обойтись без изучения физики новой формы газового разряда – безэлектродного СВЧ-разряда в сфокусированном пучке в свободном пространстве.

Хорошо известно, что если напряженность электрического поля в фокальной области сфокусированного пучка превышает пороговую величину, то в фокусе пучка происходит пробой газа. На рис. 2 представлены пороговые пробойные характеристики в условиях СВЧ-разряда, создаваемого в импульсно-периодическом режиме. Кривая (1) дает порог пробоя невозбужденного воздуха, находящегося перед началом разряда при комнатной температуре $T = 300\text{ К}$, тогда как кривая (2), описывающая порог погасания, фактически дает порог пробоя в возбужденном газе, нагретом разрядом в предыдущих им-

пульсах, поскольку характерное время остывания газа ($\sim 10^{-2}$ с) много больше периода повторения импульсов. Пороговые кривые имеют общий характерный минимум при $p \sim 1$ Тор. Для $p > 1$ Тор кривая $E(p)$ дает практически линейный рост E от p , так как основным механизмом потерь является прилипание. В области $p < 1$ Тор порог пробоя растет с уменьшением давления.

Пороговые характеристики безэлектродного СВЧ-разряда в воздухе в широком диапазоне давлений достаточно хорошо изучены как в непрерывном режиме, так и в режиме одиночных импульсов различной длительности. На рис. 3 приведены пороговые характеристики пробоя для различных режимов воздействия СВЧ-излучения на газ: 1 - моноимпульсный режим ($\tau = 10$ мкс); 2 - непрерывный режим ($\tau > 50$ мкс); 3 - два импульса ($\tau_1 = 10$ мкс, $\tau_2 = 50$ мкс); 4 - два импульса ($\tau_1 = 50$ мкс, $\tau_2 = 50$ мкс). В зависимости от давления пороговые характеристики образуют кривые, сходные с известными пашеновскими кривыми. Однако оказалось, что эти кривые для первичного пробоя невозмущенного газа и для повторного пробоя существенно отличаются друг от друга. В эксперименте было обнаружено, что порог повторного СВЧ-пробоя существенно ниже первичного пробоя. Наиболее значительное снижение порога пробоя происходит в области давлений, относящихся к правой ветви пороговой кривой ($p > 10$ Тор). При уменьшении давления газа до $5 \cdot 10^{-3}$ Тор порог повторного СВЧ-пробоя сравнивается с порогом пробоя невозмущенного газа.

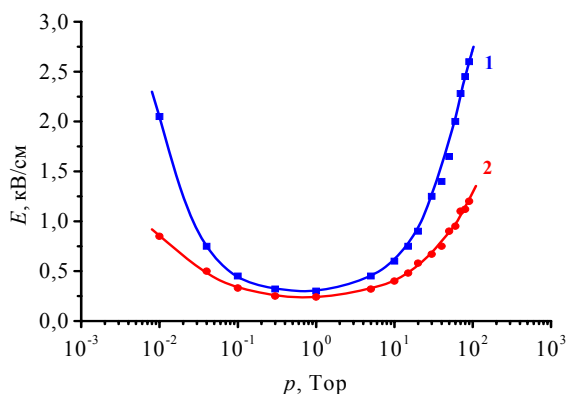


Рис. 2. Пороговые пробойные характеристики при импульсно-периодическом режиме создания СВЧ-разряда в воздухе ($\lambda = 10$ см, $\tau = 3$ мкс, $f = 400$ Гц)

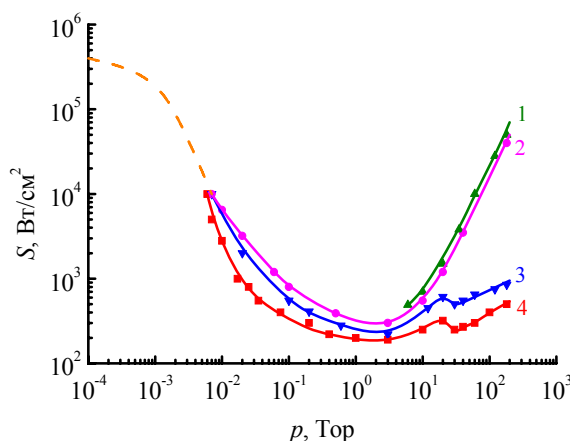


Рис. 3. Пороговые характеристики пробоя ($\lambda = 4.3$ см) для различных режимов создания СВЧ-разряда: 1 - моноимпульс ($\tau = 10$ мкс); 2 - непрерывный режим ($\tau > 50$ мкс); 3 - двух импульсный режим ($\tau_1 = 10$ мкс, $\tau_2 = 50$ мкс); 4 - два импульса ($\tau_1 = 50$ мкс, $\tau_2 = 50$ мкс)

Использование программированного импульса позволяет в принципе решить проблему локализации СВЧ-разряда в сфокусированном пучке. Экспериментальная установка, на которой проводилось изучение оптическим методом параметров плазмы локализованного СВЧ-разряда в воздухе, включала в себя два импульсных магнетронных генератора сантимет-

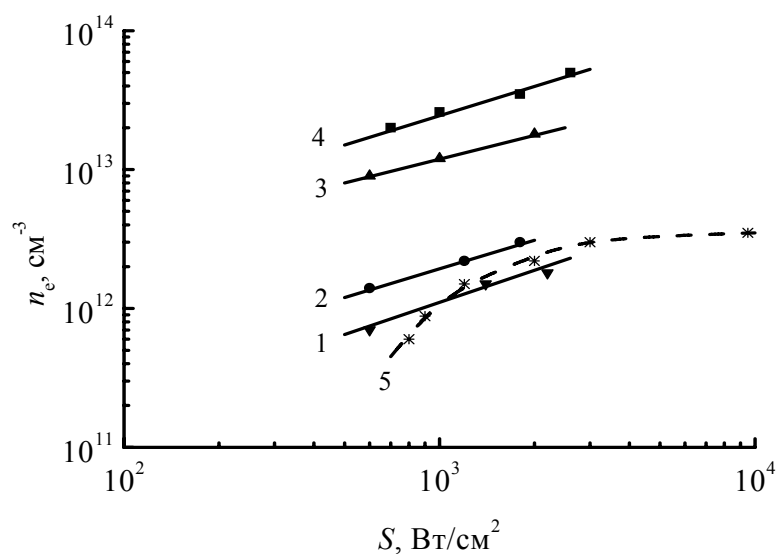


Рис. 4. Временной ход концентрации электронов в плазме локализованного СВЧ-разряда, создаваемого в режиме программированного импульса $p = 3$ Тор ($\lambda_1 = 10$ см, $\lambda_2 = 2.4$ см).

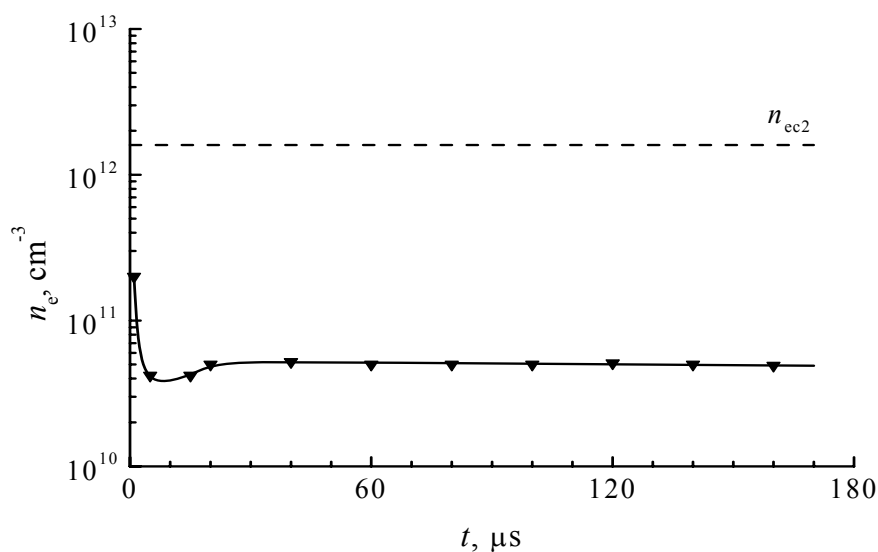


Рис. 5. Зависимость концентрации электронов в плазме локализованного СВЧ-разряда, создаваемого в режиме программированного импульса от плотности потока мощности в импульсе накачки при различных давлениях воздуха p , Тор: 1 - 30; 2 - 150; 3 - 300; 4 - 350; 5 - 10

рового диапазона длин волн $\lambda_1 = 10$ см и $\lambda_2 = 2.4$ см. Первый (пробойный) генератор вырабатывал серию (от одного до ста) коротких ($\tau_1 = 3$ мкс) мощных ($W_1 \leq 1$ МВт) СВЧ-импульсов, следующих с частотой повторения 400 Гц, производящих пробой исследуемого газа. Второй генератор (генератор накачки) вырабатывал импульс длительностью $\tau_2 = 160$ мкс, пристыкованный к последнему из серии импульсу первого генератора. Мощ-

ность импульса генератора накачки ($W_2 = 50\text{--}200$ кВт) в эксперименте была недостаточной для самостоятельного пробоя газа, но если газ пробивался импульсами первого генератора, то излучение второго генератора поддерживало разряд в течение всей длительности импульса накачки. Критическая концентрация для первого генератора $n_{c1} = 10^{11}$ см⁻³, для второго – $n_{c2} = 1.6 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Измеренная концентрация электронов в десятом (последнем в данных условиях эксперимента) импульсе пробойного генератора составила величину $\sim 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³ при $p = 3$ Тор, то есть близкую к критической концентрации n_{c1} для первого генератора. Концентрация электронов, измеренная в случае, когда пробой осуществлялся только импульсом второго генератора (пачка импульсов первого генератора отсутствовала) $W_2 = 200$ кВт, составила величину $2 \cdot 10^{12}$ см⁻³ в начале импульса и $\sim 6 \cdot 10^{11}$ см⁻³ спустя 5 мкс после момента пробоя, т.е. величину, близкую к критической n_{c2} . В случае же локализованного СВЧ-разряда, создаваемого в программированном режиме (смотри рис. 4), концентрация электронов в плазме во время действия импульса накачки на порядок величины ниже, чем критическая для второго генератора.

Возможность управления величиной концентрации электронов в плазме несамостоятельного разряда, каковым по своей природе является локализованный разряд, создаваемый в фиксированной области свободного пространства сфокусированным СВЧ-пучком иллюстрируется рис. 5. Параметры установки позволяли изменять в течение 800 мкс по наперед заданной программе плотность потока подводимой энергии. В частности, использовалась программа, когда в течение времени $\tau_1 = 1\text{--}20$ мкс плотность потока энергии S_1 в фокальной области пучка была на уровне достаточном для самостоятельного пробоя газа, а оставшаяся часть времени СВЧ-импульса S_2 поддерживалась на допороговом для невозмущенного газа уровне. При этом, изменяя уровень S_2 , возможно было управлять геометрическими размерами плазмы СВЧ-разряда, скоростью его распространения по направлению к фокусирующей антенне, кинетикой нагрева и, в частности, степенью ионизации плазмы (см. рис. 5).

На рис. 6 приведены скорости распространения разряда в поперечном и продольном направлениях. Видно, что размеры плазмы в начальные моменты времени изменяются очень быстро, скорости достигают $\sim 10^7$ см/с и больше для направления, параллельного распространению СВЧ-энергии, и $\sim 10^6$ см/с в радиальном направлении. С течением времени скорости уменьшаются до величины $v_z = 8 \cdot 10^4$ см/с и $v_r = 3 \cdot 10^4$ см/с при $t = 100$ мкс.

На рис. 7 представлена экспериментально полученная временная зависимость температуры газа $T_g(t)$ при давлении воздуха 35 Тор и плотности потока энергии $S = 1.5 \cdot 10^4$ Вт/см² при использовании СВЧ-огнивающей в форме прямоугольного импульса длительностью 100 мкс. Видно, что в

этом случае в первые 10-15 мкс идет нагрев со скоростью до $\sim 4 \cdot 10^7$ К/мкс, к двадцатой микросекунде температура достигает значения ~ 850 К и в дальнейшем в течение импульса практически не изменяется. Полученный результат указывает на неэффективность использования длинных СВЧ-импульсов для нагрева газа в фиксированной области пространства до высоких температур. Это объясняется тем, что при использовании длинных импульсов в СВЧ-пучках с малым углом сходимости разряд "убегает" из фокальной области пучка. А, так как энергия из-за эффекта скинирования вкладывается в основном в узком слое переднего фронта разряда, который по мере своего движения пробегает по большой области пространства, то вложенная энергия распределяется по всей массе газа, вовлеченной в зону существования "бегущего" СВЧ-разряда и выделяется в основном на периферийных границах пороговой области существования СВЧ-разряда, а не в данном месте (фокус пучка) свободного пространства.

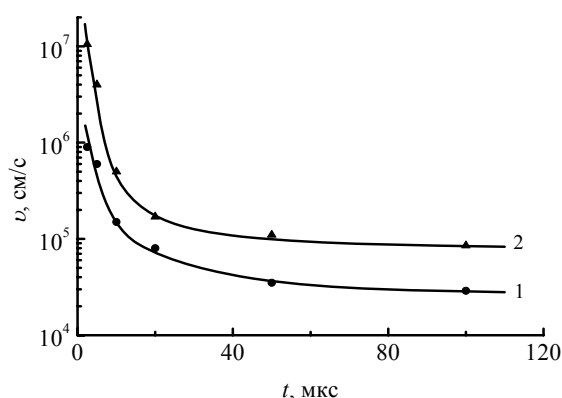


Рис. 6. Временные зависимости поперечной (кривая 1) и продольной (кривая 2) скорости распространения безэлектродного СВЧ-разряда при давлении воздуха 70 Тор

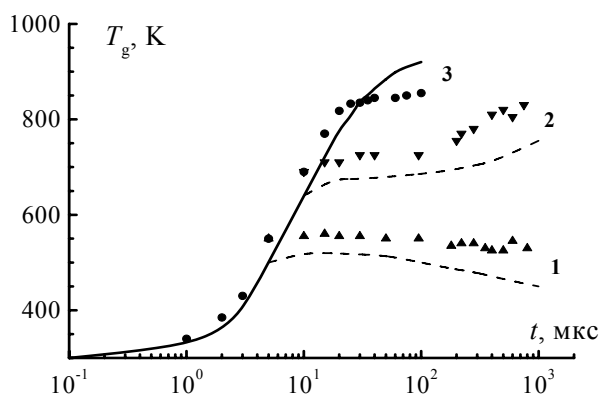


Рис. 7. Временной ход температуры газа в плазме свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе. $S = 1.5 \cdot 10^4$ Вт/см², $p = 35$ Тор. Кривые – расчет, точки – эксперимент: τ , мкс: 1 – 5; 2 – 10; 3 – 100

На рис. 7 представлено сравнение экспериментальных результатов (точки) с данными численного расчета (кривые), выполненного по нестационарной кинетической модели, учитывающей тушение долгоживущих возбужденных состояний молекулы азота, эволюции газовой температуры в активной (кривая 3) фазе разряда и в стадии послесвечения (кривые 1 и 2). Наблюдается удовлетворительное согласие эксперимента с рассчитанной зависимостью. Причем в стадии деионизации плазмы после выключения поля, действующего на плазму короткое время (кривая 1 при $\tau \leq 5$ мкс), в течение которого не успевает достаточно накачаться энергии на нижние колебательные уровни, происходит за счет VV-обмена перераспределение молекул на верхние уровни с $v \sim 20$, при этом газ в целом за счет потерь энергии в окружающее пространство остывает.

На рис. 8 представлены интегральные фотографии бегущего СВЧ-разряда при атмосферном давлении воздуха, зафиксированные при различных длительностях воздействия τ , мкс: 1 – 20; 2 – 50; 3 – 100; 4 – 200; 5 – 300; 6 – 400; 7 – 500; 8 – 600; 9 – 700; 10 – 800. Видно, что разряд представляет сложную структуру и в основном распространяется навстречу подводимой энергии.

Используя инициацию разряда искрой, было получено однородно светящееся плазменное образование в режиме моноимпульса СВЧ-излучения длительностью 800 мкс при атмосферном давлении воздуха. На рис. 9 приведен общий вид (съемка в направлении, перпендикулярном вектору $\vec{E}$ и направлению распространения подводимой энергии) равновесного СВЧ-разряда при атмосферном давлении воздуха, $S = 103 \text{ Вт/см}^2$, зафиксированный в конце СВЧ-импульса различной длительности τ , мкс: 1 – 10; 2 – 20; 3 – 50; 4 – 75; 5 – 100; 6 – 200; 7 – 500; 8 – 800. Из рис. 9 видно, что при малых длительностях СВЧ-импульса вначале образуется ярко светящийся канал, который при увеличении времени действия СВЧ-энергии на плазму начинает расширяться во все стороны и пре-

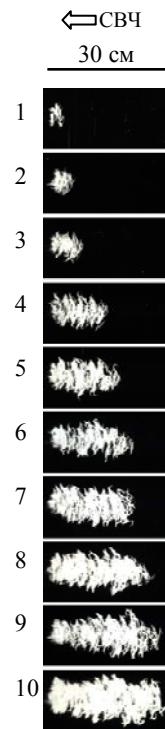


Рис. 8.

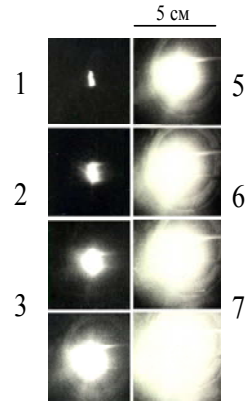


Рис. 9.

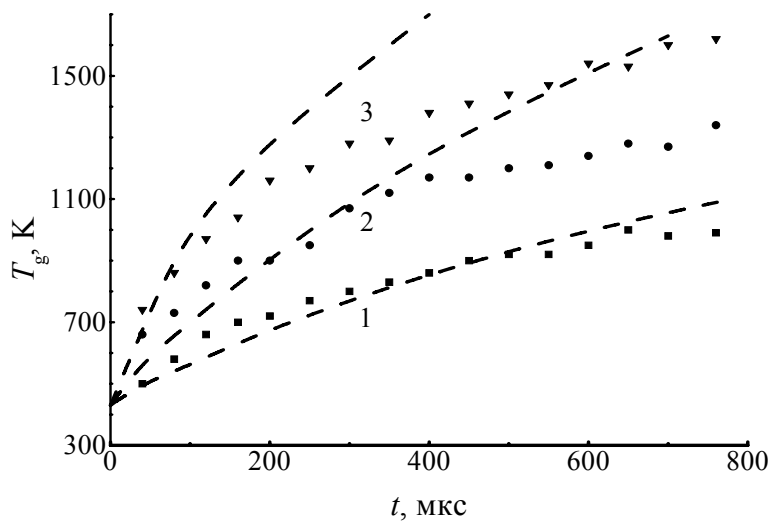


Рис. 10. Сравнение экспериментально измеренной (точки) временной зависимости температуры газа в плазме свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе при давлении 50 Тор с рассчитанной (пунктирные кривые). $\tau_1 = 1.5 \text{ мкс}$, $\tau_2 = 800 \text{ мкс}$, $S_1 = 10^4 \text{ Вт/см}^2$, $S_2 \text{ Вт/см}^2$: 1 – 200; 2 – 600; 3 – 1000

вращается в однородно светящийся плазменный шарик, который в дальнейшем равномерно расширяется во все стороны со скоростью ~ 103 см/с.

На рис. 10 представлены результаты по нагреву газа, когда длительность пробойного импульса оставалась неизменной ($\tau_1 = 1.5$ мкс) при варьировании плотности потока мощности импульса накачки. Видно, что с увеличением S_2 возрастают скорость нагрева газа dT_g/dt и значение температуры T_g , до которой газ нагревается к концу СВЧ-импульса. Этот результат легко объяснить, если учесть, что при увеличении плотности потока мощности во втором импульсе концентрация электронов и поле в плазме локализованного разряда растут, а, следовательно, увеличивается величина σE_0^2 , то есть энерговклад в разряд. А это в свою очередь должно приводить к росту скорости нагрева и увеличению температуры газа, что и наблюдается в эксперименте. Результаты по кинетике нагрева воздуха в режиме программированного импульса при других давлениях аналогичны приведенным данным.

Поверхностный СВЧ разряд

Одной из целей данной работы является изучение возможности применения низкотемпературной газоразрядной плазмы для инициирования быстрого воспламенения воздушно-углеводородных потоков. Импульсные разряды, существующие при больших значениях приведенного значения электрического поля, приводят к эффективной диссоциации и нагреву молекулярных газов, а также наработке большого количества возбужденных частиц и радикалов. Эти обстоятельства являются важными для использования газоразрядной плазмы для быстрого объемного воспламенения химически активных смесей. Поиск и разработка новых эффективных средств, позволяющих уменьшать время воспламенения и управлять процессом горения высокоскоростных потоков горючего является актуальным для развития современной авиации, в частности для прямоточного двигателя.

Электродные разряды постоянного тока, а также импульсно-периодические и высокочастотные разряды в сверхзвуковом потоке воздуха приводят к сильной эрозии электродов и поверхности модели и надежно не воспроизводятся в различных экспериментах. Возникла задача поиска оптимальных способов создания неравновесной плазмы в сверхзвуковом потоке газа. В нашей лаборатории для целей плазменной аэродинамики предложена новая разновидность сверхвысокочастотного разряда, а именно, микроволновый разряд, который создается поверхностной волной на диэлектрическом теле, обтекаемом сверхзвуковым потоком воздуха. Известно, что при создании СВЧ-разряда внутри заполненной газом трубки с диэлектрическими стенками, подводимая к системе электромагнитная энергия трансформируется в поверхностную волну. При этом возникает самосогласованная система, когда для существования поверхностной волны необходима плазменная среда, создаваемая самой поверхностной волной. Волна распространяется в пространстве до тех пор, пока ее энергия достаточна для создания плазмы с кон-

центрацией электронов не меньше, чем критическая концентрация нес. За границу области пространства, где концентрация электронов уменьшается до значения нес, поверхностная волна не проникает и поверхностный разряд в этих местах не существует. В этом случае мы имеем систему плазма-диэлектрик-свободное пространство, т.е. внутри разрядной трубки, заполненной газом при пониженном давлении, существует создаваемая поверхностной волной плазма, ограниченная стенками диэлектрической трубки, разделяющими плазму и окружающее разрядную трубку свободное пространство. В нашей работе предлагается вывернуть рассмотренную выше систему наизнанку. В этом случае внутри располагается диэлектрик, на поверхности которого создается плазма, существование которой поддерживается поверхностной СВЧ-волной. Плазменная область может быть сформирована различной протяженности и формы. Для примера на рис. 11 приведены фотографии поверхностного СВЧ-разрядом в воздухе. Видно, что разряд представляет однородно светящуюся плазму, покрывающую всю поверхность диэлектрической антенны.

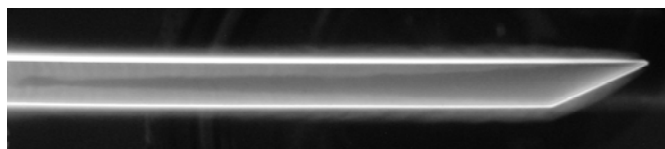


Рис. 11. Общий вид поверхностного СВЧ-разрядом при $p = 40$ Тор, $\tau = 50$ мкс и $f = 100$ Гц. СВЧ-энергия распространяется слева направо

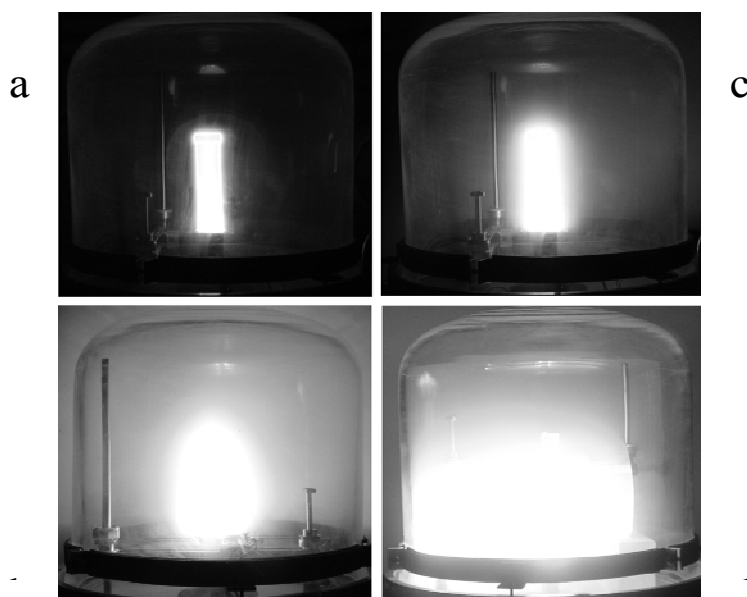


Рис. 12. Поверхностный СВЧ-разряд на кварцевой антенне длиной 10 см, шириной 2 см и толщиной 1 см при $\tau = 100$ мкс, $W = 55$ кВт и различных давлениях воздуха p , Тор: а – 5; б – 1; в – 0.5; д – 10^{-3} . Вверху (а, б) – вид перпендикулярно поверхности антенны, внизу (в, д) – вид параллельно поверхности антенны

На начальной стадии развития разряда скорость его распространения достигает 100 км/с. Импульсная СВЧ-мощность, необходимая для возбуждения поверхностного разряда в широком диапазоне давлений воздуха от 1 мТор до 760 Тор не превышает 100 кВт, при этом средняя СВЧ-мощность равна 100 Вт. Показано, что температура газа быстро возрастая со скоростью 50-100 К/с может достигать 1000-2000 К. Электрическое поле локализовано в тонком приповерхностном слое. При этом происходит эффективная диссоциация и нагрев молекулярного газа. Эти факты важны с точки зрения снижения поверхностного трения, в случае, когда поверхностный СВЧ-разряд используется для ввода энергии в пограничный слой и для быстрого воспламенения сверхзвуковых воздушно-углеводородных потоков.

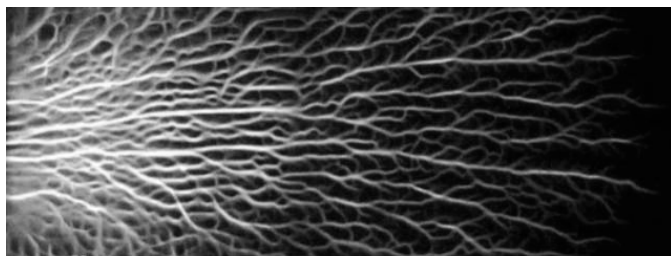


Рис. 13. Общий вид (вид спереди) поверхностного СВЧ-разряда при атмосферном давлении воздуха. Длительность импульса $\tau = 10$ мкс, импульсная мощность $W = 55$ кВт, СВЧ энергия распространяется слева направо

Внешний вид поверхностного СВЧ-разряда при низких давлениях воздуха представлен на рис. 12. Видно, что в рассматриваемых условиях разряд занимает всю поверхность антенны. В поперечном направлении его размер растет с уменьшением давления воздуха и достигает величины порядка 10 см при давлении 10-3 Тор. С ростом давления этот размер быстро уменьшается. Степень ионизации при низких давлениях воздуха $p = 1$ мТор достигает 10-30 %. Поверхностный СВЧ-разряд при низких давлениях является перспективным, с точки зрения разработки новых источников плазмы для микро- и наноэлектроники.

На рис. 13. представлен общий вид поверхностного СВЧ-разряда при атмосферном давлении воздуха. Разряд при высоких давлениях представляет собой сложную систему, состоящую из тонких ветвящихся плазменных каналов, диаметром от 0.1 мм до 1 мм в зависимости от давления газа, длительности воздействия и подводимой СВЧ-мощности. Так как в условиях поверхностного СВЧ разряда электрическое поле локализовано в тонком слое ($h \sim 1$ мм) вблизи поверхности антенны, то газ в приповерхностных областях быстро нагревается. Это приводит к тепловому взрыву вблизи поверхности кварцевой антенны, и формирование разряда сопровождается генерацией ударных волн, а на поздних стадиях в области существования разряда образуется каверна – зона пониженной плотности нейтрального газа.

Показано, что все типы СВЧ-разряда приводят к надежному быстрому воспламенению сверхзвуковых пропан-воздушных потоков (смотри, на-

пример, рис. 14). Реализована стабилизация горения высокоскоростных воздушно-углеводородных потоков в условиях СВЧ-разряда, создаваемого в режиме программированного импульса (рис. 15).

Данный тип разряда может найти практическое применение в сверх- и гиперзвуковой плазменной аэродинамике (управление потоком вблизи поверхности тела, движущегося в плотных слоях атмосферы, снижение поверхностного трения, оптимизация условий воспламенения и горения сверхзвуковых потоков газообразного топлива, и т.п.).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-01091-а).

СТАБИЛИЗАЦИЯ ГОРЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПРОПАН-СПИРТ-ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В УСЛОВИЯХ ПРОГРАММИРОВАННОГО СВЧ-РАЗРЯДА

Аспирант *Копыл П.В.*, мл.науч.сотр. *Сурконт О.С.*,
профессор *Шибков В.М.*, доцент *Шибкова Л.В.*,
студент *Федоськин В.Н.*, мл.науч.сотр. *Васильева Е.С.*

Одной из важнейших практических задач, возникающих при разработке гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя, является уменьшение продольного размера его камеры сгорания. Для этого необходимо применять новые нетрадиционные способы обеспечения быстрого объемного воспламенения и управления процессом горения углеводородного топлива в условиях высокоскоростного потока. Новым решением данной проблемы является использование газоразрядной плазмы. Для поиска оптимальных способов создания неравновесной плазмы в сверхзвуковом потоке газа в лаборатории сверхзвуковой плазменной аэродинамики

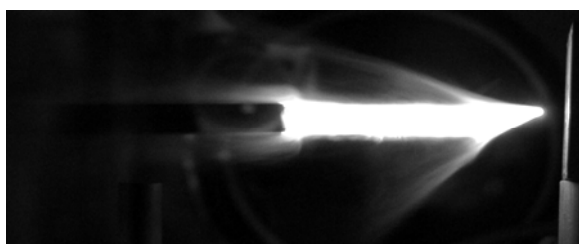


Рис. 14. Воспламенение сверхзвукового ($M = 2$) пропан-воздушного потока в условиях поверхностного СВЧ-разряда



Рис. 15. Стабилизация горения высокоскоростного пропан-воздушного потока в условиях программированного СВЧ-разряда

физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова был предложен новый тип сверхвысокочастотного разряда, а именно, микроволновый разряд, который создается поверхностной волной на диэлектрическом теле, обтекаемом сверхзвуковым газовым потоком. Поверхностный СВЧ-разряд в воздухе представляет собой плазменное образование толщиной порядка и

меньше 1 мм, покрывающее поверхность антенны. Скорость распространения разряда в зоне его формирования достигает 30-100 км/с, что важно с точки зрения возможности создания поверхностного СВЧ-разряда в высокоскоростных воздушных потоках. Самостоятельные СВЧ-разряды существуют при высоких величинах приведенного электрического поля. В случае их применения нарабатывается больше активных частиц, чем в плазме электродного разряда, а это сильно влияет на кинетику процессов с участием активных радикалов и, как следствие, уменьшает время индукции, что является очень перспективным для инициации быстрого воспламенения сверхзвуковых потоков газообразного и жидкого углеводородного топлива. Экспериментально было показано, что период индукции в условиях газоразрядной низкотемпературной плазмы изменяется от миллисекундного масштаба времени для разряда постоянного тока, поддерживаемого при малых значениях приведенного электрического поля E/N , сотен микросекунд в условиях импульсного поперечного электродного разряда, существующего при значениях $E/N = 20-40$ Тд, до нескольких десятков микросекунд в условиях свободно локализованного и единиц микросекунд для поверхностного СВЧ-разрядов, существующих при больших значениях приведенного электрического поля $E/N = 100-200$ Тд.

Лаборатория сверхзвуковой плазменной аэродинамики оснащена уникальным экспериментальным стендом, позволяющим проводить исследования различных типов газового разряда в неподвижных газах, в сверхзвуковых потоках воздуха и воздушно-углеводородных смесях. Установка включает в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, ресивер высокого давления пропана, систему для создания сверхзвукового потока, магнетронный генератор, систему для ввода СВЧ-энергии в камеру, прямоугольный аэродинамический канал, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Основой экспериментальной установки является откачиваемая металлическая цилиндрическая барокамера с внутренним диаметром вакуумной камеры 1 м, длиной 3 м. Высокоскоростной поток создается при заполнении барокамеры воздухом через специально профилированное сопло Лаваля. Источником СВЧ-излучения служит импульсный магнетронный генератор сантиметрового диапазона длин волн. Магнетронный генератор имеет следующие характеристики: длина волны $\lambda = 2.4$ см; импульсная СВЧ-мощность $W < 100$ кВт; длительность импульса $\tau = 5150$ мкс; скважность $Q = 1000$, при этом средняя СВЧ-мощность не превышала 100 Вт. Воспламенение исследуется в условиях высокоскоростного воздушного потока, секундный массовый расход воздуха dm_1/dt может изменяться от 25 до 125 г/с, а секундный массовый расход пропана dm_2/dt от 1 до 7 г/с, при этом эквивалентное отношение для пропана может меняться от 0.3 до 2. Секундный массовый расход спирта dm_3/dt изменяется от 0.5 г/с до 1.5 г/с. Давление p_0 неподвижного воздуха в вакуумной камере может изменяться от 10 до 760 Тор.

Экспериментальная установка оснащена измерительной аппаратурой, позволяющей проводить исследования процесса воспламенения жидких и

газообразных углеводородов. Диагностический комплекс состоит из цифровых монохроматоров и спектрографов, системы датчиков давления, расположенных в различных местах аэродинамического канала, оптических рефракционных датчиков, импульсной теневой установки, коллимированных фотоэлектронных умножителей, электрических зондов, термопар, системы для измерения проводимости пламени, двухпроводной линии, цифровых осциллографов, цифровых фотокамер, цифровой скоростной (наносекундное разрешение) видеокамеры, компьютеров и др.

Во всех типах реактивных двигателей стабильное горение поддерживается с помощью специальных устройств (застойных зон, каверн и т.п.), служащих для предотвращения срыва пламени высокоскоростным потоком. Конструкция этих устройств должна учитывать баланс между вносимым ими дополнительным сопротивлением потоку и стабилизацией пламени. В свободном сверхзвуковом потоке в принципе невозможно удержать пламя без специальных мер. Одним из таких способов является использование газоразрядной плазмы. В условиях импульсного самостоятельного разряда сверхзвуковое горение свободных воздушно-углеводородных потоков происходит только в течение длительности импульса, и пламя срывается, как только подвод энергии прекращается. Для стационарного горения при использовании нестационарной низкотемпературной плазмы необходимо оптимизировать режим инициации импульсного разряда, т.е. величину вкладываемой в плазму энергии, длительность и частоту следования импульсов. Это может быть осуществлено при создании разряда в режиме программированного импульса [1]. В этом случае пробой газа, поддержание плазмы и вклад энергии в заданную область пространства осуществляются с помощью сверхвысокочастотного разряда, мощность которого изменяется по наперед заданной программе. В данной серии экспериментов комбинированный разряд создавался на диэлектрической тефлоновой пластине, в которую заподлицо с ее поверхностью монтировалась кварцевая антенна, на которой создавался самостоятельный импульсно-периодический поверхностный СВЧ-разряд, и два электрода специальной конфигурации для создания разряда постоянного тока. Программированный разряд создавался в режиме, когда маломощный импульс включается в течение времени, равном длительности серии коротких мощных СВЧ-импульсов. Число импульсов N в серии можно было изменять от 1 до 100, частота повторения СВЧ-импульсов $f = 50$ Гц. В качестве маломощного импульса использовался разряд постоянного тока. В свободном потоке разряд постоянного тока без поверхностного СВЧ-разряда не существовал. В данной серии экспериментов длительность программированного импульса равна 1.5 с, а время задержки подачи жидкого углеводородного топлива относительно переднего фронта разряда постоянного тока равно 0.3 с. Подача пропана в поток осуществлялась с задержкой 0.5 с относительно начала инжекции спирта.

Экспериментально реализована стабилизация внешнего (на поверхности пластины) горения дозвукового спирт-пропан-воздушного потока. По-

казано, что в дозвуковом потоке в условиях комбинированного разряда происходит полное сгорание жидких и газообразных углеводородов. Тепловой поток при горении спирта возрастает в приблизительно 7 раз, а при горении пропана в 15 раз по сравнению с потоком тепла от разряда. Концентрация электронов, измеренная на расстоянии 10 см от электродов вниз по потоку, при создании разряда в воздушном потоке меньше 10^9 см^{-3} , при горении спирта достигает величины $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а при горении пропана равна $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Температура пламени равна 2000-2500 К. Полученные результаты подтверждают эффективность использования комбинированного СВЧ-разряда в плазменной аэродинамике.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-01091-а).

Литература

1.Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ разряд в воздухе. М.: Нефть и газ. 1996.

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция «Оптика и лазерная физика»

ПАРАДИГМА АПЕРИОДИЧНОСТИ В ОПТИКЕ Зотов А.М., Короленко П.В., Мишин А.Ю., Рыжикова Ю.В.	4
МОДИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОДНОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ПРОЦЕССЕ СИНТЕЗА Гребенюков В.В., Сухоруков А.П., Образцова Е.Д.	6
ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ НА ЦЕНТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ZnWO_4 ПРИ УФ И ВУФ ВОЗБУЖДЕНИИ Крутяк Н.Р., Спасский Д.А., Михайлин В.В.	9
ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ $\text{Gd}_3(\text{Ga}, \text{Al})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$ Васильева Н.В., Рандошкин И.В., Спасский Д.А., Плотниченко В.Г., Соколов В.О.	10
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСИТОННЫХ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ В СУЛЬФИДЕ КАЛЬЦИЯ Киркин Р.В., Васильев А.Н. (НИИЯФ), Михайлин В.В.	12
ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНЫХ ПЛАЗМОННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ Щербаков М.Р., Долгова Т.В., Ежов А.А., Федянин А.А.	13

Подсекция «Радиофизика, физическая электроника и акустика»

СИСТЕМНЫЙ ВРЕМЯ-ЧАСТОТНЫЙ АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СИГНАЛОВ Арсеньян Т.И., Сухарева Н.А., Сухоруков А.П.	16
ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННОЙ ПОСТОЯННОЙ И МЕТОДИКИ РАСЧЁТА G ПРИ СЛОЖНОЙ ФОРМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ТЕЛ Шахпаронов В.М.	19
АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛАХ С БОЛЬШОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ УПРУГИХ СВОЙСТВ Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В.	23
ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ СВЕТА ПРИ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ Князев Г.А.	25

Подсекция «Физика конденсированного состояния и физика полупроводников»

СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ФОЛЬГАХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВОДОРОДА И ВАКАНСИЙ Авдюхина В.М., Акимова О.В., Левин И.С., Ревкевич Г.П.	30
АНАЛИЗ ДВОЙНИКОВАНИЯ И САМОАККОМОДАЦИИ МАРТЕНСИТНЫХ КРИ- СТАЛЛОВ ПО КАРТИНАМ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ Хунджуа А.Г., Бровкина Е.А., Птицын А.Г., Мельников М.М.	33

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК ПОЛИМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ Хенкин М.В., Емельянов А.В., Форш П.А., Казанский А.Г.	36
САМОДИФРАКЦИЯ ДВУХ ТИПОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS (КОЛЛОИДНЫЙ РАСТВОР) Днепровский В.С., Смирнов А.М., Козлова М.В.	39
Подсекция «Биохимическая и медицинская физика»	
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ФОТОСИНТЕЗА РАСТЕНИЙ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЁН $10^{-12} - 10$ С Алексеев А.А., Киржанов Д.В., Кукушкин А.К.	44
КОЭФФИЦИЕНТ КАЧЕСТВА СМЕШАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНДУЦИРОВАННОГО ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ Белоусов А.В., Осипов А.С.	47
ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА k_{Q,Q_0} КАЛИБРОВКИ НАПЕРСТКОВОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ Белоусов А.В., Осипов А.С.	50
Подсекция «Теоретическая и математическая физика»	
ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ ЖИДКОСТИ В ПРИБЛИЖЕНИИ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА В СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ Николаев П.Н.	56
ОПИСАНИЕ СОСТОЯНИЙ ФЕРМИОНОВ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ И СРЕДАХ С УЧЕТОМ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЧАСТИЦ Студеникин А.И., Токарев И.В.	58
ИНФЛЯЦИЯ И РАЗОГРЕВ В МОДЕЛИ СТАРОБИНСКОГО С КОНФОРМНЫМ ПОЛЕМ ХИГГСА: СПЕКТР ВОЗМУЩЕНИЙ И ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССУ БОЗОНА ХИГГСА Токарева А.А., Горбунов Д.С.	61
МНОГОМЕРНЫЕ ФОРМУЛЫ ФАКТОРИЗАЦИИ НЕКОММУТИРУЮЩИХ СЕМЕЙСТВ ОПЕРАТОРОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ЗАДАЧАХ КВАНТОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ Чеботарев А.М., Тлячев Т.В.	62
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА МОДЕЛЬ С БОЛЬШИМИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ И ОДНИМ ПОКОЛЕНИЕМ Тимирязов И.И., Немков Н.А., Либанов М.В., Нугаев Э.Я.	65
ГИПЕРСИНГУЛЯРНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ОПЕРАТОРЫ И СУММАТОРНЫЕ УРАВНЕНИЯ В ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ Делицын А.Л.	67
ДВИЖУЩИЕСЯ ВНУТРЕННИЕ СЛОИ В НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ ЗАДАЧЕ ДЛЯ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ КОЛМОГорова–ПЕТРОВСКОГО–ПСКУНОВА Быков А.А., Нефедов Н.Н., Шарло А.С.	68

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ ТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ Зеленый Л.М., Малова Х.В., Попов В.Ю.	71
МАЛОМОДОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ЗАДАЧЕ ДИНАМО ДЛЯ СЛУЧАЯ КВАДРУ- ПОЛЬНОЙ СИММЕТРИИ ТОРОИДАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ Попова Е.П.	73
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАЗДЕЛЕНИЯ КИСЛОТЫ И СОЛИ СОРБЦИОН- НЫМ МЕТОДОМ "УДЕРЖИВАНИЯ КИСЛОТЫ" НА БАЗЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ Сидельников Г.Б., Тихонов Н.А.	75
МЕТОДЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ В АНАЛИЗЕ ТЕЛЕКОМУНИКАЦИОННОГО ТРАФИКА Арсеньян Т.И., Синяговский И.В., Сухарева Н.А.	76
Подсекция «Методика преподавания»	
ВОЗМОЖНО ЛИ ВОЗРОЖДЕНИЕ КАЧЕСТВЕННОЙ ФИЗИКИ: СМЫСЛ ФОРМУЛЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНКА И ЭЛЕКТРОГРАВИТАЦИЯ? Щека Ю.В.	82
ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КУРСА ФИЗИКИ (ДЛЯ СТУДЕНТОВ НЕФИ- ЗИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ) В УСЛОВИЯХ КРИЗИСА ЕСТЕСТВЕННОНАУЧ- НОГО ОБРАЗОВАНИЯ Неделько В.И., Хунджуа А.Г.	84
РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ СПОСОБНОСТЕЙ ШКОЛЬНИКОВ 8–9 КЛАС- СОВ, ОБУЧАЮЩИХСЯ В ВЕЧЕРНЕЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ШКОЛЕ, ПРИ ИЗУЧЕНИИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ Рыжиков С.Б.	86
СОВРЕМЕННАЯ АНАЛОГОВАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА НА ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЯХ СТУДЕНТОВ Волков О.Ю., Канунов Е.Р., Марченко В.Ф., Руденко А.А., Румянцев И.В., Сухарева Н.А., Сухоруков А.П.	88
ОСНОВЫ ПРАКТИЧЕСКОЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ФИЗИЧЕ- СКОГО ФАКУЛЬТЕТА Шахпаронов В.М.	91
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВИДЕОМАТЕРИАЛОВ ПРИ ПОДГОТОВКЕ СТУДЕНТОВ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЗАДАЧ ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА Митин И.В., Матюнин А.В.	94
ИЗУЧЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ КАТУШКИ ПО ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ (ПО МАТЕРИАЛАМ НОВОЙ ЗАДАЧИ ПРАКТИКУМА) Митин И.В.	95
БАЗОВЫЙ ЭКОЛОГИЧЕСКИЙ МОДУЛЬ ДЛЯ СТУДЕНТОВ: ОСОБЕННОСТИ ИЗЛОЖЕНИЯ ОСНОВ ЭКОЛОГИИ С ПОЗИЦИИ ФИЗИКИ Гордиенко В.А., Показеев К.В., Старкова М.В.	97

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ СТУДЕНТОВ ПЕРВОГО КУРСА
ПО МЕХАНИКЕ: СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Иванов В.Ю., Полякова И.Б. 103

Подсекция « Науки о Земле»

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА ЛИТОСФЕРЫ ПОД ОКЕАНИЧЕСКИМИ
БАССЕЙНАМИ

Петрунин Г.И., Попов В.Г. 108

ПРИРОДА НАМАГНИЧЕННОСТИ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ И ЕЕ
ПАЛЕОИНФОРМАТИВНОСТЬ

Максимочкин В.И. 111

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ И КОНТИНЕНТАЛЬНЫХ
ТРАППОВ

Трухин В.И., Максимочкин В.И., Мбеле Ж.Р. 113

ЛАБОРАТОРНАЯ МОДЕЛЬ ФЛЮИДНОЙ АКТИВИЗАЦИИ РОЕВОЙ АКТИВНОСТИ

Потанина М.Г., Копнин А.С., Смирнов В., Пономарев А.В. 116

РАДИОТОМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В
ИОНОСФЕРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО КВ-РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НАГРЕВ-
НОГО СТЕНДА «СУРА»

Куницын В.Е., Фролов В.Л., Андреева Е.С., Падохин А.М., Курбатов Г.А., Анненков М.А.,
Болотин И.А., Юшков Е.В. 118

СОПОСТАВЛЕНИЕ ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ РАДИОТОМОГРАФИЧЕСКИХ
РЕКОНСТРУКЦИЙ С ИЗМЕРЕНИЯМИ ИОНОЗОНДОВ

Куницын В.Е., Нестеров И.А., Туманова Ю.С. 121

Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»

АНАЛИЗ КОНВЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ ВОДЫ И ВОЗДУХА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ
РАЗДЕЛА СРЕД

Плаксина Ю.Ю., Винниченко Н.А., Лапшин В.Б., Уваров А.В. 126

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЫХОДА УДАРНОЙ ВОЛНЫ
ИЗ КАНАЛА МЕТОДОМ PIV

Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Глазырин Ф.Н., Цзинь Ц. 128

СВЧ-РАЗРЯДЫ: ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЯ

Шибков В.М. 130

СТАБИЛИЗАЦИЯ ГОРЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПРОПАН-СПИРТ-
ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В УСЛОВИЯХ ПРОГРАММИРОВАННОГО СВЧ-
РАЗРЯДА

Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В., Федоськин В.Н.,
Васильева Е.С. 141