Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Физический факультет



300 лет М.В. Ломоносову

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ Секция физики

Ноябрь 2011 года

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

2011

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Физический факультет



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ Секция физики

14-23 ноября 2011 года

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

Москва Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова 2011 **ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2011. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ**. Сборник тезисов докладов. — М., Физический факультет МГУ, 2011, 256 с.

Сборник тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения» печатается на физическом факультете МГУ уже в двенадцатый раз. В этом году «Ломоносовские чтения» посвящаются 300-летнему юбилею М.В. Ломоносова.

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 семидесяти пяти докладов, которые будут сделаны на заседании восьми подсекций секции «Физика», соавторами этих докладов являются около ста сорока сотрудников, аспирантов и студентов нашего факультета.

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

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

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

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 20.10.2011 г. Объем 14,5 п.л. Тираж 125 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

ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГУМИНОВЫХ ВЕЩЕСТВ

Ст. преподаватель Пацаева С.В.

Гуминовые вещества (ГВ) – это сложные смеси устойчивых к биодеструкции высокомолекулярных органических соединений, образующихся при разложении растительных и животных остатков под действием микроорганизмов и абиотических факторов среды [1]. Образование ГВ или необходимая гумификация -ЭТО не только природе утилизация органических остатков, - при этом возникает новый класс природных соединений, выполняющих принципиально важные биосферные функции. К ним относятся регулирование геохимических потоков металлов в водных и почвенных экосистемах, накопление питательных элементов и микроэлементов в доступной для растений форме, структурообразующая роль в почве [2]. В природе ГВ накапливаются в результате отбора наиболее устойчивых к биоразложению структур, время жизни которых в окружающей среде исчисляется сотнями и тысячами лет. Как следствие, к фундаментальным свойствам ГВ относятся гетерогенность структурных элементов, нерегулярность строения, нестехиометричность состава и полидисперсность. В связи с этим понятие молекулы для ГВ трансформируется в понятие молекулярного ансамбля [3]. Сложностью и неоднозначностью своей структуры такие уникальные объекты бросают вызов исследователям, в том числе и спектроскопистам. Актуальность их изучения определяется также разнообразным применением в промышленности, сельском хозяйстве и медицине. Например, на основе гуминовых препаратов разрабатываются сорбенты для очистки природной воды, использование которых не наносит ущерба окружающей среде, и тем самым соблюдаются принципы «Зеленой химии» [3]. Поскольку гуминовые вещества содержатся во всех без исключения типах природной воды, их спектры флуоресценции с успехом используются для мониторинга водных экосистем [4-6], в том числе в самолетном дистанционном зондировании [7], для контроля технологических водных сред [8-9]. Однако спектральные свойства гуминовых веществ еще не достаточно изучены во всем их разнообразии.

1. Спектральные свойства природных гуминовых веществ

Гуминовые вещества, поглощая свет в УФ и коротковолновой видимой области спектра, определяют спектральные свойства растворенного органического вещества (РОВ) природной воды и таким образом влияют на процессы фотосинтеза в водных экосистемах. Спектр поглощения проб природной воды, как правило, представляет собой бесструктурную полосу с монотонно уменьшающейся при возрастании длины волны оптической плотностью.





Типичный спектр флуоресценции природной воды при возбуждении длиной волны короче 290 нм состоит из двух перекрывающихся полос: УФ полосы с максимумом в области 300–350 нм и полосы в видимой области спектра с максимумом 400–450 нм. Первую из этих полос принято относить к свечению белковых соединений [4], так как белки, в состав которых



входят аминокислоты триптофан, тирозин и фенилаланин, люминесцируют в УФ диапазоне. Другие природные соединения (фенолы, танин и лигнин) также могут вносить вклад в УФ флуоресценцию [10]. Полоса испускания в видимой области спектра обусловлена наличием в воде гуминовых соединений. Положение максимума и форма данной полосы зависят от состава и происхождения РОВ и могут быть использованы для классификации типов природной воды по ее спектральным свойствам [4-6,11-13].

Рис. 2. Спектры флуоресценции воды соленого озера региона Белого моря при возбуждении на 270, 310 и 355 нм. Измерения выполнены на флуориметре Solar CM2203.

2. «Синий сдвиг» спектров испускания природных гуминовых веществ

Положение максимума гуминовой полосы флуоресценции РОВ зависит от длины волны возбуждения λ_{ex} (см. рис. 2). При возбуждении длиной волны короче некоторого предельного значения около 290 нм, величина которого зависит от типа РОВ, длина волны максимума полосы испускания λ_{max} практически не изменяется. При немного больших λ_{ex} наблюдается так называемый «синий сдвиг» максимума флуоресценции в сторону более коротких длин волн. Наибольшая величина «синего сдвига» проявляется при возбуждении на 310-315 нм. При дальнейшем росте λ_{ex} максимум испускания сдвигается в длинноволновую область. В экспериментах мы наблюдали и впервые описали «синий сдвиг» спектров флуоресценции для проб речной и озерной воды из различных регионов [13-15], соленых озер в районе Белого моря [15], для образцов водных почвенных вытяжек [12], разных молекулярных фракций РОВ [13-14]. Величина «синего сдвига» зависит от типа пробы и может служить ее отличительной характеристикой. Такое спектральное поведение выделяет ГВ среди других органических люминофоров. Это определяет интерес к гуминовым веществам не только как к объекту экологического мониторинга, но и уникальному предмету спектральных исследований.

Причина «синего сдвига» спектров испускания природных ГВ - гетерогенность их флуорофорного состава. Основные флуоресцирующие компоненты характеризуются максимумами полос возбуждения/испускания флуоресценции, которые для ГВ природной воды приблизительно равны 270/450, 310/425 и 355/450 нм. То, что в состав природных ГВ входят флуорофоры с близкими по положению и ширине полосами испускания, но различными спектрами возбуждения и значениями квантового выхода флуоресценции, приводит к следующему явлению. Преимущественное возбуждение длиной волны 310 нм свечения флуорофоров с более коротковолновым свечением обуславливает сдвиг огибающей спектра флуоресценции в коротковолновую область по сравнению со спектром, возбуждаемым на длинах волн 270 или 355 нм.

3. Спектральные свойства промышленных гуминовых препаратов

Полученные промышленным способом гуминовые препараты (ГП) по многим физико-химическим свойствам отличаются от природных ГВ. Это находит отражение и в их спектральных свойствах. В спектрах поглощения (рис. 3) некоторых препаратов заметны особенности в диапазоне 230÷280 нм, которые гораздо нагляднее проявляются на графике второй производной оптической плотности по длине волны (рис.4). Спектры лигногуматов имеют два максимума – на 230 и 285 нм, а спектры препаратов из сапропеля, компоста, и торфа – на 230 нм и в диапазоне 270-280 нм. В этой облас-

ти поглощают низкомолекулярные фенольные соединения - продукты распада лигнина растительных тканей.



Рис. 3. Спектры поглощения растворов ГП концентрации 0,02 г/л в воде: (1) лигногумат, (2) сапропель, (3) компост, (4) торф, (5) гумалит, (6) леонардит. Измерения выполнены на спектрофотометре Unico в кюветах с d=1 см.

Рис. 4. Обратная величина второй производной оптической плотности водных растворов ГП. Обозначения как на рис. 3.

Особенности в УФ диапазоне спектров поглощения обнаружены только для ГП из относительно молодых органических материалов, не прошедших стадии углефикации. В технологическом процессе их производства из сохранившего фрагменты лигниновой структуры сырья в препарат переходят низкомолекулярные вещества фенольной природы. В препаратах из более зрелого, угольного материала эти фрагменты не сохраняются, и спектры поглощения растворов таких ГП не имеют выраженных максимумов во всем диапазоне длин волн.

Спектры флуоресценции растворов ГП представляет собой широкую полосу от 350 до 600 нм с максимумом в районе 450-500 нм, положение которого зависит от происхождения гуминовых веществ (рис. 5). Для большинства образцов ГП угольного происхождения λ max расположен в районе 500 нм. Максимум флуоресценции гуматов из угольных материалов (бурого угля, лигнита, леонардита и некоторых препаратов из гумалита) сдвинут относительно максимума флуоресценции ГВ природной воды или почвы в длинноволновую область на 40-50 нм [16]. По характеру спектров флуоресценции к природным ГВ наиболее близки ГП из сырья расти-



Рис. 5. Спектры флуоресценции растворов ГП концентрации 0,004 г/л при возбуждении на 270, 310 и 355 нм. Измерения выполнены на флуориметре Solar CM2203.

тельного происхождения. Для растворов ГП из сапропеля, торфа и гумалита λ_{max} приходится на область 430÷480 нм, а максимум испускания ГП из лигносульфоната расположен в УФ диапазоне (360 нм).

4. Зависимость квантового выхода флуоресценции от длины волны возбуждения

Квантовый выход флуоресценции промышленных ГП при возбуждении на длинах волн $\lambda_{ex} = 270, 310$ или 355 нм составляет 0,3 ÷ 2,2%. Квантовый выход флуоресценции ГВ морской и речной природной воды составляет от 2 до 5%, ГВ почвенного происхождения - от 0,1 до 0,3% при возбуждении на тех же длинах волн УФ диапазона. В наших экспери-

ментах впервые обнаружено, что для ГВ природной воды или почвенных вытяжек квантовый выход флуоресценции увеличивается с ростом длины волны возбуждения в УФ диапазоне [12-15].



Рис. 6. Квантовый выход флуоресценции природных ГВ различного происхождения и промышленных ГП для длины волн возбуждения 270, 310 и 355 нм.

Это обусловлено тем, что различные группы флуорофоров в полидисперсном веществе, каким является ГВ природного происхождения, имеют различающийся квантовый выход флуоресценции, отличаются также и их спектры возбуждения. Для большинства промышленных ГП наблюдается зависимость квантового выхода флуоресценции от λ_{ex} противоположная той, что обнаружена для природных ГВ: квантовый выход флуоресценции убывает при возрастании λ_{ex} в УФ диапазоне [16]. Исключение составляют препараты из растительного сырья - квантовый выход для них практически не изменяется или монотонно увеличивается с ростом λ_{ex} от 270 до 355 нм.

Явление «синего сдвига» флуоресценции для ГП из угольных материалов не наблюдается, в то время как для препаратов из сырья растительного происхождения этот эффект присутствует [16]. Величина «синего сдвига» спектров испускания составляет 20 ÷ 40 нм для препаратов из торфа; 12 ÷ 20 нм – для препаратов из сапропеля при типичном значении величины «синего сдвига» 20 ÷ 40 нм для ГВ природной воды. Это еще раз демонстрирует схожесть ГП из растительного сырья и природных ГВ.

5. Спектральное исследование трансформации гуминовых веществ почвенными микроскопическими грибами

Параметры флуоресценции гуминового препарата значительно меняются после выращивания почвенных микроскопических грибов (микромицетов) в растворе в течение нескольких недель. Квантовый выход флуоресценции увеличивается относительно такового для исходной пробы, не подвергавшейся воздействию микроорганизмов, а λ_{max} смещается в сторону более коротких длин волн. Кроме того, изменяется спектральное поведение флуоресценции в зависимости от длины волны возбуждения Для исходных растворов ГП квантовый выход флуоресценции уменьшается с ростом λ_{ex} , а в результате трансформации ГВ микроорганизмами он увеличивается с ростом λ_{ex} и обнаруживается «синий сдвиг» спектров испускания, характерный для природных ГВ. Эти результаты объясняются трансформацией ГВ микромицетами в процессе их роста - микроорганизмы утилизируют крупные макромолекулы гуминовых соединений с более длинноволновым испусканием флуоресценции и создают меньшие молекулы с длиной волны испускания, сдвинутой в коротковолновую область. В результате таких преобразований спектры флуоресценции раствора гуминового препарата становятся схожими со спектрами испускания природных ГВ [16].

6. Проявление неоднородного уширения спектров флуоресценции при импульсном лазерном возбуждении

Спектроскопия насыщения флуоресценции, или нелинейная флуориметрия, рассматривает возбуждение спектров мощными лазерными импульсами в режиме, когда зависимость флуоресцентного отклика становится нелинейной относительно интенсивности возбуждающего излучения [17-18]. Такое отклонение от нелинейности, или эффект насыщения флуоресценции, происходит из-за обеднения основного энергетического состояния молекул за счет высокой скорости заселения возбужденного состояния. Эффект становится заметным при плотностях потока фотонов возбуждающего излучения порядка 10²⁴ см⁻²с⁻¹. Если в исследуемом образце присутствуют несколько типов флуорофоров, то эффект насыщения флуоресценции будет проявляться по-разному для центров, отличающихся сечением поглощения на длине волны возбуждения или временем жизни возбужденного состояния [19-20]. В результате изменится огибающая спектрального контура, и это будет выглядеть как сдвиг максимума испускания или изменение ширины спектральной линии при увеличении мощности возбуждающих лазерных импульсов. Ранее мы наблюдали проявление неоднородного спектрального уширения в экспериментах по насыщению флуоресценции акридиновых красителей в воде и в полимерной пленке [18, 21]. В данной работе опишем эксперименты по насыщению флуоресценции гуминовых веществ.

На рис. 7 показаны спектры флуоресценции воды оз. Альбано (Италия), возбуждаемые импульсами длительностью 0.3 нс различной мощности (4-я гармоника ИАГ-лазера, $\lambda_{ex} = 266$ нм). Спектр флуоресценции образца воды без фильтрации имеет сложную структуру, соответствующую испусканию двух групп флуорофоров с максимумами при 330 (флуоресценция белков) и 430 нм (флуоресценция ГВ). Поскольку природа двух центров свечения различна, то при увеличении мощности возбуждения насыщение флуоресценции обеих полос происходит в разной степени и, как следствие, форма спектрального контура для этого образца при возбуждении мощными лазерными импульсами изменяется. После удаления из раствора взвешенного органического вещества фильтром с размером пор 0.22 мкм в спектре превалирует гуминовая флуоресценция в видимой области, при этом форма спектра флуоресценции практически не изменяется при увеличении мощности возбуждения.

При возбуждении на длине волны 266 нм водного раствора гуминовой кислоты спектр также не претерпевают изменения формы в режиме насыщения флуоресценции. Однако ситуация меняется при возбуждении на длине волны 355 нм. Рис. 8 иллюстрирует проявление неоднородного уширения спектра флуоресценции гуминовой кислоты при возбуждении импульсами длительностью 0.3 нс ($\lambda_{ex} = 355$ нм): максимум флуоресценции сдвигается в сторону больших длин волн, а ширина полосы увеличивается.



Рис. 7. Спектры люминесценции пробы воды из озера Альбано при различной мощности лазерного возбуждения (λ_{ex} = 266 нм). Спектры нормированы на интенсивность испускания на длине волны 430 нм. КР – полоса комбинационного рассеяния воды.



Рис.8. Спектры флуоресценции гуминовой кислоты концентрации 0.1 мг/л в воде для слабого (10^{23} см⁻²с⁻¹, сплошная линия, левая шкала) и мощного возбуждения (10^{26} см⁻²с⁻¹, пунктир, правая шкала) импульсами ($\lambda_{ex} = 355$ нм).

Изменение плотности потока фотонов лазерного возбуждения позволяет варьировать в эксперименте вклад разных типов флуорофоров в интегральный по времени спектр и наблюдать проявления релаксационных процессов в спектрах испускания без применения техники временного разрешения.

7. Основные результаты и выводы

Гуминовые вещества представляют собой природные высокомолекулярные полимеры нерегулярного строения, сформировавшиеся в биосфере в результате преобразований отмершей биомассы. Максимум испускания флуоресценции природных ГВ зависит от длины волны возбуждения: при ее увеличении от 270 до 310 нм максимум полосы испускания смещается в сторону более коротких длин волн. Величина так называемого «синего сдвига» спектра флуоресцении зависит от типа природной воды и может характеризовать гуминовые соединения в составе РОВ. В наших экспериментах впервые описан «синий сдвиг» спектра испускания для множества типов природной воды, для различных молекулярных фракций РОВ, для образцов водных почвенных вытяжек и промышленных гуминовых препаратов из сырья растительного происхождения. Впервые выявлена и объяснена зависимость квантового выхода флуоресценции ГВ природной воды от длины волны возбуждения. На основании этого открытия предложен способ различения природных гуминовых веществ от промышленных гуминовых препаратов со сходными спектрами испускания. Впервые экспериментально наблюдалось проявление неоднородного уширения спектров флуоресценции гуминового вещества в воде в виде сдвига в длинноволновую область максимума полосы испускания и ее уширения при увеличении плотности потока фотонов лазерного возбуждения. На основании постоянства формы спектрального контура или ее изменчивости при импульсном лазерном возбуждении в режиме насыщения флуоресценции делаются выводы о природе и структуре полос свечения.

Таким образом, спектральные характеристики могут быть использованы для количественного и качественного описания свойств природных гуминовых веществ, для идентификации сырьевого источника промышленных гуминовых препаратов и изучения процесса их трансформации под действием микроорганизмов.

Выражаю признательность доценту кафедры общей физики Южакову Виктору Илларионовичу за постоянную помощь и поддержку, а также благодарю всех коллег и соавторов за сотрудничество.

Литература

- <u>Refractory Organic Substances in the Environment</u> /Frimmel F. H., Abbt-Braun G., Heumann K. G., Hock B., Luedemann H.-D., Spiteller M., Eds. Wiley-VCH. 2002.
- 2. Гуминовые вещества в биосфере /Под ред. Д.С. Орлова. М: Наука. 1993.
- 3. Перминова И.В., Жилин Д.М. /Зеленая химия в России. М: Изд-во Моск. Ун-та. 2004. С. 146-162.
- 4. Coble P.G. Marine Chem. 1996. V.51. P.325-346.
- 5. Пацаева С.В., Фадеев В.В., Филиппова Е.М., Чубаров В.В., Южаков В.И. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астр. 1992. Т.33. № 5. С.38-42.
- Murphy K.R. Stedmon C.A., Waite T.D., Ruiz G.M. Marine Chem. 2008. V.108. P.40–58.
- 7. Milchers W., Patsayeva S., Reuter R, Willkomm R. Proc. SPIE. 1997. V.3107. P.229-238.
- 8. Пацаева С.В., Фадеев В.В., Филиппова Е.М., Чубаров В.В., Южаков В.И. Известия РАН. Сер. Физич. 1992. Т.56. № 12. С.145-149.

- 9. Буриков С.А., Доленко Т.А., Пацаева С.В., Южаков В.И. Вода: химия и экология. 2010. №1. С.31-37.
- Евсюхина К.Г., Пацаева С.В., Южаков В.И. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астр. 1998. № 4. С.58-61.
- 11. Patsayeva S. EARSeL Advances in Remote Sensing. 1995. V.3. No 3. P.66-70.
- 12. Shubina D., Fedoseeva E., Gorshkova O., Patsaeva S., Terekhova V., Timofeev M., Yuzhakov V. EARSeL eProceedings. 2010. V.9. No 1. P.13-21.
- Gorshkova O.M., Milukov A.S., Patsayeva S.V., Yuzhakov V.I. Proc. SPIE. 2006. V.6263, P.248-255.
- 14. Милюков А. С., Пацаева С.В., Южаков В.И. Горшкова О.М., Пращикина Е.М. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астр. 2007. № 6. С.34-38.
- 15. Горшкова О.М., Пацаева С.В., Федосеева Е.В., Шубина Д.М., Южаков В.И. Вода: Химия и экология. 2009. №11. С.31-39.
- Шубина Д.М., Якименко О.С., Пацаева С.В., Изосимов А.А., Терехова В.А., Федосеева Е.В., Южаков В.И. Вода: химия и экология. 2010. №2. С.22-26 (часть 1), №3. С.21-25 (часть 2).
- 17. Фадеев В.В., Чекалюк А.М., Чубаров В.В. ДАН СССР. 1982. Т.262. №2. С.338-341.
- 18. Пацаева С.В., Южаков В.И., Варламов В.Г., Крыжановский В.И., Паперный С.Б. Известия РАН. Сер. физич. 1999. Т.63. № 6. С.1138-1148.
- 19. Yuzhakov V.I., Yevsyukhina K.G., Patsayeva S.V. Proc. SPIE. 1998. V.3404, P.388-396.
- 20. Patsayeva S., Yuzhakov V., Varlamov V. 1999. Proc. SPIE. 1999. V.3732. P.147-156.
- 21. Пацаева С.В., Южаков В.И., Варламов В.Г. Насыщение флуоресценции органических люминофоров при импульсном лазерном возбуждении. Препринт физического факультета МГУ. N 1/1999. 27 с.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Са_{1-x}Sr_xF₂ (0<x<1), АКТИВИРОВАННЫХ ТРЕХВАЛЕНТНЫМИ ИОНАМИ ЦЕРИЯ

Науч. сотр. *Бежанов В.А.*, ст. науч. сотр. *Каримов Д.Н.*, ст. науч. сотр. *Колобанов В.Н.*

Кристаллы CaF_2 и SrF_2 как чистые, так и активированные редкоземельными элементами широко исследовались и давно нашли применение в различных областях науки и техники. Одним из направлений поиска новых материалов с необходимыми свойствами является усложнение химического состава, т.е. переход от однокомпонентных к многокомпонентным кристаллам. В бинарных системах $MF_2-M'F_2$ (M, M' – щелочноземельные элементы) образуются изовалентные твердые растворы различной протяженности от непрерывных до ограниченных при большой разнице в ионных радиусах M^{2+} . Двухкомпонентные кристаллы Ca_{1-x}Sr_xF₂ (0<x<1), образующиеся в системе CaF₂–SrF₂, были выбраны в качестве объекта исследования в работе с целью исследования спектрально–люминесцентных свойств в кристаллах твердых растворов, обладающих неограниченным изоморфным замещением катионов, для изучения возможности применения их в качестве сцинтилляционных материалов, а также из-за практического интереса к этим кристаллам как материалам для лазерной физики и как к оптическим материалам [1, 2]. Кристаллы были выращены методом Бриджмена [3].

Мы провели исследования оптических (спектры отражения) и люминесцентных (спектры люминесценции, возбуждения люминесценции, кинетики высвечивания) свойств кристаллов, при комнатной (RT) и гелиевой (LHT) температурах, в области энергий возбуждающего фотона, от края фундаментального поглощения (hv $\leq E_g$) до области размножения электронных возбуждений (hv $\geq 2E_g$), на станции SUPERLUMI (HASYLAB, Hamburg, Germany) [4]. Также были проведены исследования люминесцентных свойств при возбуждении фотонами с энергией hv $> 10E_g$ и с высокой интенсивностью возбуждающего потока, на экспериментальной станции на канале BW3 (HASYLAB, Hamburg, Germany). Исследования проводились как для неактивированных Ca_{1-x}Sr_xF₂ кристаллов, так и для кристаллов, активированных трехвалентными ионами церия.

Для всех кристаллов наблюдается собственная люминесценция (полосы расположенные в области 3.5 – 5.5 эВ), которая приписывается сосуществующим синглетным (LHT) и триплетным (LHT, RT) автолокализованным экситонам (АЛЭ) (см., например [5]). Кристаллы, активированные трехвалентными ионами церия, обладают интенсивной люминесценцией в области 3 – 4 эВ, приписываемой межконфигурационным 5d - 4f переходам в ионах Ce³⁺. Ce³⁺–люминесценция характеризуется экспоненциальным характером затухания (RT) и временем затухания $\tau \approx 50$ нс, в случае гелиевых температур имеет место неэкспоненциальный характер затухания $\tau \approx 10$ нс (hv = 130 эВ). С изменением соотношения концентрации катионов от Sr²⁺ к Ca²⁺, имеет место изменение ширины запрещенной зоны, что проявляется в сдвиге максимума экситонного пика в спектрах отражения. Также, в случае изменения соотношения концентрации катионов, наблюдается сдвиг положения полос Ce³⁺ люминесценции.

Можно сказать, что системы $Ca_{1-x}Sr_xF_2$ обладают монокристаллической структурой, с плавно меняющимися структурными и зонными параметрами, причем изменение структурных параметров проявляется в смещении положения полос Ce^{3+} люминесценции, а изменение зонных параметров приводят к изменению E_g (сдвиг дна зоны проводимости, образованной орбиталями катионов) и положения экситонного пика отражения на краю фундаментального поглощения.

Литература

- 1. Kaminskii, R. Mikaelyan, I. Zygler, Phys. Status. Solidi B. 31, No 2, 85, (1969)
- 2. Т. Басиев, С. Васильев, М. Дорошенко, и др., Квантовая Электроника. **37**, No 10, 934 (2007)
- 3. D.N. Karimov, O.N. Komar'kova, N.I. Sorokin, et. al., Crystallography Reports. 55, 518 (2010)
- 4. G. Zimmerer, Radiation Measurements. 42, 859 (2007)
- J. Becker, M. Kirm, V.N. Kolobanov, et. al. Proc. Of The Third International Conference on Excitonic Processes In Condensed Matter EXCON'98. 98-25, 415.

ДВА МЕТОДА НАХОЖДЕНИЯ КООРДИНАТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРОВ КВАДРАТИЧНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ОДНОМЕРНО НЕОДНОРОДНОЙ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ

Доцент Голубков А.А. (СУНЦ МГУ), профессор Макаров В.А

Нахождение пространственного профиля тензора квадратичной восприимчивости $\hat{\chi}^{(2)}(z)$ одномерно неоднородной среды имеет большое практическое значение [1]. Для ее решения часто используют различные априорные предположения о форме профилей искомых компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z)$ и из экспериментальных измерений находят лишь значения нескольких подгоночных параметров, которые дают наилучшее согласие с экспериментом [2]. Более общие методы либо применимы только для не поглощающих сред с однородными линейными оптическими свойствами [3-5], либо требуют разрушения исследуемого образца [6]. Одной из основных проблем, возникающих при нахождении пространственной зависимости $\hat{\chi}^{(2)}(z)$, является сложность измерения фазы генерируемой волны. А, не зная фазу, нельзя однозначно решить задачу восстановления профиля $\hat{\chi}^{(2)}(z)$ даже в простейшем случае не поглощающей среды с однородными линейными свойствами [5]. В [2,3,5] было предложено несколько методов решения этой проблемы, но все они применимы только для сред с одно-

родными линейными свойствами и без линейного поглощения. В [7-10] была разработана и апробирована методика определения координатной зависимости линейной восприимчивости одномерно неоднородной среды. Это позволяет ставить задачи нахождения профилей нелинейных восприимчивостей сред с неоднородными линейными свойствами [11-13].

В докладе предложено два метода однозначного восстановления профилей компонент комплексных тензоров $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1\pm\omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$ квадратичной восприимчивости среды, линейные свойства которой описываются диагональным тензором $\hat{\epsilon}(z,\omega)$, произвольно зависящим от координаты *z* и частоты. Они включают дополнительные измерения интенсивности волн разностной или суммарной частоты, генерируемых в специальных условиях с использованием исследуемой и эталонной пластин, что позволяет обойтись без сложных фазовых измерений. Оба метода основаны на решении интегральных уравнений Фредгольма первого рода с известной правой частью.

Первый метод использует неколлинеарное взаимодействие волны с частотой ω_1 , нормально падающей на плоскопараллельную пластинку, и волны с частотой ω_2 , падающей на нее под некоторым углом α . Для однозначного восстановления компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1+\omega_2;\omega_1,\omega_2)$ необходимо в некотором диапазоне углов падения волны с частотой ω_2 измерить комплексную амплитуду отраженной от пластинки волны суммарной частоты. Аналогично можно однозначно восстановить и профили компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1-\omega_2;\omega_1,-\omega_2)$, описывающего генерацию разностной частоты. Меняя плоскости падения волн основного излучения и (или) их поляризацию можно однозначно восстановить координатные зависимости всех компонент (кроме $\chi^{(2)}_{zzz}$) комплексных тензоров квадратичной восприимчивости $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1\pm\omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$.

Однако первый метод малоэффективен при нахождении профилей компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1-\omega_2;\omega_1,-\omega_2)$, если $|\omega_1-\omega_2| << \omega_2$. В этом случае волна разностной частоты распространяется от пластинки в виде однородной волны только если $\omega_2 \sin \alpha \le |\omega_1-\omega_2|$, т.е. только при малых α . Из-за малости диапазона углов падения, при которых возможно измерять амплитуду отраженной волны разностной частоты, практически нереально обеспечить разумную точность восстановления профиля квадратичной восприимчивости. С другой стороны, именно такое соотношение частот возникает во многих практически важных приложениях, например, при генерации террагерцовых волн методами нелинейной оптики.

В этом случае эффективнее использовать второй метод нахождения координатной зависимости различных компонент (в том числе и компоненты $\chi^{(2)}_{zzz}$) комплексных тензоров квадратичной восприимчивости. В нем ис-

пользуется одна бигармоническая волна основного излучения (образованная двумя коллинеарно распространяющимися волнами с частотами ω_1 и ω₂), падающая под углом α на плоскопараллельную пластинку. В такой схеме угол отражения или прохождения через пластинку волны разностной (и суммарной) частоты всегда равен а. Для реализации этого метода достаточно в некотором диапазоне углов падения а измерить комплексную амплитуду отраженной от пластинки волны разностной (суммарной) частоты. Меняя плоскость падения бигармонической волны и (или) поляризацию образующих ее монохроматических волн, можно восстанавливать профили различных компонент тензора квадратичной нелинейной восприимчивости при любом соотношении частот ω₁ и ω₂. Второй метод позволяет в средах, симметрия которых mm2, 3m, 4mm, 6mm или ∞m восстанавливать профили всех компонент тензоров $\hat{\chi}^{(2)}(z,\omega_1\pm\omega_2;\omega_1,\pm\omega_2)$. В средах с симметрией 3, 4, 6 или ∞ можно найти координатные зависимости всех независимых компонент этих тензоров, кроме компонент $\chi^{(2)}_{zzv}(z)$, $\chi^{(2)}_{xzv}(z)$ и $\chi^{(2)}_{yyz}(z)$. Заметим, что эти три компоненты можно восстановить первым методом. С другой стороны, последний не позволяет восстанавливать профиль компоненты $\chi^{(2)}_{zzz}(z)$ в кристаллах всех классов и предельных групп симметрии.

Таким образом, предложенные методы взаимно дополняют друг друга. Их совместное использование позволяет находить все компоненты тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2)$ в одномерно неоднородных средах, имеющих любую симметрию, кроме классов 1, 2 и *m*. Аналогичное утверждение справедливо для тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 - \omega_2; \omega_1, -\omega_2)$, если $|\omega_1 - \omega_2|$ сравнима с ω_2 . Меняя частоты ω_1 и (или) ω_2 , можно находить профили компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 \pm \omega_2; \omega_1, \pm \omega_2)$ на разных частотах, и, следовательно, исследовать частотную дисперсию квадратичной восприимчивости различных частей среды, что можно использовать для неразрушающего контроля внутренней структуры различных устройств.

Литература

1. Китаева Г.Х., Пенин А.Н. Квантовая электроника, 34, 597 (2004).

2. Treanton V., Godbout N., Lacroix S. J. Opt. Soc. Am. B, 21, 2213 (2004).

3. Johansen S.K., Baldi P. J. Opt. Soc. Am. B, 21, 1137 (2004).

4. Kitaeva G.Kh., Tishkova V.V., Penin A.N. J. Raman Spectroscopy, 36, 116 (2005).

5. Ozcan A., Digonnet M.J.F., Kino G.S. J. Applied Physics, 97, 013502 (2005).

6. Kudlinski A., Martinelli G., Quiquempois Y. J. Applied Phys., 103, 063109 (2008).

7. Голубков А.А., Макаров В.А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. и астрон., № 6, 95 (2009).

8. Голубков А.А., Макаров В.А. Опт. и Спектр., **108**, 849 (2010).

9. Голубков А.А., Макаров В.А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. и астрон., № 3, с. 32 (2010).

10. Ангелуц А.А., Голубков А.А., Макаров В.А., Шкуринов А.П. Письма в ЖЭТФ, **93**, 209 (2011).

11. Голубков А.А., Макаров В.А. Квант. электрон., 40, 1045 (2010).

12. Голубков А.А., Макаров В.А. Квант. электрон., 41, 534 (2011).

13. Голубков А.А., Макаров В.А. ЖЭТФ, 140, № 6 (2011).

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУР И ГРАНИЦ РАЗДЕЛА МЕТОДОМ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

Мл. науч. сотр. Майдыковский А.И.

Работа посвящена экспериментальному исследованию основных особенностей квадратичного нелинейно-оптического отклика полупроводниковых микроструктур, границы раздела кремний – оксид кремния в присутствии упругой деформации и пленок на основе галий гадолиниевого граната с остаточными механическими напряжениями.

В качестве модельного объекта для исследования методом конфокальной микроскопии [1] второй гармоники (ВГ) были выбраны полупроводниковые микроструктуры (МС), размер которых сравним с длиной волны оптического излучения и слоистые структуры на основе мезопористого кремния.

Природа нелинейно-оптического отклика пористого кремния исследована лишь частично, он представляет собой сеть нанокристаллических участков кремния, разделенных порами, заполненными воздухом или другим веществом, и характеризуется большой площадью внутренних границ раздела. Изображение поверхности скола слоистого образца было получено в конфокальном микроскопе ВГ, представлено на рис.1(а)., изображения получены для 4 комбинаций поляризаций.

Наблюдалась линейная рис.1(б) зависимость интенсивности ВГ от пористости слоев ПК для всех комбинаций поляризаций. Такой характер зависимости может быть обусловлен пространственными флуктуациями дипольного квадратичного отклика стенок пор. Изучение нелинейно-оптических свойств в зависимости от наложенных механических деформаций растяжения в кристаллическом кремнии [2] и пленках железоиттриевого граната с технологически обусловленными внутренними деформациями [3] проводилось методами генерации ВГ на отражение.



Рис. 1. Изображение слоистого образца (а) и график зависимости интенсивности ВГ от пористости исследуемых слоев (б).



Рис. 2. Зависимости относительного изменения интенсивности ВГ для кристаллического кремния (а) при деформации растяжения и для пленок железоиттриевого граната, допированного висмутом в зависимости от параметра рассогласования параметров кристаллических решеток пленки и подложки (б).

Наблюдалась генерация второй оптической гармоники от поверхности (001) кремния с естественным оксидом при малых упругих деформациях растяжения создаваемых изгибом пластины кремния. Экспериментально

показано, что под действием малых упругих деформаций растяжения наблюдается добавка в ВГ, которая в случае высоколигированного р-кремния в основном определяется электроинуцированным вкладом и связана с перезарядкой поверхности при изгибе пластины. В случае низколигированного n-кремният – в основном определяется появлением дополнительных компонент квадратичного тензора нелинейной восприимчивости, индуцированных механическим деформациями. Зависимость относительного изменения интенсивности ВГ от деформации растяжения имеет квадратичный вид при относительных деформациях до 10⁻³ рис. 2(а).

В работе проводилось исследование механизмов генерации ВГ в тонких эпитаксиальных пленках железо иттриевого граната, допированных висмутом. При этом основное внимание было уделено анализу параметров кристаллографической структуры пленок, выявлению величины внутренних остаточных деформации в пленках железо иттриевого граната разного состава и определению зависимости анизотропии и интенсивности ВГ от этих факторов рис. 2(б).

Проведено систематическое исследование генерации второй гармоники в серии образцов эпитаксиальных пленок железоиттриевого граната, допированного висмутом, со встроенными упругими деформациями. Показано, что определяющее влияние на интенсивность ВГ оказывают деформации в структуре пленки, вызванные несоразмерностью постоянных кристаллографических решеток подложки и пленки [4]. Обнаружен, возрастающий вид зависимости интенсивности ВГ в геометрии на отражение для пленок железоиттриевого граната, допированного висмутом от величины таких деформаций.

Литература

[1] M. Minsky, Memoir on inventing the confocal scanning microscope, Scanning –1988. – Vol. 10, p. 128–138.

[2] Identification of strained silicon layers at Si-SiO2 interfaces and clean Si surfaces by nonlinear optical spectroscopy, W. Daum, H. J. Krause, U. Reichel, H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.*, 1993., Vol. 71, pp. 1234-1237.

[3] V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, Th. Rasing, Second harmonic generation in anisotropic magnetic films, Phys. Rev. B – Apr 2001. – Vol. 63, 18.– p. 184407.

[4] I. L. Lyubchansky, Jae-Woo Jeong, Sung-Chul Shin, N. N. Dadoenkova, Lyubchanskii M. I., Th. Rasing, Influence of lattice mismatch on magnetization induced optical second harmonic generation from a magnetic film on nonmagnetic substrate6 J. Appl. Phys. – 2000. – Vol. 87, p. 6794–6796.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ Lu_xY_{1-x}BO₃:Eu³⁺

Профессор *Михайлин В.В.*, студент *Левушкина В.С.*, науч.сотр. *Спасский Д.А.* (НИИЯФ МГУ), ст. науч. сотр. *Заднепровский Б.И.* (ЦНИИ ХиМ), мл. науч. сотр. *Третьякова М.С.* (ЦНИИ ХиМ)

В настоящее время бораты являются объектами интенсивного исследования, благодаря их широкому применению. (Y,Gd)BO₃:Eu³⁺, используется в качестве люминофора для плазменных дисплеев, LuBO₃:Се известен, как сцинтиллятор с высоким световым выходом [1], a $Li_6Re(BO_3)_3$:Ce (Re=Gd, Y, Lu) является перспективным материалом для нейтронных детекторов систем безопасности [2]. Использование твердых растворов боратов может решить проблему увеличения светового выхода сцинтилляционных детекторов и рентгенолюминофоров на их основе. Ранее для твердых растворов Lu_xY_{1-x}AlO₃:Се [3] было показано увеличение светового выхода сцинтилляций по сравнению с YAP:Се или LuAP:Се, а в Lu_xSc_{1-x}BO₃:Се³⁺ наблюдалось увеличение интенсивности рентгенолюминесценции с максимумом при x = 0.4 [4]. Нами были исследованы люминесцентные свойства твердых растворов Lu_xY_{1-x}BO₃ (x=0, 0.25, 0.50, 0.75, 1), кристаллизующихся в ватеритовой и кальцитовой фазах, активированных 1 мол.% Eu³⁺. Особое внимание было уделено процессам переноса энергии возбуждения на центры свечения.

Спектроскопические исследования образцов были проведены с использованием синхротронного излучения в диапазоне энергий 3.7-22 эВ на установке SUPERLUMI, DESY [5], а также с использованием лабораторной установки в УФ диапазоне. Измерения проводились при температурах 10 и 300 К. Все образцы были синтезированы золь-гельным методом. По данным анализа гранулометрического состава на лазерном дифракционном анализаторе (Shimadzu SALD-2201) преимущественный размер частиц всех порошков около 500 нм.

Люминесценция твердых растворов, кристаллизующихся в фазе ватерита, представлена четырьмя интенсивными узкими полосами в области 580–630 нм и менее интенсивными группами линий в области 575–585 нм и 630–720 нм (рис. 1). Наблюдаемая люминесценция типична для соединений, легированных ионами Eu^{3+} , и вызвана внутрицентровыми электронными переходами на 4f оболочке иона европия. При межзонном возбуждении (11 эВ) $Lu_xY_{1-x}BO_3:Eu^{3+}$ наблюдается увеличение интенсивности люминесценции в твердых растворах, максимум свечения достигается при x = 0.5 (рис.1, вставка).

Спектры возбуждения люминесценции предоставляют информацию об эффективности переноса электронов и дырок на центры свечения в зави-

симости от энергии возбуждения. В области 2.5–4.5 эВ наблюдается ряд узких низкоинтенсивных полос, характерных для внутрицентровых f-f переходов на Eu^{3+} (рис. 2, вставка) Структура спектра и интенсивность пиков в этом диапазоне энергий не зависит от конкретного образца. Это свидетельствует о том, что во всех исследуемых твердых растворах окружение иона Eu^{3+} не претерпевает существенных изменений.



Рис. 1. Спектры люминесценции $Lu_{0.75}Y_{0.25}BO_3:Eu^{3+}$ при $E_{B035} = 5.4$ эВ (1) и 5,9 эВ (2), T = 300 К. На вставке: относительная интенсивность люминесценции при $E_{B035} = 11$ эВ полученная путем интегрирования по спектру люминесценции в области 570 – 720 нм.

В области 4.5 – 7 эВ наблюдается интенсивный широкий неэлементарный пик, который связан с возбуждением европия в полосе с переносом заряда (рис.2). Интенсивность этого пика превышает примерно на два порядка интенсивность узких полос в низкоэнергетической области. Положение его максимума зависит от образца. При дальнейшем повышении энергии возбуждения наблюдаются перекрывающиеся полосы с максимумами 7.25 эВ и 7.76 эВ соответственно. Последняя совпадает по положению с первым пиком спектра возбуждения автолокализованного экситона беспримесного бората иттрия. Положение этого пика определяет начало области фундаментального поглощения. При более высоких энергиях возбуждение происходит через последовательный захват разделенных электронов и дырок на центре свечения. Эффективность процесса переноса энергии при межзонном возбуждении увеличивается в твердых растворах и достигает максимального значения при х = 0.5. Обнаруженный эффект объясняется фазовым расслоением твердого раствора, приводящим к ограничениям на расстояние разлета между компонентами генетических электрон – дырочных пар. В результате увеличивается вероятность их попадания на центры свечения путем последовательного захвата или через предварительное формирование экситона.



Рис.2. Спектры возбуждения люминесценции Lu_xY_{1-x}BO₃:Eu³⁺ при $\lambda_{пюм} = 590$ нм, T = 300 K. Спектр возбуждения автолокализованного экситона (АЛЭ) получен для беспримесного YBO₃ при T = 10 K. На вставке: спектры возбуждения люминесценции в области f-f переходов на Eu³⁺, $\lambda_{пюм} = 590$ нм, T = 300 K. Спектры соответствуют образцам с x = 0 (1), x = 0.5 (2) и x = 1 (3).

По мере увеличения относительной концентрации лютеция в твердом растворе (x > 0.5) положение полосы с переносом заряда смещается в область низких энергий, пики при 7.25 и 7.76 эВ практически пропадают. Это связано с появлением кальцитовой фазы бората в твердом растворе, что приводит к появлению дополнительных каналов релаксации, конкурирующих с люминесценцией иона Eu³⁺, находящегося в ватеритовой фазе.

Литература

1. C.W.E. van Eijk Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 460 (2001) 1.

2. F.Yang, et al, Abstracts of 11th SCINT Conference, Giessen 11-17 Sep. 2011, O 4.22

3. A.N.Belsky et al., Proc. of 5th SCINT Conference, Moscow 16-20 August 1999, p.363

4. Y. Wu, D.Ding, S.Pan, F. Yang, J.Alloys Comp. 509 (2011) 366.

5 Zimmerer, G., Radiation Measurements, 42, 859 (2007)

РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЛЮМИНЕСЦИ-РУЮЩИХ ШИРОКОЗОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Профессор Михайлин В.В., науч.сотр. Спасский Д.А. (НИИЯФ МГУ)

В докладе представлены результаты исследований особенностей переноса энергии при релаксации электронных возбуждений в ряде широкозонных диэлектриков, являющихся перспективными сцинтилляторами и люминофорами. Экспериментальные исследования релаксации электронных возбуждений с использованием синхротронного излучения УФ- и ВУФ-диапазона позволили разделить различные процессы, принимающие участие в переносе энергии на центры свечения. Были определены доминирующие процессы на различных стадиях релаксации. Проведенные исследования позволили определить пути улучшения сцинтилляционных и люминесцентных свойств ряда широкозонных диэлектриков, представляющих интерес с точки зрения их практического использования.

Подсекция: РАДИОФИЗИКА, ФИЗИЧЕСКИЯ ЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТИКА

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

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ СОНОГРАФИЧЕСКОГО АНАЛИЗА С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ПОМЕХОУСТОЙ-ЧИВОСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗДЕЛЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ИСТОЧНИКОВ НА АКВАТОРИИ

Вед. науч. сотр. *Гордиенко В.А.*; начальник НИК *Некрасов В.Н.*, зав. лабораторией *Краснописцев Н.В.*, ст. научн. сотр. *Торопов В.Н.* (ГМЦГИ ФГУП ВНИИФТРИ)

Наметившаяся в последнее время, как в нашей стране, так и за рубежом тенденция увеличения интереса к малогабаритным гидроакустическим системам (ГС), включающим одновременно приемник акустического давления (ПД) и векторный приемник (ВП) [1,2], обычно называемыми комбинированными приемными модулями (КПМ), связана с тем, что известные методы и алгоритмы, основанные на использовании информации, регистрируемой только ПД, достигли своих предельных возможностей в плане регистрации сигналов локальных источников с соотношениями *сигнал/шум* (*S/N*) на входе, существенно меньшими единицы. Дополнительные возможности КПМ основаны на реализации в ГС существенно иных подходов к анализу регистрируемых сигналов, в частности, за счет регистрации статистики пространственного распределения вектора потока акустической мощности (ПАМ), определяемого как усредненное за время т произведение компонентов мгновенного акустического давления P(t) и ко-

лебательной скорости V(t) [1], т.е. $W_R = \overline{P(t)V(t)}\Big|_{\tau} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} P(t)V(t)dt$, с одной

стороны, приближающей КПМ по возможностям к антенной решетке на базе гидрофонов, с другой – принципиально отличающие КПМ от последней [1].

Приводимые в данной работе экспериментальные данные показывают, что использование КПМ, существенно расширяет возможности малогабаритных приемных гидроакустических систем. Отдельно выделим следующие обсуждаемые моменты.

1) Одиночный КПМ не может заменить в полном объеме протяженную антенную решетку на базе гидрофонов [3], однако весьма эффективен в низкочастотном диапазоне, когда создание антенных решеток с «хорошим» пространственным разрешением затруднительно.

2) Несмотря на относительно «тупую» характеристику направленности отдельных каналов ВП, КПМ позволяет пеленговать локализованный источник на фоне шумов акватории, в том числе, при соотношениях *S/N* по каналу давления на входе существенно меньших 1.

3) Использование разработанных нами [3] методов сонографического анализа с высоким частотным разрешением (ВЧР) позволяет не только до-

полнительно повысить помехоустойчивость КПМ, но и различать несколько локализованных морских объектов, одновременно находящихся на акватории, за счет пространственной фильтрации вектора ПАМ.

Алгоритмы построения пространственной структуры вектора W_R , лежащие в основе решения прикладных задач, подробно описаны в работе [1]. Отношение $|W_S| / |W_N|$ составляющих поля, характеризующих ПАМ поля сигнала W_S и окружающих шумов (помехи) W_N можно улучшить, например, за счет увеличения частотного разрешения δf , а флуктуационную составляющую уменьшить за счет увеличения статистики. Для уменьшения объема анализируемой выборки мы использовали методы цифровой квадратурной и низкочастотной фильтрации с прореживанием с последующим спектральным сонографическим анализом с ВЧР [3].

На рис. 1 приведены результаты модельного эксперимента по определению гистограммы *I*(ϕ) (уровня ПАМ для различных пространственных направлений ф) при разрешении по углу 1⁰ для гармонического нефлуктуирующего (рис.1,*a*) сигнала частотой 230 Гц на фоне изотропных в горизонтальной плоскости шумов с соотношением S/N по каналу давления близким к единице при спектральном анализе с различным значением *бf*, и результаты оценок величины Δ (рис.1, δ), характеризующей уменьшение значения $I_{max}(\phi)$ при различных значениях бf стандартно выполняемого БПФ (т.е. без использования разра-



Рис.1. Профили зависимости $I(\phi)$ для нефлуктуирующего по частоте гармонического сигнала (*a*) при различном частотном разрешении, в Гц (1 - 1; 2 - 0.1; 3 - 0.06; 4 - 0.03) и оценка значения Δ уменьшения $I_{max}(\phi)$ по отношению к регистрации нефлуктуирующего гармонического сигнала (δ) при флуктуации частоты сигнала: 1 - 0.01 Гц; 2 - 0.5 Гц; 3 - 1 Гц; 4 - 3 Гц

ботанного нами алгоритма ВЧР) при различной величине частотной флуктуации сигнала локализованного источника по отношению к значению $I_{\text{max}}(\varphi)$ для не флуктуирующего сигнала. Видно, что для нестабильного по частоте сигнала уже $\delta f = 0.1$ Гц можно «потерять» до 10 дБ в соотношении *сигнал/шум*.

На рис.2 приведен пример реализации разработанного алгоритма для пространственного разделения на мелководной акватории двух движущихся локализованных морских объектов (МО) с перекрывающимися спектрами излучения. Первый малошумный МО на траверзе по каналу давления в 1/3октавной полосе 160 Гц при $\delta f = 1$ Гц имел характерное отношение S/N = -(6-8) дБ, второй – сухогруз – S/N = + (8-11) дБ.



Рис.2. Схема взаимного расположения малошумного судна (1), сухогруза (2) и суднапостановщика приемной системы (НИС), находящегося в режиме «тишины» (*a*), и пример сонограммы *азимутальный угол* – *время* – *интенсивность* в 1/3-октаве 160 Гц, с частотным разрешением $\delta f = 1$ Гц (δ) и при использовании ВЧР при $\delta f = 0.05$ Гц (*в*). Показан пеленг на объекты в точке *B*



Рис.3. Геометрия проведения измерений (*слева*) в горизонтальной (*вверху*) и вертикальной (*внизу*) плоскостях и пример определения пеленга на источник излучения (*справа*) в логарифмическом (дБ) и линейном масштабах

Другая проблема, которую удалось решить за счет КПМ, использования 3aключалась в необходимости правильного определения уровня излучения шумов на дискретной составляющей энергообеспечения корабля в районе 50 Гц на уровне фоновых составляющих такого же излучения, генерируемых механизмами, не принадлежащими морскому объекту Sh1 (рис.3).

Использование сонографического анализа ВЧР при $\delta f = 0.02$ Гц показало наличие трех дискретных составляющих сигнала. Две из них с частотами 49.68 Гц и 57.96 Гц – одиночные и имеют выраженное направление на судно Sh1, первая – на расстоянии ~23 м по горизонтали от КПМ (рис.3, правый, зависимость 1), вторая (зависимость 2) - ~50 м, каждая в пределах длины объекта Sh1. Третья составляющая при $\delta f =$ 0.001 Гц сама фактически состоит из 3-х близко расположенных составляющих, из которых составляющие со средним значением частот 49.987 Гц и 49.998 Гц имеют нестабильный по частоте характер и генерируются в доке, а составляюшая частотой c 50.002 Гп – стабильна и связана с шумоизлучением объекта *Sh2*.

Литература

1. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. – М.: Физматлит, 2007. – 480 с.

2. *Clark J., Tarasek G.* Localization of Radiating Sources along the Hull of a Submarine Using a Vector Sensor Array// Oceans'06, MTS IEEE, Sept. 18-21, 2006. Boston, Massachusetts.

3. Gordienko V.A., Krasnopistsev N.V., Nasedkin A.V., Nekrasov V.N., Toropov V.N. Specific Features of Estimation of Levels and Spatial Spectrum of Ocean Noise by a Single Multicomponent Combined Receiver// Acoustical Physics. 2009, **55**. N. 6, P. 741–753.

ЗВУКОПЕЛЕНГАТОРЫ: ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ В ВОЗДУХЕ ПРИЕМНЫМИ СИСТЕМАМИ НА БАЗЕ ВЕКТОРНЫХ ПРИЕМНИКОВ

Ст. науч. сотр. Гончаренко Б.И., вед. науч. сотр. Гордиенко В.А., начальник отдела Камышев В.В. (НИИ «Вектор», СПб)

Важный круг проблем низкочастотной акустики связан с задачей регистрации и локализации низкочастотных импульсных источников звука. Как известно, звукоулавливающие комплексы в гидроакустике имеют широкое практическое применение. В воздушной акустике после второй мировой войны, в связи с бурным развитием электроники и радиотехнических средств и методов возникла тенденция замены игравших ранее важную роль звукометрических комплексов радиолокаторами.

Однако дальнейшее развитие науки и техники, успехи в материаловедении, создание приборов и средств, позволяющих обеспечить безопасное перемещение объектов вблизи поверхности земли или со значительными скоростями по земле, а в ряде случаев просто – решение задач локализации наземных низкочастотных источников шума, вновь стали привлекать внимание к звукометрии. Для промышленных нужд и частот эту задачу частично решает аппаратура, выпускаемая фирмой «Брюль и Къер». Но когда речь идет о расстояниях до источника, измеряемых километрами или десятками километров, наиболее распространенными в настоящее время являются системы на базе разнесенных на расстояние от 50 до 400 м трех или более микрофонов. Определение акустического пеленга на источник мощных импульсных сигналов, как правило, осуществляется путем измерения разности времен регистрации переднего фронта волны, а для источников непрерывных сигналов – по измерениям разности фаз между сигналами, регистрируемыми различными микрофонами. Однако сравнительно низкая скорость звуковой волны в воздухе, сравнимая со скоростями ветрового переноса масс воздуха в атмосфере, приводит, как правило, к достаточно большим флуктуациям, как фазы сигнала, так и времен прихода переднего фронта волны [1,2]. Поэтому в последние десятилетия для пеленгования импульсных источников сигнала в инфразвуковом диапазоне все чаще стала использоваться информация, регистрируемая двух-, трехкомпонентными векторными приемниками (ВП) [3,4], для которых эти флуктуации во многих случаях являются несущественными. Анализ литературных источников показывает, что на сегодняшний день целый ряд стран использует ВП для пеленгования и локализации источников импульсных сигналов (см., например, [4]).

Именно с целью выяснения возможностей использования векторнофазовых методов для решения таких задач нами была проведена серия экспериментов по регистрации и пеленгованию сигналов от импульсных источников взрывного типа. В качестве источников сигналов использовались выстрелы из наземных артиллерийских орудий, а также разрывы снарядов. Для «хороших» погодных условий, таких, например, как описанные нами ранее в работе [1], преимущества ВП при решении задач локализации положения орудий и места падения снаряда не вызывают сомнений. Однако в жаркое время года и, особенно в случае холмистой или гористой местности, за счет интенсивного взаимодействия возбужденной выстрелом волны с землей и многократных переотражений этих сигналов довольно часто реализуется «затяжной» характер вступления сигналов (особенно при малых углах вылета снаряда). Мы полагаем, что использование сигналов, регистрируемых каналами ВП, все-таки позволит получить удовлетворительные результаты и в таких достаточно сложных условиях.

Эксперимент проводился в летний период на одном из полигонов европейской части России. Геометрия проведения натурного эксперимента и



Рис.1. Геометрия проведения натурного эксперимента и схема размещения звукоприемников.

размещения звукоприемсхема ников представлена на рис.1. Приемная система (ПС) представляла собой два комбинированных сейсмоакустических модуля (КПМ), разнесенных между собой на расстояние 300 м. Позиция артиллерийских орудий (А) располагалась так, что направление на них составляло 17-19⁰ относительно направления на Север. Область разрывов (В) лежала в пределах углов –(45°-60°). Каждый КПМ включал два ВП конструкции МГУ [3] и микрофона (датчика давления). Кроме того, использовался стандартный приемный модуль акустического давления «Вектор-2Н». Один из ВП в каждом КПМ размещался в воздухе, второй был присыпан грунтом. Сверху конструкция защищалась обтекателем.

При выстреле из орудий, как известно [2,4], должно регистрироваться три вида сигналов. В момент вылета снаряда из ствола возникает импульсная волна, называемая «дульной», которая распространяется практически изотропно в горизонтальной плоскости. Снаряд, вылетающий из ствола орудия со сверхзвуковой скоростью, порождает «баллистическую» волну. Третий импульсный сигнал возникает спустя достаточно большое время в области разрыва снарядов (область В).

В реальном эксперименте количество регистрируемых импульсов может оказаться существенно больше, из-за многолучевости распространения сигналов, связанной с вертикальной стратификацией атмосферы, наличием ветра, неровностями земной поверхности и других причин. На рис.2 представлена в качестве примера характерная временная зависимость сигнала, записанная одним из КПМ. Здесь же приведен результат пеленгования направления прихода сигнала в горизонтальной и вертикальной плоскостях и энергия сигнала. Во время проведения описываемой серии экспериментов скорость ветра в месте расположения КПМ составляла примерно 2,5 *м/c*, а

его направление колебалось в пределах 300° - 330° , температура воздуха в тени была 22° , влажность воздуха – ~ 36%.

Индекс «в» соответствует воздушному ВП. Символ Р-в соответствует сигналу, снимаемому с датчика «Вектор-2Н». Если ориентироваться на сигнал, регистрируемый этим датчиком, можно предположить, что начало выстрела (дульная волна, и следующая практически следом за ней баллистика) соответствуют моменту времени, отмеченному вторым справа пунктиром.

Однако анализ с помощью КПМ энергии, распространяющейся в пространстве, показывает, что существует несколько пиков такой энергии.



Первый из них, достаточно слабый, в районе 7,8 *с* от начала записи (первый слева пунктир на рис.2), воспринимаемый как локально плоская волна, пеленгуемая с направления $11-15^{\circ}$, судя по всему, и соответствует дульной волне, приходящей под углом $35-40^{\circ}$ к горизонту в вертикальной плоскости. Второй пунктир, скорее всего, соответствует началу баллистики, приходящей под углом $35-40^{\circ}$ относительно направления на Север, что по оценкам соответствует скорости вылета снаряда около 440-450 м/с. Последующий «хвост» сигнала выстрела в течение 3 секунд характеризуется периодическим возникновением импульсов, регистрируемых ВП 2 («земляной»), а в вертикальной плоскости – приземным распространением сигнала.



Рис.3. Пеленг сигнала «разрыв»

На рис.3 приведен фрагмент пространственного распределения энергии этого выстрела, соответствующий разрыву снаряда. По каналам ВП импульсный сигнал хорошо пеленгуется под углом 55-57⁰, соответствующим в области разрыва (В) примерно цели 102, приведенной на схеме рис.1. Сигнал был достаточно сильный, поэтому хорошо пеленговался по каналам отдельного КПМ. Пеленг, определенный на осно-

вании регистрации времени задержки вступления сигнала разрыва на разнесенные КПМ 1 и КПМ 2 и составил примерно 59⁰.

Особенностью следующего анализируемого сигнала является увеличенная примерно в полтора раза мощность снаряда по сравнению с предыдущем случаем, высокая парабола полета снаряда ($H_{max} \approx 95 \, M$). Скорость ветра в месте расположения КПМ составляла примерно 3 M/c, направление ветра – 300^{0} , температура воздуха 19^{0} , влажность 32%. Запись сигнала выстрела для анализируемого импульса имеет более сложную структуру. Сначала идут 2-3 «предвестника», хорошо регистрируемые ВП, размещенным в грунте, и слабее воздушными ВП. Определить точное вступление дульной волны по сигналам, снимаемым с датчиков давления достаточно проблематично.

Обработка сигналов, регистрируемых каналами ВП 1, позволила снять эту проблему. На рис.4 приведен сигнал, регистрируемый каналами ВП 1, а также в этом же временном масштабе зависимость от времени уровня энергии регистрируемого сигнала и направление ее пространственного распространения в горизонтальной плоскости.



Рис.4. Анализ сигнала «выстрел». Справа – пространственное распределение направления прихода энергии волн в горизонтальной плоскости и направления, соответствующие их центру тяжести для сигнала «выстрел»

Исходя из известной геометрии взаимного расположения позиции и КПМ, следует предположить, что дульной волне соответствует первый из изображенных на рис.4 «пиков» энергии, пеленгуемый под углом 14-17⁰. Последующие максимумы энергии, скорее всего, соответствуют баллистической волне, несколько раз провзаимодействовавшей с поверхностью земли.

Если предположить, что последующие пики действительно связаны с баллистической волной, отраженной в различное время от земных объектов, то первому по времени импульсу соответствует скорость снаряда примерно 467 *м/c*, второму – 440 *м/c*, третьему – 433 *м/c* (рис.11), т.е. отраженные сигналы формировались не одновременно, а по мере уменьшения скорости полета снаряда.

Полученные результаты позволяют сделать выводы о формировании и распространении акустических и сейсмических низкочастотных импульсных сигналов.

1. Сигналы, регистрируемые каналами ВП2 содержат больше высокочастотных составляющих, а уровни регистрируемых ими сигналов выстрела и разрыва (особенно, в случае «затяжных» во времени сигналов) часто существенно выше по уровню, чем регистрируемые аналогичным ВП1, размещенным в воздухе. Последнее свидетельствует о том, что во многих случаях «затяжной» характер сигналов (особенно при малых углах вылета снарядов) связан с интенсивным взаимодействием возбужденной выстрелом волны с землей, многократными переотражениями этих сигналов и возбуждением наведенных сейсмикой акустических волн. 2. В случае сложных «затяжных» во времени сигналов информация, снимаемая с каналов ВП, позволяет получить информацию о пространственном распределении сигналов. Сигналы, зарегистрированные разнесенными КПМ, можно использовать для определения местоположения источника сигнала методами триангуляции.

Литература

1. Гончаренко Б.И., Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в низкочастотной аэро- и сейсмоакустике// Физическая и нелинейная акустика. Сб. трудов семинара научной школы профессора В.А. Красильникова – М. 2002. С.209-227.

2. *Блохинцев Д.И*. Акустика неоднородно движущейся среды. – М.: Наука. 1981.

3. Гончаренко Б.И., Гордиенко В.А. Рожков В.А. Векторный приемник МГУ. Патент РФ 2.090.012. 1997. Приоритет 19.12.1988. Бюл. № 25, 10.09.97.

4. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые измерения в акустике. – М.: Физматлит. 2007.

НОВЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ АВТОКОЛЛИМИРОВАННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ

Ст.науч.сотр. Можаев В.Г., ассистент Козлов А.В.

Дифракционная расходимость акустических пучков в кристаллах в сильной степени зависит от анизотропии среды. Анизотропное подавление дифракционной расходимости получило в литературе название автоколлимации. Это явление широко используется в акустоэлектронике. В частности, наиболее популярной конфигурацией для одного из наиболее широко используемых в устройствах на поверхностных акустических волнах (ПАВ) кристалла ниобата лития является YZ-LiNbO₃. Популярность этой конфигурации вызвана именно тем, что Z-направление на Y-срезе данного кристалла является автоколлимирующим. Дело в том, что при автоколлимации дифракцией пучков ПАВ можно пренебречь, что значительно упрощает проектирование устройств на ПАВ с заданными характеристиками. Из анализа свойств акустических пучков в кристаллах известно, что в случае, когда угловая зависимость скорости акустических волн аппроксимируется параболой $v(\theta) = v(0)(1 + \gamma \theta^2/2)$, наиболее сильное подавление дифракционной расходимости происходит при стремлении коэффициента параболической аппроксимации у к -1. В этом случае коэффициент а₂ в разложении проекции волнового числа k_x вблизи направления X в ряд по

степеням ортогональной проекции k_y , $k_x^2 = k_{x0}^2 + a_2 k_y^2 + a_4 k_y^4$, обращается в ноль, поскольку $a_2 = -(1+\gamma)$. Из упрощенного анализа, т.е. без учета коэффициента a_4 следует, что при $\gamma = -1$ граница ближнего и дальнего полей отодвигается на бесконечность, т.е. дифракционная расходимость полностью отсутствует. Отметим, что данный вывод правильно описывает общую тенденцию лишь качественно, а не количественно, поскольку абсолютно полного подавления дифракционной расходимости на больших расстояниях от источника в принципе добиться невозможно, а корректное описание поведения излучения вдали от источника требует учета следующего члена разложения с коэффициентом a_4 .

Близкое к автоколлимации явление было экспериментально обнаружено в 60е годы прошлого века при изучении распространения в кристаллах тепловых импульсов в условиях гелиевых температур. В этих условиях диффузионный режим передачи тепла меняется на баллистический, и распространение тепловых фононов описывается так же, как распространение акустических волн. Упомянутые низкотемпературные эксперименты показали сильнейшую концентрацию теплового излучения в выделенных направлениях кристалла. Это явление получило название фононной фокусировки. В работе [1] было показано, что в направлениях фононной фокусировки, для которых первым ненулевым коэффициентом разложения является a_4 , амплитуда поверхностных фононов с расстоянием x от точечного источника убывает пропорционально $x^{-1/4}$, т.е. значительно слабей, чем для других направлений, где убывание определяется обычным множителем $x^{-1/2}$. Однако аналитические решения для пучков акустических волн, распространяющихся в таких направлениях, в литературе до сих пор не описаны. Целью настоящей работы является построение таких решений для двумерных акустических пучков, т.е. пучков изгибных волн в тонких кристаллических пластинах и пучков поверхностных акустических волн в кристаллах.

Распространение изгибных гармонических волн в тонких пластинах из кубического или тетрагонального кристаллов базовых срезов описывается уравнением [2]

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + A \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} - k^4 w = 0, \qquad (1)$$

где *w* изгибная компонента вектора смещения в направлении Z, совпадающем с нормалью к поверхности пластины, $A = 2(c_{12} + 2c_{66} - c_{13}^2/c_{33})/(c_{11} - c_{13}^2/c_{33}), k^4 = 12\rho\omega^2/[h^2(c_{11} - c_{13}^2/c_{33})], c_{IJ}$ - упругие модули кристалла, ρ - его плотность, h - толщина пластины, ω - циклическая частота. При A = 2 ур. (1) соответствует изотропной пластине. Анизотропия кристалла изменяет A в широких пределах вплоть до отрицательных значений. При A > 0 зависимость волнового числа изгибных волн от
направления представляется выпуклой кривой, а при A < 0 – кривой с локальной вогнутостью вблизи направлений X и Y. Переход от выпуклой к вогнутой кривой происходит при A = 0. В этом случае в направлениях X и Y происходит сильное уплощение обсуждаемой угловой зависимости, что соответствует обращению коэффициента a_2 в ноль и максимальной фононной фокусировке. Именно этот случай A = 0 исследуется в настоящей работе. Решение для пучка изгибных волн, распространяющегося вдоль оси x, представим в виде

$$w = \overline{w}(x, y)e^{ikx}.$$
 (2)

Предполагая, что амплитудный множитель \overline{w} меняется медленно в направлении оси x по сравнению с ортогональной координатой, четвертую производную по x можно приближенно представить как

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} \cong -4ik^3 \frac{\partial \overline{w}}{\partial x} e^{ikx} + k^4 \overline{w} e^{ikx} \,. \tag{3}$$

Тогда для пучков, распространяющихся вблизи направления максимальной фононной фокусировки, (1) сводится к виду

$$\frac{\partial^4 \overline{w}}{\partial y^4} - 4ik^3 \frac{\partial \overline{w}}{\partial x} = 0.$$
(4)

Подстановка $\overline{w} = e^{-\Phi}$ в (4) дает

$$-\Phi_{yyyy} + 4\Phi_{y}\Phi_{yyy} + 3\Phi_{yy}^{2} - 6\Phi_{y}^{2}\Phi_{yy} + \Phi_{y}^{4} + 4ik^{3}\Phi_{x} = 0, \qquad (5)$$

где нижний индекс соответствует дифференцированию по выбранной переменной. Далее исследуем два типа функциональной зависимости амплитудного множителя \overline{w} в дальнем поле при $x \to \infty$, когда $\Phi \to 0$.

Случай 1:

$$\Phi = y^4 / P_4(x) + Q_4(x), \ P_4(x) \sim x.$$
(6)

В этом пределе четвертым и пятым слагаемыми в ур. (5) можно пренебречь, что позволяет найти следующее аналитическое решение

$$\overline{w}_{4}(x,y) = \frac{w_{0}}{(1+iD_{4})^{1/34}} \exp(-\xi_{4}), \ \xi_{4} = \frac{y^{4}}{a^{4}(1+iD_{4})}, \ D_{4} = -\frac{12\cdot 17}{k^{3}a^{4}}x.$$
(7)

Амплитуда волнового пучка, описываемого этим решением, исключительно медленно убывает с пройденным расстоянием, т.е. для пучка с таким поперечным профилем происходит сверхсильная "фононная фокусировка".

Случай 2:

$$\Phi = y^2 / P_2(x) + Q_2(x), P_2(x) \sim x.$$
(8)

В дальнем поле в этом случае пятым слагаемыми в ур. (5) можно пренебречь, а первое и второе слагаемые равны нулю. В итоге получаем следующее решение

$$\overline{w}_{2}(x,y) = \frac{w_{0}}{(1+iD_{2})^{1/8}} \exp(-\xi_{2}), \ \xi_{2} = \frac{y^{2}}{a^{2}(1+iD_{2})^{1/2}}, \ D_{2} = \frac{12 \cdot 2}{k^{3}a^{4}}x.$$
(9)

Для этого решения амплитуда убывает значительно медленней, чем в обычном изотропном случае, но не сверхмедленно, как для решения (7).

Анализ влияния в ур. (5) слагаемых, которые были отброшены при нахождении решений (7) и (9), показывает, что точные решения ур. (5) могут быть представлены в следующем структурном виде

$$\overline{w}_n = \frac{u_n(\xi)}{\left(1+iD_n\right)^l}, \ n = 4$$
 ИЛИ $n = 2.$ (10)

Такая подстановка позволяет для функции u_n вывести обыкновенное дифференциальное уравнение. В частности, для второго случая ($u = u_2$) такое уравнение имеет вид

$$4\xi^2 u''' + 12\xi u''' + 3u'' - 12\xi u' - 24lu = 0.$$
⁽¹¹⁾

Аналогичное уравнение было получено и для первого случая. Анализ ур. (11), как и аналогичного уравнения для первого случая, показывает, что поправки второго порядка по ξ в аргументах экспонент в (7) и (9) равны нулю, а третьего порядка – отличны от нуля. Более точное решение ур. (11) можно найти численно. Параметр l, как мы ожидаем, будет принимать лишь дискретные значения, при которых решения, соответствующие разным симметричным модам дифрагирующих пучков, являются локализованными в направлении поперечной координаты y.

Модельные уравнения для ПАВ, аналогичные уравнению (4), можно получить, исходя из следующих соображений. Рассмотрим те направления распространения ПАВ, для которых результаты численных расчетов угловых зависимостей могут аппроксимироваться уравнением $k_x^2 = k_{x0}^2 + a_4 k_y^4$. Тогда замена в этом уравнении проекций k_x и k_y операторами дифференцирования $k_x = -i\partial/\partial x$, $k_y = -i\partial/\partial y$ приводит к уравнению для некоей эффективной волновой функции Ψ , описывающей поверхностное распределение поля ПАВ:

$$a_4 \frac{\partial^4 \Psi}{\partial y^4} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k_{x0}^2 \Psi = 0.$$
(12)

Используя далее, как и для пучков изгибных волн, приближение медленно меняющихся амплитуд (вдоль оси пучка), из ур. (12) получаем уравнение, аналогичное ур. (4) с единственным отличием, состоящем в том, что коэффициент ($-4ik^3$) перед производной по *x* заменяется на ($2ik/a_4$). Таким образом, решения, полученные для изгибных волн справедливы и для ПАВ. Можно показать, что эти решения пригодны и для двумерных пучков объемных акустических волн в кристаллах.

Литература

1. *Chernozatonskii L.A., Novikov V.V.* Maximum "focusing" of surface phonons // Solid State Comm. 1984. V. 51. N. 8. P. 643-645.

2. Лехницкий С.Г. Анизотропные пластинки. М.: Гостехиздат. 1957. 464 с. 3. Every A.G., Maznev A.A. Focusing of acoustic modes in thin anisotropic plates // Acta Acust. 1995. V. 3. N. 5. P. 387-391.

ПЬЕЗОКВАРЦЕВЫЙ СЕНСОР С МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫМ СЛОЕМ

Доцент *Алешин Ю.К.*, ст преп. *Васильев А.Б.*; ст. науч. сотр *Чоба М.А.* (химический ф-т МГУ)

Применение пьезокварцевых резонаторов (ПКР) к качестве чувствительного элемента датчиков на массу, присоединенную к поверхности электрода, позволило в последнее время определять количественно динамику процессов физикохимических и биохимических реакций[1,2]. Но модель процесса изменения резонансной частоты в зависимости от характеристик измеряемых веществ до сих пор до конца не исследована.

Наиболее употребительной является электро-механическая модель преобразования величины присоединенной массы в изменение частоты пьезокварцевого датчика. Экспериментальная проверка этого утверждения и отработка особенностей модели пьезосенсора представлена в нашей работе.

Была апробирована возможность равномерной по поверхности действующей внешней силы, моделирующей инерционное действие присоединенной измеряемой массы.

Для пьезокварцевого сенсора очень важно сильное присоединение исследуемого вещества, на уровне ионной химической связи, позволяющее исключить ее эластичность и соответственно не учитывать нелинейность взаимодействия колеблющейся поверхности резонатора и присоединенной массы. Были проведены предварительные эксперименты по измерению изменения добротности пьезокварцевого резонатора при помещении его в среду с определенной вязкостью. На основе этих исследований экспериментальной моделью распределенной по поверхности и регулируемой по величине силой нами предложено модифицировать поверхность резонатора специально подобранной «магнитной» жидкостью. Установка позволяла изменять индукцию магнитного поля проградуированного постоянного магнита от 20 до 250 мТл посредством перемещения сенсора по направляющей перпендикулярной его поверхности. Трехкоординатный штатив позволял изменять положение в постранстве по трем осям, что уменьшало ошибку измерения из-за геометрии эксперимента. Нами были проведена количественная оценка величины сил, действующих на поверхность ПКР; они составляют $F_{max} = 5.9 \cdot 10^{-10} \text{ H}, \quad F_{min} = 0.42 \cdot 10^{-10} \text{ H}.$

Изменяются они примерно по такому закону:



Таким образом, нами было промоделировано воздействие присоединенной массы порядка нескольких слоев на поверхность ПКР.

Процесс до конца четко не определен и требует дальнейшего детального исследования. Мы можем только сделать предположение, что нелинейность процесса выявляет новые стороны рассмотрения взаимодействия поверхности ПКР с внешними факторами.

Литература

1. А.Ю. Фадеев, А.А.Ельцов, Ю.К. Алешин, С.И. Малышенко, Г.В. Лисичкин. Жидкостный химически модифицированный кварцевый резонатор, как иммуносенсор // ЖФХ. 1994, т. 68, № 11, С. 2071 - 2075.

2. Ю.К. Алешин, А.П. Сухоруков. Экспериментальное определение чувствительности пьезокварцевого микровзвешивания с помощью электрохимического метода. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика и астрономия. – 2008. №5, С. 36-38.

АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАВЛЕНИЯ И КРИСТАЛЛИЗА-ЦИИ ДЕКАНА В ПОРАХ СИНТЕТИЧЕСКОГО ОПАЛА

Аспирант *Великоруссов П.В.*, профессор *Чарная Е.В.*, магистрант *Шевченко Е.В.* (Физический факультет СПбГУ)

К настоящему моменту имеется достаточное количество обзорных работ [1-4], посвященных свойствам веществ в нанодисперсном состоянии, в том числе в условиях ограниченной геометрии. Особое внимание в них уделяется процессам плавления и кристаллизации.

В данной работе представлены результаты акустических исследований фазовых переходов плавления и кристаллизации декана, введенного в поры синтетического опала. Ранее, нами проводились исследования плавления и кристаллизации декана, введенного в нанопористые матрицы с губчатой структурой пор [6]. Синтетический опал принадлежит к классу пористых матриц с корпускулярной структурой и представляет собой плотную упаковку сферических силикатных частиц диаметром d~25нм.

В качестве образцов использовались пластины опала толщиной *l*~3мм, в поры которых вводился химически чистый декан. Исследования проводились стандартным импульсно-фазовым методом [5] на продольных акустических модах в диапазоне частот 4-8 МГц. Температурные зависимости относительных изменений скорости ультрозвуковых волн измерялись в интервале 190-300 К. Измерения абсолютной скорости звука происходили при комнатной температуре.

Полученные температурные зависимости скорости продольных волн представлены на рис.1,2. На рис.1 представлена кривая охлаждения образца. Наблюдаемые на ней два излома кривой (при $T_1 \sim 214$ K, $T_2 \sim 194$ K) соответствуют началу и завершению процесса кристаллизации декана в порах. На рис.2 представлен полный цикл «охлаждение-нагрев» системы, на котором видна петля гистерезиса, характерная для процессов плавления и кристаллизации системы. Кроме того, кривые показывают существенное размытие обоих процессов по температуре и снижение температуры фазового перехода относительно точки плавления объемного декана (T=243,5). Все отмеченные особенности характерны практически для всех подобных систем [1].



Литература

1. Петров Ю.И. Физика малых частиц. М., "Наука", 1982.

2. Нагаев Э.Л. Малые металлические частицы. // УФН, Т.162, №9, 49-124 (1992)

3. D.D. Awschalom, J. Warnoc. Geometrical supercooling of liquids in porous glass. In Molecular Dynamics in Restricted Geometries. Ed. by J.Klaffer and J.M. Drake. N.Y.:Wiley, 1989, p.351.

4. Jackson C.L., McKenna G.B. The melting behavior of organic materials confined in porous solids// J. Chem. Phys., V. 93, №12, P.9002-9011 (1990)

5. М.Б. Гитис, И.Г. Михайлов, В.А. Шутилов. Измерение температурной зависимости скорости звука в твердых образцах малых размеров. Акуст. Ж., т.15, вып. 1, стр. 28-32, 1969.

6. Б.Ф. Борисов, А.В. Гартвик, А.Г. Горчаков, Ф.В. Никулин, М.Б. Поваляев, Е.В. Чарная. Акустические исследования плавления и кристаллизации декана в пористых стеклах. Физическая акустика, Распространение и дифракция волн, Геологическая акустика. Сборник трудов, XVI сессия Российского акустического общества, Том 1, стр.12-14, Мосва ГЕОС 2005.

АКУСТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ КОР-ПУСКУЛЯРНЫХ И ГУБЧАТЫХ СТЕКЛЯННЫХ МАТРИЦ

Доцент *Борисов Б.Ф.*, аспирант *Великоруссов П.В.*, магистрант *Шевченко Е.В.* (Физический факультет СПбГУ)

Проведены измерения скорости продольных ультразвуковых волн в duanasone частот 2-10 МГц в серии композитов на основе губчатых и корпускулярных силикатных пористых матриц. Показано, что введение жидких наполнителей в матрицы с различной структурой каркаса приводит к принципиально различным акустическим эффектам. Приводятся качественные и количественные объяснения данному эффекту.

Введение.

В последнее время все большее внимание уделяется исследованию свойств материалов, находящихся в условиях ограниченной геометрии. Одним из способов получения таких объектов является внедрение исследуемого вещества в пористые матрицы, характерный размер пор которых лежит в нанометровом диапазоне. К таким пористым матрицам относятся, например, опалы, пористые стекла, асбесты, цеолиты, мезопористые решетки. Для веществ, находящихся в условиях ограниченной геометрии, исследуются различные свойства, однако, различные типы самих матриц принципиальным образом сказываются на акустических свойствах таких композитов[1].

Эксперимент.

Проведены измерения скорости распространения продольных ультразвуковых волн в различных композитах на основе следующих силикатных пористых матриц: пористые стекла губчатой структуры с размерами пор 4, 8 и 200нм; корпускулярные фильтры Шотта со средним размером частиц 10, 100 и 160мкм; синтетические опалы со средним размером частиц 25нм. Исследовались как и пустые матрицы, так и заполненные различными жидкими наполнителями: декан, вода, четыреххлористый углерод. Измерения продольных скоростей проводились методом импульсно-фазового интерферометра[2].

Для корпускулярных матриц (фильтры Шотта, синтетические опалы) наблюдается увеличение скорости распространения ультразвуковых волн (УЗВ) при заполнении пор, в то время как для губчатых – наоборот – происходит ее уменьшение. Ниже приведены графики зависимости скоростей продольных УЗВ от типа наполнителя. На оси абсцисс отложено отношение плотностей наполнителя к плотности материала матрицы. Горизонтальная линия соответствует скорости продольных УЗВ в пустой матрице.



Обсуждение.

Теоретические расчеты по модельным теориям не показывают принципиальных различий между губчатыми и корпускулярными структурами пористых матиц[3, 4]. Однако, приведенные результаты дают основание полагать, что этот фактор может играть определяющую роль.

Расчет модуля упругости для губчатых структур показывает, что вклад наполнителя в упругость композита не превышает 10-15%. Таким образом, доминирующую роль здесь играет вклад наполнителя в среднюю плотность, что и приводит к понижению скорости. В корпускулярных структурах введение наполнителя в разы увеличивает модуль упругости, что на фоне незначительного вклада в среднюю плотность, и приводит к заметному росту скорости УЗВ.

Губчатые структуры являются, по сути, единой сплошной средой, из которой извлечена часть объема. Такая среда является изначально консолидированной. Но этого нельзя а priori сказать про точечно консолидированный каркас. И, как показывают исследования, введение смачивающей

жидкости в такой каркас приводит к повышению степени консолидации. Именно в этом можно усматривать механизм увеличения эффективного модуля композита, поскольку аддитивное усреднение модуля давало бы одинаковое значение скорости для обоих типов каркаса.

Исходя из закона Герца для контактного упругого взаимодействия шаров [5], можно показать, что модуль упругости объемной упаковки таких шаров возрастает с увеличением всестороннего сжатия такой системы. Заполнение жидкостью пространства между этими шарами вызывает уменьшение или увеличение эффекта всестороннего сжатия, в зависимости от характера смачивания материала шаров внедренной жидкостью. Этот эффект определяется углом смачивания. При угле смачивания Θ >90° (несмачивание) жидкость будет оказывать распирающее воздействие, уменьшая тем самым внешнее сжимающее давление сфер. При Θ <90° (смачивание) эффект от внедрения жидкости, естественно, будет обратным. Тем самым можно объяснить увеличение модуля корпускулярных систем при внедрении в их поры смачивающей жидкости и можно ожидать его уменьшения для несмачивающих жидкостей.

Литература

1 Борисов Б.Ф., Великоруссов П.В., Чарная Е.В., Влияние структур пористых стеклянных матриц на акустические свойства композитов на их основе. Сб. трудов XXIV Сессии РАО М.: ГЕОС, 2011, Т. 1, с. 32-34.

2. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. – М.: Мир, 1972.

3. Кольцова И.С., Распространение ультразвуковых волн в гетерогенных средах. –СПб.: Издательство СПбГУ, 2007

4. Великоруссов П.В. Акустические свойства композитов на основе пористых стеклянных матриц. Модельные теории и эксперимент // Сб. тезисов Физика и прогресс. – СПб.: СПбГУ, 2009. – С. 68.

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. –М.: Наука, 1978.

СЕГНЕТОЭЛАСТИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В НАНОЧАСТИЦАХ КРИСТАЛЛА LiCsSO₄, ВНЕДРЕННЫХ В ПОРЫ МОЛЕКУЛЯРНОГО СИТА MCM-41

Доцент Борисов Б.Ф., ст. науч. сотр. Пирозерский А Л., магистрант Столбова А.В., профессор Чарная Е.В. (Физический факультет СПбГУ)

В последнее время большое внимание сосредоточено на изучении влияния размерных эффектов и условий ограниченной геометрии на фазовые переходы различной природы. Особый интерес представляют исследования сегнетоэластического перехода для наночастиц, внедренных в пористые матрицы. Непосредственная информация о характеристиках фазовых переходов может быть получена из наблюдений температурной зависимости восприимчивости, сопряженной параметру порядка. Для сегнетоэлектрических материалов такой величиной является упругая податливость. В настоящей работе представлены результаты измерений скорости продольных и поперечных акустических волн, распространяющихся в нанокомпозите на основе молекулярного сита MCM-41, в поры которого внедрены частицы литиево-цезиевого сульфата LiCsSO₄.

Кристалл LiCsSO₄ имеет структуру соединений типа ACBX₄, где A, C – щелочные металлы и ионы NH₄, а BX₄ – тетраэдричиские ионы SO₄, SeO₄ и другие. Данный кристалл претерпевает структурный фазовый переход при температуре около 202К из параэластической фазы с ромбической точечной группой mmm в сегнетоэластическую моноклинную структуру класса 2/m, при этом число атом в элементарной ячейке остается неизменным. Первичный параметр порядка (η), ответственный за фазовый переход, связан с вращением групп SO₄. В разложении Ландау для свободной энергии Гиббса (Φ) он линейно связан со сдвиговой компонентой тензора деформаций ε_{xy} :

$$\Phi = \Phi_o + \frac{1}{2}\alpha\eta^2 + \frac{1}{4}\beta\eta^4 + \frac{1}{2}c_{66}^o\varepsilon_{xy}^2 + \gamma\eta\varepsilon_{xy} + \dots,$$

где $\alpha = \alpha_0(T-T_0)$; $\alpha_0 > 0$, $\beta > 0$, $\gamma - \phi$ еноменологические коэффициенты; $c_{66}^0 - \gamma$ упругий модуль (в символике Фойгта) для высокотемпературной фазы вдали от точки перехода; $T_0 -$ некая характеристическая температура. Остальные компоненты тензора деформаций связаны с η нелинейно. Такой переход является псевдособственным сегнетоэластическим фазовым переходом. Можно показать, что температура фазового перехода (T*c*) определяется формулой:

$$T_C = T_0 + \frac{\gamma^2}{\alpha_0 c_{66}^0},$$

а температурная зависимость модуля c_{66} имеет вид:

$$c_{66}(T) = c_{66}^{0} \frac{T - T_{c}}{T - T_{0}} \text{ (выше Тс)},$$

$$c_{66}(T) = c_{66}^{0} \frac{T_{c} - T}{T_{c} - T + \frac{1}{2}(T_{c} - T_{o})} \text{ (ниже Тс)}.$$

Остальные упругие модули претерпевают при фазовом переходе лишь небольшой скачек. Минимум скорости сдвиговой моды *ху* будет соответствовать температуре фазового перехода. Температурная зависимость относительного изменения скорости для поперечной звуковой волны представлена на Рис.1.



Рис.1. Температурная зависимость относительного изменения скорости сдвиговых УЗВ для двух термоциклов «охлаждение-нагрев» (кружки и ромбики, соответственно). Нагрев – сплошные символы, охлаждение - контурные. На температурная вставке показана зависимость относительных изменений сдвиговой скорости для объемного образца

Наблюдался минимум скорости сдвиговой волны, свидетельствующий о сегнетоэлектрическом фазовом переходе в частицах LiCsSO₄. Температура перехода, соответствующая минимуму скорости, составляла около 196 К, что примерно на 6 К ниже точки перехода для объемного кристалла. При этом переход размывался по температуре.

На Рис.2 представлена зависимость относительного изменения скорости для продольной ультразвуковой волны.



Рис.2. Температурная зависимость относительного изменения скорости $\Delta v/v_0$ продольных УЗВ (кружки). Прямая g(T) получена интерполяцией методом наименьших квадратов температурной зависимости скорости в диапазоне 207–230 К. На вставке показана зависимость ($\Delta v/v_0$)(T) – g(T) в интервале температур 185–230 К

Видно, что в температурной области около 197 К наклон кривой резко изменяется. При этой температуре заметен небольшой локальный минимум, величина которого, однако, не превышает пределов погрешности измерений. Для того, чтобы выделить его более явно, введем линейную функцию g(T), построенную как результат линейной интерполяции температурной зависимости в диапазоне

температур 207–230 К. На графике зависимости $\Delta v/v_0 - g(T)$ (вставка на Рис.2) минимум проявляется более четко. Для выяснения природы данных аномалий требуются дальнейшие исследования.

Литература

1. B.F. Borisov, E.V. Charnaya, S.V. Barushnikov, A.L. Pirozerskii, A.S. Bugaev, C. Tien, M.K. Lee, D. Michel. *Phys. Lett.* A 375, (2010) 183.

2. A.K. Radzhabov, E.V. Charnaya, Phys. Solid State 43, (2001) 732.

3. B. Mroz, H. Kiefte, M.J. Clouter, J.A. Tuszynski, Phys. Rev. B 36 (1987), 3745.

4. E.V. Charnaya, A.K. Radzhabov, Ferroelectrics 158 (1994), 7.

УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ ПУЧКИ В ЗАДАЧАХ НЕИНВАЗИВНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ХИРУРГИИ

Доцент Хохлова В.А., мл. науч. сотр. Юлдашев П.В., ст. инженер Шмелева С.М., мл. науч. сотр. Цысарь С.А., доцент Сапожников О.А.

Представляемый доклад связан с интенсивно развивающимся в последние два десятилетия направлением медицинской акустики – неинвазивной акустической хирургией биологических тканей, получившим название HIFU (от английского High Intensity Focused Ultrasound). Суть этой процедуры заключается в использовании мощного фокусированного ультразвука для локального разрушения опухолевой ткани внутри тела пациента без повреждения окружающих здоровых тканей [1]. Основным механизмом разрушения при этом является перегрев ткани, хотя имеет место и механическое воздействие ультразвука на ткань, как прямое, так и связанное с возникновением кавитации [2].

Несмотря на то, что HIFU уже используется в клинической практике для лечения некоторых видов опухолей, многие особенности происходящих в ткани физических процессов всё ещё остаются неясными. При этом задачи HIFU являются ярким примером прикладной области физики нелинейных волн. Интенсивность ультразвука в фокусе при облучении может достигать нескольких десятков кВт/см². При таких интенсивностях, за счет эффектов акустической нелинейности в профиле волны образуются ударные фронты, которые принципиальным образом изменяют эффективность воздействия и могут приводить к новым биоэффектам нетеплового характера. Так, был предложен новый подход, получивший название гистотрипсия – механическое разрушение ткани при образовании в ней под действием ультразвука кавитационного облака [3]. Такое воздействие может быть предпочтительным для различных клинических применений. Альтернативный метод позволяет получать эмульсификацию ткани при ее быстром локальном перегреве до температуры кипения и взаимодействию ультразвука с образующимися в ткани парогазовыми полостями [4-6].

В данном докладе представлены результаты исследований, проводимых в области HIFU на физическом факультете МГУ при сотрудничестве с ведущими центрами по медицинскому ультразвуку в России, США и Великобритании. Одно из направлений исследований связано с развитием метрологических методов характеризации ударно-волновых полей HIFUисточников. Разработанный в группе новый подход сочетает преимущества эксперимента и численного моделирования и в самой общей постановке включает в себя следующие этапы [7]. Сначала, используя метод акустической голографии, проводится сканирование линейного поля в некоторой плоскости, перпендикулярной оси преобразователя, и восстанавливается распределение колебательной скорости на поверхности излучателя [8-10]. Также возможно использование метода лазерной виброметрии [11]. Полученное распределение используется в нелинейной акустической модели для расчета акустического поля в ткани в широком диапазоне рабочих мощностей излучателя вплоть до максимальных уровней возбуждения [7,12]. Развитые в группе алгоритмы проведения численных экспериментов с использованием параллельных вычислений позволяют моделировать трехмерные поля HIFU-источников с учетом образования разрывов в фокусе и произвольной геометрии излучателя [13].

Другая область исследований связана с использованием нелинейных эффектов для более эффективного и безопасного облучения органов, находящихся за грудной клеткой, например, печени или сердца. Сильное поглощение и отражение ультразвука на ребрах уменьшает интенсивность акустического поля в фокусе, а перегрев костей и ожоги кожи являются одними из главных побочных эффектов облучения. Дифракция пучка на периодической структуре ребер приводит к расщеплению исходного фокуса на основной фокус и несколько побочных, что дополнительно снижает интенсивность в основном фокусе, а также ухудшает локальность воздейпредложено использовать [14,15]. Нами было импульсноствия периодическое облучение с образованием ударных фронтов в фокусе. Полученные результаты показали, что такой подход позволяет уменьшить влияние эффекта расщепления фокуса после прохождения ультразвука через периодическую структуру ребер, повысить эффективность разрушающего действия ультразвука в основном фокусе и безопасность воздействия за счет уменьшения влияния побочных максимумов и уменьшения теплового воздействия на ребра.

Третья часть результатов связана с недавно обнаруженным новым эффектом, в котором соединены явления, на первый взгляд совершенно противоположные по физической сущности. Это мощное тепловое воздействие на ткань, результатом которого является ее механическое разрушение, происходящее при определенных режимах облучения практически без проявления теплового некроза [4-6]. Условия, при которых возможно получение эффекта, это присутствие высокоамплитудных ударных фронтов; локальное нагревание ткани в фокусе до температур кипения за миллисекунды (по сравнению с секундами в обычных режимах HIFU) за счет эффективного поглощения энергии волны на ударных фронтах; и кратковременное образование в фокусе парогазовых полостей миллиметрового размера. В докладе приводятся результаты численного моделирования и проведенных экспериментов, показывающие принципиальную возможность осуществления такой процедуры, обсуждаются физические механизмы вызываемой эмульсификации ткани.

Литература

1. Ультразвук в медицине. Физические основы и применения. Ред. Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г., пер. с англ. М.: Физматлит, 2008.

2. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (Обзор). Акуст. журн., 2003. т. 49. № 4. с. 437-464.

3. Maxwell A.D.; Wang T.-Y.; Cain C.A.; Fowlkes J.B.; Sapozhnikov O.A.; Bailey M.R.; X. Zhen. Cavitation clouds created by shock scattering from bubbles during histotripsy. J. Acoust. Soc. Am. 2011, v.130(4), pp.1888-1898.

4. L.A. Crum, M. Canney, M. Bailey, T. Khokhlova, V. Khokhlova, O. Sapozhnikov, W. Kreider, and J. Simon. Histotripsy without cavitation. Medical Physics. 38(6), 3811-3812 (2011).

5. V.A. Khokhlova, M.S. Canney, M.R. Bailey, J.-H. Hwang, T.D. Khokhlova, W. Kreider, Y.-N. Wang, J. Simon, Y.-F. Zhou, O.A. Sapozhnikov, L.A. Crum. A method of mechanical emulsification in a bulk tissue using shock wave heating and millisecond boiling. J. Acoust. Soc. Am. 2011, v.129, p. 2476.

6. M. Canney, V. Khokhlova, O. Bessonova, M. Bailey, L. Crum. Shockinduced heating and millisecond boiling in gels and tissue due to high intensity focused ultrasound, Ultrasound in Medicine & Biology, 2010, v.36(2), pp. 250-267.

7. M.S. Canney, M.R.Bailey, V.A. Khokhlova, O.A. Sapozhnikov, and L.A. Crum. Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound (HIFU) felds: a combined measurement and modeling approach. J. Acoust. Soc. Am., 2008, 124(4), pp. 1990-2003.

8. Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В. Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе измерения акустического давления вдоль контрольной поверхности. - Акуст. журн., 2003, т.49, №3, с.416-424.

9. Е.Д. Синельников, Т. Филд, О.А. Сапожников. Закономерности формирования зоны термического разрушения при лечении фибрилляции пред-

сердий катетерным методом ультразвуковой абляции. - Акуст. журн., 2009, т. 55, № 4-5, с. 641–652.

10.С.А. Цысарь, Е.Д. Синельников, О.А. Сапожников. Применение метода акустической голографии для исследования ультразуковых источников цилиндрической формы. Акуст. ж., 2011, т. 57, № 1, с. 104-116.

11.О.А. Сапожников, А.В. Морозов, Д. Катиньоль. Акустооптическое взаимодействие при лазерной виброметрии в жидкости. Акуст. журн., 2009, т. 55, № 3, с. 362-373.

12.О.В. Бессонова, В.А. Хохлова, М.Р. Бэйли, М.С. Кэнни, Л.А. Крам. Фокусировка мощных ультразвуковых пучков и предельные значения параметров разрывных волн. Акуст. журн., 2009, т. 55, №4-5, с. 445-456.

13.П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова. Моделирование трехмерных нелинейных полей ультразвуковых терапевтических решеток. Акуст. журн., 2011, Т. 57, №3 с. 337-347.

14.S. Bobkova (Shmelyova)), L. Gavrilov, V. Khokhlova, A. Shaw, J. Hand. Focusing of high intensity ultrasound through the rib cage using a therapeutic random phased array, Ultrasound in Medicine & Biology, 2010, v.36(6), pp. 888–906.

15.В.А. Хохлова, С.М. Бобкова, Л.Р. Гаврилов. Расщепление фокуса при прохождении фокусированного ультразвука сквозь грудную клетку. Акуст. журн., 2010, т. 56(5), с. 622–632.

16.О.В. Бессонова, В.А. Хохлова, М.С. Кэнни, М.Р. Бэйли, Л.А. Крам. Метод определения параметров акустического поля в биологической ткани для терапевтических применений мощного фокусированного ультразвука. Акуст. журн., 2010, т. 56, № 2, с. 296–306.

ПУЧКОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В КОНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ ВБЛИЗИ ПОЛОСЫ НЕПРОЗРАЧНОСТИ

Доцент Карташов И.Н., профессор Кузелев М.В.

Будем исходить из уравнений, описывающих резонансное взаимодействие прямолинейного электронного пучка с некоторой электродинамической системой работающей вблизи полосы непрозрачности [1,2]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U\frac{\partial}{\partial z}\right)^2 \tilde{A}_b = -a^3 \tilde{A}_\omega \tag{1}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - i\alpha \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \tilde{A}_{\omega} = -i\tilde{A}_b.$$
⁽²⁾

Первое уравнение представляет собой уравнение динамики электронного пучка, описываемого величиной \tilde{A}_b (например, возмущение плотности электронов), второе уравнение определяет динамику волны с амплитудой \tilde{A}_{ω} , возбуждаемой электронным пучком, *a* - некоторый параметр, характеризующий взаимодействие пучка и электродинамической системы.

Для решений вида
$$A_{\omega} \sim e^{-i\delta\omega t + i\delta kz}$$
 получим дисперсионное уравнение:
 $(\delta\omega - \delta kU)^2 (\delta\omega - \alpha \delta k^2) = a^3$
(3)

Это уравнение четвёртой степени относительно волнового числа δk , и его решения $\delta k_{1,2,3,4}$ соответствуют четырем модам колебаний:

$$\tilde{A}_{\omega} = Ae^{i\delta k_1 z} + Be^{i\delta k_2 z} + Ce^{i\delta k_3 z} + De^{i\delta k_4 z}, \qquad (4)$$

$$\tilde{A}_{b} = \frac{a^{3}}{\left(\delta\omega - \delta k_{1}U\right)^{2}} A e^{i\delta k_{1}z} + \frac{a^{3}}{\left(\delta\omega - \delta k_{2}U\right)^{2}} B e^{i\delta k_{2}z} + \frac{a^{3}}{\left(\delta\omega - \delta k_{3}U\right)^{2}} C e^{i\delta k_{3}z} + \frac{a^{3}}{\left(\delta\omega - \delta k_{4}U\right)^{2}} D e^{i\delta k_{4}z}$$

$$(5)$$

Сформулируем граничные условия на входной z = 0, и выходной z = L границах. Предложим, что через границу z = 0 входит невозмущенный по плотности и по скорости электронный пучок. В этом случае

$$\tilde{A}_b(0) = 0, \ \frac{\partial \tilde{A}_b}{\partial z}(0) = 0.$$
(6)

Кроме того, будем считать пучок малым возмущением, не изменяющим электродинамических свойств системы. В этом случае учитываем отражение волны \tilde{A}_{ω} от границ системы z = 0 и z = L, которое может быть описано условиями излучения в беспучковой системе. Рассмотрим условие излучения на границе z = L. Пусть при z > L расположен некоторый излучающий рупор, в котором возбуждается волна $A_2 = \tilde{A}_2 e^{-i\omega t + ik_2 z}$ бегущая вправо от границы z=L. Для этой волны в каждой точке справа от z=L выполняется условие излучения $\frac{\partial A_2}{\partial z} - ik_2A_2 = 0$. На границе z = L должны выполняться условия, выражающие непрерывность тангенциальных компонент электромагнитного поля: $A_{\omega} = A_2$, $\frac{\partial A_{\omega}}{\partial z} = \frac{\partial A_2}{\partial z}$. Тогда можно записать условие излучения в рабочей области на границе z = L в виде $\left(\frac{\partial A_{\omega}}{\partial z} - ik_2A_{\omega}\right)_{z=L} = 0$ и соответственно для медленной амплитуды \tilde{A}_{ω} :

$$\left(\frac{\partial A_{\omega}}{\partial z} - i\Delta k_2 \tilde{A}_{\omega}\right)_{z=L} = 0.$$
(7)

Проводя аналогичные рассуждения для рупора, расположенного на левой границе z = 0, получим граничное условие в виде:

$$\left(\frac{\partial \tilde{A}_{\omega}}{\partial z} + i\Delta k_1 \tilde{A}_{\omega}\right)_{z=0} = 0.$$
(8)

Здесь Δk_1 – величина характеризующая отражение электромагнитной волны от границы z = 0, Δk_2 – от границы z = L.

Подставив выражения (4)-(5) в граничные условия (6)-(8), можно получить дисперсионное уравнение для ограниченной системы, определяющее спектр частот возбуждаемых волн в электродинамической системе вблизи полосы непрозрачности.

Литература

1. И.Н.Карташов, М.В.Кузелев, А.А.Рухадзе // ЖТФ. 2006. Т.76. №2. С.10-20.

2. И.Н.Карташов, М.В.Кузелев // ЖТФ. 2012. Т.82. №2.

СРАВНЕНИЕ МЕТОДИК РАСЧЁТА ГРАВИТАЦИОННОЙ ПОСТОЯН-НОЙ *G* ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ ПЕРИОДОВ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ КРУТИЛЬНЫХ ВЕСОВ

Ведущий электроник Шахпаронов В.М.

В своих опытах по измерению G мы использовали коромысло с двумя шаровыми грузами на его концах и шаровые притягивающие массы [1]. Такая конструкция рабочего тела крутильных весов привела к разработке математического и программного обеспечения для проведения оперативных расчётов двумя независимыми методиками. В методике 1 периоды ангармонических колебаний определяют методом Рунге-Кутта интегрированием уравнений:

$$d^{2}\varphi_{1}/dt^{2}+(2\pi/T_{0})^{2}\varphi_{1}+K_{1}/J=0,$$
 $d^{2}\varphi_{3}/dt^{2}+(2\pi/T_{0})^{2}\varphi_{3}+K_{3}/J=0,$

где K_1 , K_3 -моменты притяжения при размещении притягивающих масс в позициях 1 и 3, *J*-момент инерции рабочего тела весов, T_0 -период колебаний при отсутствии притягивающих масс, φ -угол отклонения весов от положения равновесия. Численные интегрирования проводят при двух значениях $G=G_0(1\pm k)$, где G_0 – стандартное значение G. При этом вычисляют разность обратных квадратов периодов колебаний τ_1 и τ_3 . Гравитационную постоянную определяют по формуле:

$$G = G_0(1-k) + 2G_0k(\tau_{exp}-\tau_3)/(\tau_1-\tau_3).$$

Методика 2 предусматривает расчёты по аналитическим формулам. Моменты сил притяжения раскладывают в ряд по степеням угла отклонения весов ф. Линейные члены моментов притяжения суммируют с основными линейными членами, нелинейные дают свой вклад с весом $3\phi_0^2/4$ и $5\phi_0^4/8$, где ϕ_0 – амплитуда колебаний.

В экспериментах многих авторов использовались сложные модели взаимодействующих тел. В этих случаях невозможно в аналитическом виде представить моменты притяжения. Возник вопрос, как использовать имеющиеся методики для обработки таких экспериментов.

Рассмотрим случай, когда притягивающие тела со средней массой M=778.17785 г имеют шаровую форму, а рабочее тело весов выполнено в виде блока из кварца массой m=63.38388 г, покрытого двухслойной металлической плёнкой массой 49.863 мг [2]. В модельной системе блок с покрытием заменён на тонкий стержень массой m=63.433743 г. При $L_1=7.858075$ см и размерах сторон ячеек порядка 50 мкм рассчитаны моменты притяжения K_1 и K_3 блока без металлического покрытия. С учётом покрытия и некоторых элементов конструкции весов они увеличиваются соответственно на 974 и 846 ррт. Далее определяют значения L_{1m} и L_{3m} , при которых на малой амплитуде выполняются условия $K_{1m}=K_1$, $K_{3m}=K_3$. Для уменьшения K_{1m} и K_{3m} до уровня K_1 и K_3 вводится коррекция в положение притягивающих масс. В позиции 1 на линии равновесия блока находим, что $L_{1m}=8.0436221$ см, в позиции расстояние $L_{3m}=7.929161$ см.

Для обеспечения работоспособности методики 1 в диапазоне ф до 80 мрад введём в уравнения движения дополнительные коэффициенты, уравнивающие моменты притяжения реальных и модельных тел. Тогда уравнения движения весов представим в виде:

$$d^{2}\varphi_{1}/dt^{2} + (2\pi/T_{0})^{2}\varphi_{1} + K_{1m}(1 + k_{11}\varphi_{1}^{2} - k_{12}\varphi_{1}^{4})/J = 0,$$

$$d^{2}\varphi_{3}/dt^{2} + (2\pi/T_{0})^{2}\varphi_{3} + K_{3m}(1 + k_{31}\varphi_{3}^{2} - k_{32}\varphi_{3}^{4})/J = 0,$$

$$K_{1m} = GMm(a_{1a} + a_{1b})/\sin\varphi,$$

$$a_{1a} = (L_{1m} + L\cos\varphi_{1})/[(L(L^{2} + L_{1m}^{2} + 2LL_{1m}\cos\varphi_{1})^{1/2})],$$

$$a_{1b} = -(L_{1m} - L\cos\varphi_{1})/[(L(L^{2} + L_{1m}^{2} - 2LL_{1m}\cos\varphi_{1})^{1/2})],$$

$$K_{3m} = GMmL_{3m}(b_{2a} + b_{2b}),$$

$$b_{2a} = (L_{3m}^{2} - LL_{3m}\sin\varphi_{3})/[LL_{3m}^{2}(L^{2} + L_{3m}^{2} - 2LL_{3m}\sin\varphi_{3})^{1/2}\cos\varphi_{3}],$$

$$b_{2b} = -(L_{3m}^{2} + LL_{3m}\sin\varphi_{3})/[LL_{3m}^{2}(L^{2} + L_{3m}^{2} + 2LL_{3m}\sin\varphi_{3})^{1/2}\cos\varphi_{3}].$$

В первом эксперименте k_{11} =0.250144, k_{12} =1.10626, k_{31} =-0.009565, k_{32} =0.01218.

При разложении в ряд по степеням
$$\varphi$$

 $K_{1m} = GMm\varphi[2L^2L_{1m}/a_3 - a_1\varphi_1^2/a_3^2 + a_2\varphi_1^4/a_3^3], a_3 = (L_{1m}^2 - L^2)^2,$
 $a_1 = (4L^2L_{1m}^5 + 13L^4L_{1m}^3 + L^6L_{1m})/3,$
 $a_2 = (16L^2L_{1m}^9 + 356L^4L_{1m}^7 + 681L^6L_{1m}^5 + 146L^8L_{1m}^3 + L^{10}L_{1m})/60,$
 $K_{3m} = 2GMmL_{3m}\varphi_3(b_1 + \varphi_3^2b_3 + \varphi_3^4b_5)/La_4, a_4 = (L^2 + L_{3m}^2)^{1/2}, b_0 = -(L/L_{3m}),$

$$b_2=2LL_{3m}/a_4^2, b_4=-0.5b_2, b_6=0.375b_2^2, b_7=-0.3125b_2^3, b_8=0.2734375b_2^4, b_9=-0.24609375b_2^5, b_1=b_0-b_4, b_3=b_0/3+b_0b_6-b_4/3-b_7, b_5=2b_0/15+b_0b_8-2b_4/15-b_9.$$

При расчётах по методике 2
 $G_{13}=4\pi^2 J(T_1^{-2}-T_3^{-2})/(d_1-d_3), d_1=Mmd_2[2L^2L_{1m}/d_5-(3/4)a_1\phi_{01}^2/d_5^2+(5/8)a_2\phi_{01}^4/d_5^3], d_3=2mL_{3m}d_4(b_1+3\phi_{03}^2b_3/4+5\phi_{03}^4b_5/8)/La_4, d_2=1+3k_{11}\phi_{01}^2/4-5(k_{12}+k_{11})\phi_{01}^4/8, d_5=(L_{1m}^2-L^2)^2.$

В методике 3 расчёты гравитационной постоянной G₁₃ проводятся по формуле [2]:

 $G=4\pi^2 J G_0 \varphi(T_3^{-2}-T_1^{-2})/(K_3-K_1).$

Для уменьшения K_{1m} и K_{3m} до уровня K_1 и K_3 , проведём коррекцию размещением шаровых масс на более далёких расстояниях. При положении масс в первой позиции на линии равновесия блока находим, что L_{1m} =8.0436221 см. При положении масс в третьей позиции L_{3m} =7.929161 см. Задача сводится к тому, чтобы сравнить результаты наших расчётов с методикой 3. А её физическая сущность сводится к тому, чтобы избавиться от нелинейности, присутствующей в моментах K_1 и K_3 .

Все методики расчёта гравитационной постоянной дают практически неразличимые результаты. Использование методики 3 при амплитуде колебаний 2 мрад занижает G_{13} на 6 ppm, а G_{12} на 8 ppm. Это обусловлено тем, что методика 3 не учитывает оставшуюся нелинейность. В первом эксперименте получены значения

 $G_{13} = 6.67138(40) \text{ Hm}^2/\text{kr}^2$, $G_{31} = 6.67816(25) \text{ Hm}^2/\text{kr}^2$.

Среднее значение G=6.67477 $\text{Hm}^2/\text{кr}^2$. Положительная разность G_{31} и G_{13} , составившая 1017 ppm, при строгом чередовании более высоких значений G_{31} и более низких G_{13} связана с дрейфом периода колебаний.

Для более детального анализа проведенных экспериментов следует использовать периоды колебаний весов T_0 при отсутствии притягивающих масс. Используя T_0 в качестве T_2 , преобразуем двухпозиционную схему в трёхпозиционную и рассмотрим три комбинации гравитационной постоянной G_{12} , G_{23} и G_{13} . При отсутствии дестабилизирующих факторов они не должны существенно отличаться. Выяснилось, что значения G_{12} и G_{21} завышены.

 $G_{12} = 7.05358 \text{ Hm}^2/\text{kr}^2$, $G_{21} = 7.05686 \text{ Hm}^2/\text{kr}^2$.

Напротив, значения G_{23} и G_{32} существенно занижены.

 G_{23} = 5.43704 Hm²/кг², G_{32} = 5.46264 Hm²/кг².

Во втором эксперименте использовались шары со средней массой M=778.17776 г. Их центры удалены на расстоянии L=7.8685055 см от оси вращения блока. При положении масс в позиции 1 расстояние $L_{1m}=8.0537799$ см. При положении масс в позиции 3 расстояние $L_{3m}=7.9395794$ см. Корректирующие коэффициенты имеют такие значения: $k_{11}=0.247985$, $k_{12}=1.08015$, $k_{31}=-0.009555$, $k_{32}=0.00987$. Получено

 G_{13} = 6.66896(332) Hm²/кг², G_{31} =6.67526(351) Hm²/кг².

Разность *G*₃₁ и *G*₁₃ составила 944 ppm при среднем значении 6.67211 Нм²/кг². Она отличается от результата первого эксперимента.

Заметим, что первые пять результатов второго эксперимента дают

 G_{13} =6.66174(561) Hм²/кг², G_{31} =6.67029(212) Hм²/кг².

Различие G_{13} и G_{31} составило 1282 ppm при среднем значении 6,6660165 $\text{Hm}^2/\text{кr}^2$. Последние восемь дают другой более достоверный результат.

 G_{13} =6.67438(20) Hm²/кг², G_{31} =6.67775(36) Hm²/кг².

Разность G_{13} и G_{31} составила 505 ppm при среднем значении 6.67606 Hm^2/kr^2 . Разница двух полученных средних значений достигла 1505 ppm. Следовательно, первые пять результатов рассматривать не следует. Однако если уменьшить третье значение периода T_1 на 10.5 мс, все противоречия исчезнут. При этом будут получены такие результаты:

 $G_{13}=6.67194(146) \text{ Hm}^2/\text{kr}^2$, $G_{31}=6.67873(80) \text{ Hm}^2/\text{kr}^2$.

Разность G_{31} и G_{13} составила 1017 ppm при среднем значении 6.67533 Hm^2/kr^2 , что почти повторяет результаты первого эксперимента. Восстановлено строгое чередование более высоких значений G_{31} и более низких G_{13} . Причина единственного сбоя может быть вызвана как флуктуацией потоков, так и колебанием верхней точки подвеса весов.

При трёхпозиционной схеме в дополнительных комбинациях

 G_{12} =6.54357 Hm²/kr², G_{21} = 6.54623 Hm²/kr².

Значения G₂₃ и G₃₂ заметно завышены.

 $G_{23}=7.07114 \text{ Hm}^2/\text{kg}^2$, $G_{32}=7.08914 \text{ Hm}^2/\text{kg}^2$.

По сравнению с первым экспериментом комбинации с позицией 2 поменялись ролями. Это объясняется тем, что в первом эксперименте T_0 завышено, а во втором занижено. Для выполнения условия $G_{32}=G_{21}=G_{31}$ требуется $T_0=535.033989$ с, что на 138 мс ниже экспериментального значения. При выполнении аналогичного условия $G_{12}=G_{23}=G_{13}$ во втором эксперименнте период T_0 составит величину 535.298063 с, что на 47 мс больше экспериментального.

Наши две методики вычислений G позволяют рассчитать практически любые системы, реализующие динамический способ. При этом для упрощения расчётов не нужно ограничиваться предельно низкими амплитудами, увеличивая погрешность измерений вследствие усиления дестабилизирующего влияния микросейсм и неравновесных потоков разреженного газа. Оптимальные амплитуды колебаний лежат в пределах от 50 до 80 мрад. Дальнейшее увеличение амплитуды колебаний ведёт к уменьшению величины полезного сигнала.

В расчётах исключалась поправка на наличие вязкости в нити подвеса. По оценке авторов [2] она имеет величину порядка 212. ppm. Однако исследования показали [3], что внутреннее трение в твёрдых телах на низких частотах носит частотно-независимый характер. Оно обусловлено гистерезисными потерями. Непрогнозируемое по величине рассеяние энергии происходит вследствие различных несовершенств атомнокристаллического строения материала. Они ответственны за небольшую остаточную микропластическую деформацию, происходящую в объёмах отдельных зёрен структуры металлических материалов.

Неравновесных потоки увеличивают период колебаний, внося в систему отрицательную жёсткость. Со временем они ослабевают, что приводит к постепенному уменьшению периода. В связи с дрейфом обратные циклы, начинающиеся с удаленной позиции 3, дают более высокие значения G по сравнению с прямыми. После вторичного получения вакуума потоки приобретают другие параметры. Поэтому измерение периода T_0 не позволило преобразовать двухпозиционную схему измерений в трёхпозиционную.

Литература

1. Карагиоз О.В., Измайлов В.П. Измерение гравитационной постоянной крутильными весами // Измерительная техника, 1996, №10, с.3–9.

2. Tu Liang-Cheng, Li Qing, Wand Qimng-Lan, Shao Cheng-Gang, Yang Shan-Qing, Lin Lin-Xia, Liu Qi and Luo Jun. New determination of the gravitational constant G with time-of-swing method. Physical Review D 82, 2010, 022001.

3. Granato A. and Lucke K. Theory of Mechanical Damping Due to Dislocations. J.Appl.Phys. 27(6), 583, 1956.

ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА НАСЫЩЕНИЯ ЯРКОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ПЛОТНОМ ГАЗЕ

Ст. научн. сотр. Юсупалиев У.

Из закона сохранения энергии для оболочки импульсного сильноточного электрического разряда в плотном газе (Xe, Kr, Ar, Ne, He, N₂, воздухе) с учетом электронной и лучистой теплопроводностей и энергии, затраченной на ионизацию вовлекаемого в разряд газа, получено уравнение для температуры разрядного канала. Из решения этого уравнения определено условие, при котором достигается предельная температура T_{LIM} (предельная яркость B_{LIM}) канала, а также получена универсальная зависимость между температурой T_{LIM} (яркостью B_{LIM}) и потенциалами ионизации атомов указанных газов. Показано, что эта универсальная зависимость согласуется с экспериментальными данными различных исследователей.

Введение. Экспериментальные исследования мощного искрового разряда [1-7] и импульсного сильноточного электрического разряда [8-15] в газе при давлении порядка атмосферного и выше показали, что структура таких разрядов состоит из разрядного канала, плотной оболочки, ударной волны, а также [16] из области слабоионизованного и возбужденного газа перед фронтом ударной волны. Большинство исследователей с практической точки зрения интересовало получение максимально высокой температуры разрядного канала. Однако впоследствии выяснилось, что температура канала таких разрядов при увеличении погонной вводимой в них мощности повышается только до определённого предела. Это явление было названо эффектом насыщения яркости излучения, а предел температуры – предельной температурой разряда.

Излучательные характеристики мощного искрового разряда микросекундной и наносекундной длительностей (при длине разрядного промежутка $l_0 < 5$ см и давлении рабочего газа в пределах $p_0=(1\div40)\cdot10^5$ Па) экспериментально достаточно подробно исследованы, в частности, в работах [1-13], а соответствующие характеристики длинных ($l_0=8\div100$ см) разрядов в воздухе при атмосферном давлении – в работах [14-16]. Имеющиеся в литературе экспериментальные материалы по исследованию указанных разрядов позволяют составить следующую общую картину закономерностей их излучательных характеристик (температуры, яркости, спектральных характеристик и др.) от различных параметров разрядов [1-16].

Максимальная во времени температура T_{max} (и, соответственно, яркость излучения B_{Rmax}) такого расширяющегося разряда при больших напряжённостях поля (от нескольких сотен В/см) и давлениях рабочего газа $p_0 \ge 0,5 \cdot 10^5$ Па увеличивается при повышении погонной вводимой в разряд электрической мощности (повышении напряжения питания U_0 , снижении индуктивности разряда L_{d0} и уменьшении расстояния l_0) лишь до определённого предела T_{LIM} (B_{LIM}). Такое же явление насыщения температуры (яркости) разряда наблюдается при повышении давления рабочего газа p_0 мощного искрового разряда как микросекундной [1-10,12,13], так и наносекундной длительностей [11]. Было установлено, что для каждого газа существует своя предельная температура T_{LIM} , ровно как и своя предельная яркость излучения B_{LIM} . Причем для разряда в инертных газах (Xe, Kr, Ar, Ne, He) величина T_{LIM} (B_{LIM}) тем больше, чем меньше атомная масса рабочего газа. Такая зависимость имеет место только для ИСЭР в газе, состоящем

из многоэлектронных атомов (за исключением водорода и дейтерия). Для наиболее тяжёлых газов (Хе, Кг) достижение предельной температуры T_{LIM} (яркости B_{LIM}) наступает при параметрах разрядного контура, соответствующих меньшей погонной вводимой в разряд мощности. Рассчитанная по яркости излучения B_R яркостная температура разряда оказывается близкой к температуре плазмы, определяемой по спектральной плотности яркости $B_R(\lambda)$ в ближнем ИК, видимом и ближнем УФ диапазонах спектра, что является следствием большой оптической толщины разряда. Насыщение спектральной яркости излучения $B_R(\lambda)$ прежде всего, наступает в более длинноволновой части спектра [1-3,5,6].

К этой краткой картине закономерностей характеристик указанных разрядов добавим следующее. Согласно данным работ [7,13,17], при достижении предельной температуры и предельной яркости разрядов почти все атомы в разрядном канале ионизованы двукратно.

Следует отметить работу [10] Кирсанова В.П., который впервые экспериментально установил связь между предельной температурой T_{LIM} плазмы разрядного канала и вторым потенциалом ионизации атомов инертных газов I_2 :

$$T_{LIM} \approx 1400 I_2$$
,

где *I*₂ в эВ, а *T*_{*LIM*} в К.

В нашей работе [17] на основе опытных данных и обобщенной переменной таких разрядов – безразмерного комплекса $\Xi = U_{d0} F A_0 / B_0^2$ показано, что предельная температура разрядного канала T_{LIM} достигается при выполнении условия $\Xi \ge \Xi_{LIM}$, где

$$A_{0} = \pi l_{0} \rho_{0} \left[\left(\frac{\gamma_{d}}{\gamma_{d} - 1} \right) \left(\frac{\gamma_{0} + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right], \quad B_{0} = \pi l_{0} \rho_{0} \left[\frac{I_{eff}}{\theta_{0}} - \left(\frac{1}{\gamma_{d} - 1} \right) \left(\frac{\gamma_{0} - 1}{\gamma_{0} + 1} \right) - \left(\frac{2 \gamma_{0}}{\gamma_{0} + 1} \right) \right],$$

 U_{d0} – начальное падение напряжение на разрядном промежутке; F – начальная скорость нарастания разрядного тока; γ_d – показатель адиабаты плазмы разрядного канала; ρ_0 , p_0 , $\theta_0 = kT_0$, и γ_0 – плотность, давление, температура и показатель адиабаты окружающего разряд газа (k – постоянная Больцмана); I_{iff} – энергия, затраченная на диссоциацию и ионизацию одной частицы газа. Значения безразмерного комплекса Ξ_{LIM} для указанных выше газов приведены в таблице. В этой же работе на основе опытных данных также установлено, что при $\Xi \ge \Xi_{LIM}$ для импульсного сильноточного электрического разряда в инертных газах, азоте и воздухе выполняется следующая универсальная зависимость между предельной температурой T_{LIM} и суммой потенциалов (первого I_1 и второго I_2) ионизации атома газов:

$$\frac{kT_{LIM}}{I_1 + I_2} \approx 0,074. \tag{1}$$

Зная связь яркости излучения $B_R(t)$ и радиуса R(t) разрядного канала с характеристиками разрядного контура (U_0 , емкостью батареи конденсаторов C, индуктивностью разрядного контура L_κ , l_0), а также с давлением p_0 и родом рабочего газа, можно было бы рассчитать энергию излучения импульсного разряда, и следовательно, к.п.д. такого источника излучения. Однако получение теоретических оценок излучательных характеристик рассматриваемых расширяющихся разрядов является в настоящее время ещё более проблематичным, чем получение оценок их динамических характеристик [13-16,18-24]. Поэтому цель данной работы состоит в количественном описании эффекта насыщения яркости излучения ИСЭР в газе при давлении порядка атмосферного и выше, т.е. определении условий достижения предельных температур яркостей для заданного газа и их величин в зависимости от начальных характеристик разряда и рабочего газа.

1. Предельная температура разрядного канала ИСЭР в плотном газе. Рассмотрим механизм расширения такого разряда по плотному газу в объеме, необходимом для обоснования предлагаемой модели. В [16] показано, что механизмом расширения разряда по газу является ионизация и нагрев вовлекаемого в разряд газа оболочки в результате поглощения потока энергии УФ излучения разрядного канала и потока тепловой энергии, переносимой в процессе электронной теплопроводности из разрядного канала в оболочку разряда. Другими словами, рассматриваемый разряд по плотному газу распространяется благодаря процессам лучистой и электронной теплопроводностей.

Лучистая теплопроводность. Согласно работе [16], при достижении предельной температуры разряда энергии фотонов *hv* основной доли излучения его канала (~67%) заключены в интервале:

 $0,62I_1 \leq hv \leq 2,2I_1.$

При этом число фотонов с энергиями в интервале $I_1 \leq hv \leq 2, 2I_1$ составляет ~ 40 % от количества фотонов с энергиями в интервале $0,62I_1 \leq hv \leq 2,2I_1$. То есть, в составе излучения разрядного канала имеются фотоны с энергиями порядка первого потенциала ионизации атома I_1 и больше, а при достижении разряда предельной температуры T_{LIM} в составе его излучения появляются фотоны с энергиями порядка второго потенциала ионизации атома $I_2 \approx 2I_1$ и выше. Понятно, что такие фотоны излучения разрядного канала эффективно ионизуют и нагревают газ оболочки (вовлекаемый в разряд газ). При этом следует различать три случая поглощения атомами квантов с энергиями: $hv \geq I_1$, $hv < I_1$ и $hv << I_1$.

Длина пробега фотонов l_v с энергиями $hv \ge I_1$ составляет ~ 3·10⁻³ см [16], что примерно на два порядка меньше радиуса разрядного канала R ($l_v << R$). Это обстоятельство позволяет рассматривать оболочку как тонкий слой, где происходят ионизация и нагрев газа.

Фотоны с энергиями $hv < I_l$ в основном совпадают с энергиями возбужденных уровней атомов. Возбужденные атомы, согласно [22,23], должны играть важную роль в радиационном переносе возбуждения и процессе ионизации газа. Среди этих возбужденных уровней в радиационном переносе возбуждения основную роль играют резонансно-возбужденные уровни. Характерная длина пробега резонансного излучения составляет ~ 10⁻⁶÷10⁻⁵ см [22]. В [16] показано, что резонансное излучение разрядного канала возбуждает газ в оболочке разряда, за и перед фронтом ударной волны, ускоряя процесс ионизации вовлекаемого в разряд газа. Выходящее из разряда излучение, энергия фотонов которого $hv < I_l$, создает протяженную волну возбуждения атомов в газе перед фронтом УВ.

Длина пробега фотонов l_v с энергиями $hv \ll I_I$ намного превышает радиус разрядного канала ($l_v >> R$). Поэтому такие фотоны выходят за пределы разряда и могут участвовать только в ступенчатых процессах. В результате ступенчатых процессов такие возбужденные атомы должны ионизоваться, что и наблюдается на опыте [16,23].

Таким образом, импульсный электрический разряд в газе при атмосферном давлении и выше своим излучением ионизует и нагревает газ в оболочке, а также возбуждает, ионизует газ за и перед фронтом УВ.

Электронная теплопроводность. Вследствие лучистой теплопроводности в разряде температура плазмы по сечению разрядного канала распределена однородно [12,13,24], а в оболочке она снижается до температуры ионизованного газа за фронтом ударной волны. Поскольку характерная толщина оболочки мала (10^{-3} см) [13,16,24], то величина градиента температуры в ней становится большой ($\geq 10^7$ K/см). При таких величинах градиента температуры необходимо учитывать поток тепловой энергии из разрядного канала в оболочку, переносимой в процессе электронной теплопроводности. Благодаря процессу лучистой теплопроводности, возникает большой градиент температуры в оболочке, в результате чего увеличивается поток тепловой энергии, переносимый электронной теплопроводностью. Этот поток энергии поглощается в слое оболочки толщиной $l_e \approx 7 \cdot 10^{-3}$ см [16], что практически совпадает с шириной зоны лучистого прогрева и ионизации газа оболочки фотонами с энергиями $hv \ge I_1 : \Delta r \sim l_e \sim l_v$. Это обстоятельство позволяет рассматривать оболочку как тонкий слой прогрева.

Итак, газ в оболочке разряда одновременно ионизуется и нагревается как потоком лучистой энергии из разрядного канала, так и потоком тепловой энергии, переносимой в процессе электронной теплопроводности. При этом зона ионизации и нагрева перемещается на новые слои более холодного газа, что можно интерпретировать как волновое движение некоторого тонкого фронта ионизации и нагрева (ионизационная и тепловая волна). Система уравнений. Будем считать, что рассматриваемый импульсный разряд имеет цилиндрическую симметрию, его плазма является изотермической, а оболочка разряда – тонкой. Тогда, исходя из вышеизложенного механизма расширения разряда, из законов сохранения массы и энергии на фронте тепловой волны (для оболочки разряда) получим следующее уравнение:

$$S 2\pi R dt - \chi_e \nabla_r T 2\pi R dt = \left(\varepsilon_C + \frac{p}{\rho_C}\right) \rho_c 2\pi R dR, \qquad (2)$$

где $S = \sigma_0 T_c^4 -$ поток излучения с боковой поверхности разрядного канала, излучающего как черное тело с температурой T_C , σ_0 – постоянная Стефана–Больцмана, $\chi_e \nabla_r T$ – поток тепловой энергии, отводимой электронной теплопроводностью плазмы через боковую поверхность разрядного канала в оболочку разряда, $\nabla_r T$ – радиальный градиент температуры в оболочке разряда, χ_e – эффективный коэффициент электронной теплопроводности, $\rho_c 2\pi R dR$ – масса газа, вовлекаемого в разряд единичной длины, через его оболочки за время dt, ρ_C – плотность плазмы в разрядном канале, ε_c и p – удельная внутренняя энергия и давление плазмы разрядного канала. Согласно [25], величины χ_e , ε_c и p равны:

$$\chi_e = \xi(Z) \frac{k(kT_e)^{5/2}}{\sqrt{m_e} Z e^4 \ln \Lambda},$$
(3)

$$\varepsilon_{C} = \frac{3}{2} \frac{p}{\rho_{C}} + \sum_{m} \alpha_{m} \left(I_{1} + I_{2} + \dots + I_{m} \right) \frac{1}{m_{a}} \quad \text{M} \quad p = (1 + \alpha_{e}) n_{C} k T_{C}, \qquad (4)$$

где Z- заряд иона, m_e и e – масса и заряд электрона, T_e – температура электронов ($T_e = T_C$), $\ln \lambda$ – кулоновский логарифм, $\xi(Z)$ – число, слабо зависящее от Z ($\xi(1)=0.95$; $\xi(2)=1.5$), $Q_m = I_1 + I_2 + ... + I_m$ – энергия, необходимая для отрыва от атома m электронов ($I_0 = 0$), m_a – масса атома, $\alpha_e = n_e / n_C$ – степень ионизации плазмы разрядного канала, n_e – концентрация электронов, n_C – концентрация исходных атомов в разрядном канале, $\alpha_m = n_m / n_C$ – доля m-кратно ионизованных атомов, n_m – концентрация m-кратно ионизованных атомов, m_m – концентрация m-кратно ионизованных атомов, m_m – концентрация m-кратно ионизованных атомов, m_m – концентрация m-кратно ионизованных атомов в различной кратности ионизации n_m связаны между собой условием сохранения числа атомов

$$\sum_{m} n_m = n_C, \qquad \sum_{m} \alpha_m = 1 \tag{5}$$

и сохранения числа зарядов

$$\sum_{m} m n_{m} = n_{e}, \qquad \sum_{m} m \alpha_{m} = \alpha_{e}. \qquad (6)$$

Уравнение (2) является законом сохранения энергии для оболочки мощного импульсного электрического разряда в газе высокого давления. Он гласит: суммарная энергия, отводимая с боковой поверхности $2\pi R$ ци-

линдрического разрядного канала единичной длины излучением и электронной теплопроводностью, расходуется на ионизацию, нагрев и сжатие вовлекаемого в разряд газа при расширении канала на величину dR за время dt. Другими словами, выходящая из поверхности разрядного канала энергия излучения и отводимая от него электронной теплопроводностью тепловая энергия возвращаются обратно в канал в виде внутренней энергии ионизованного газа и работы сжатия вовлекаемого в разряд газа.

Из экспериментальных данных [4,10,13,26] следует, что при достижении предельной температуры рассматриваемого разряда атомы в разрядном канале практически ионизованы двукратно (Z = 2). В этом случае из (3), (5) и (6) следует, что

$$\xi(2) = 3/2, \ \alpha_e \approx 2, \ \alpha_I = 1, \ \alpha_2 = 1,$$
 (7)

так как $\alpha_1 + \alpha_2 = 2$. С учётом (7) из (4) для удельной энтальпии $\left(\varepsilon_c + \frac{p}{\rho_c}\right)$ и

давления р плазмы разрядного канала получим следующие выражения:

$$\left(\varepsilon_{C} + \frac{p}{\rho_{C}}\right) = \frac{5}{2} \frac{p}{\rho_{C}} + \frac{I_{1} + I_{2}}{m_{a}} \quad \mathbf{M} \quad p = 3n_{C} k T_{C}.$$

$$\tag{8}$$

В работе [21] для начальной стадии развития такого разряда из энергетического баланса разрядного канала получено уравнение для его радиуса с учётом затрат на ионизацию вовлекаемого в разряд газа, джоулевого нагрева плазмы, энергии магнитного поля разряда и его работы, совершаемой против давления окружающего газа. Из этого уравнения получена следующая формула для начальной скорости расширения разрядного канала:

$$V_{in} = \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{B_0}{2A_0} \left(\sqrt{1 + 2\Xi} - 1\right)},$$
(9)

которая согласуется с экспериментальными данными работ [12,14,21,27-29].

Таким образом, в уравнениях (2) и (8) становятся известными скорость расширения dR/dt и давление *p*, так как вследствие лучистой теплопроводности в разряде давление плазмы *p* по сечению разряда однородно, должно совпадать с давлением газа p_{SW} за фронтом ударной волны (УВ), и согласно [21], оно для сильной УВ равно:

$$p = p_{SW} = \frac{\gamma_0 + 1}{2} \rho_0 \left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2.$$
 (10)

Используя (3) и (8), из уравнения (2) получим следующее уравнение для температуры T_C :

$$\sigma_0 T_C^5 + \frac{3k^{7/2} \nabla_r T}{4\sqrt{m_e} e^4 \ln \Lambda} T_C^{7/2} = \frac{5}{2} p \left(\frac{dR}{dt}\right) + \frac{(I_1 + I_2)}{3k} p \left(\frac{dR}{dt}\right).$$
(11)

В этом уравнении величина градиента температуры $\nabla_r T$ определяется из эксперимента. Умножая уравнение (11) на величину $\frac{k^5}{\sigma_0 (I_1 + I_2)^5}$ и используя соотношение (10), приведём его к следующему безразмерному виду относительно функции $x = \left(\frac{kT_c}{I_1 + I_2}\right)$:

$$x^{5} - ax^{\frac{7}{2}} - \frac{5}{2}bx - \frac{1}{3}b = 0, \qquad (12)$$

где $a = \frac{3\nabla_r T k^5}{4\sigma_0 \sqrt{m_e} e^4 \ln \Lambda (I_e + I_o)^{\frac{3}{2}}}, \quad b = \frac{k^4 (\gamma_0 + 1)\rho_0}{2\sigma_0 (I_1 + I_o)^4} \left[\frac{B_0}{2A_0} (\sqrt{1 + 2\Xi} - 1) \right]^{3/2}, \ \nabla_r T < 0.$

То есть, температура разрядного канала определяется начальными интегральными характеристиками импульсного разряда и газа – обобщённой переменной (безразмерным комплексом) Ξ . Из этого уравнения следует, что при $\Xi >> 1$ зависимость температуры разрядного канала от начальных характеристик импульсного разряда и газа слабая. Уравнение (12) решалось численно для газов, приведенных в таблице. На рис.1 приведены численные решения уравнения (12) (зависимость $x = f(\Xi)$) для разрядов в ксеноне, криптоне, аргоне, неоне, гелии, воздухе и азоте. Видно, что для мощных разрядов в указанных газах при выполнении условия $\Xi \ge \Xi_{LIM}$ они имеют практически одинаковую относительную температуру $x = \left(\frac{kT_C}{I_1 + I_2}\right) \approx$

0,074, что совпадает с универсальной зависимостью (1), установленной нами экспериментально в работе [17].



Рис.1. Зависимость относительной температуры разрядного канала импульсного сильноточного электрического разряда в плотном газе от его обобщенной переменной Ξ .

2. Предельная яркость излучения разрядного канала ИСЭР в плотном газе. Определим связь между яркостью излучения $B_R(t)$ рассматриваемого разряда и его температурой T_c . Такая связь была установлена экспериментально в работе [13] для случая, когда импульсный разряд в плотном газе излучает как черное тело. Анализ опытных данных показывает [1-14], что ИСЭР при давлении порядка атмосферного и выше излучает как черное тело при значении обобщенной переменной такого разряда $\Xi > 0,1$. Согласно данным работы [18], значения обобщенной переменной Ξ для мощных расширяющихся разрядов ($F=U_0/L_k \sim 10^9 \div 10^{12}$ A/c) не превосходит 30÷40. Для большинства существующих опытных данных таких разрядов неравенство $\Xi > 0,1$ выполняется.

В случае импульсного расширяющегося разряда, излучающего как чёрное тело, авторы монографии [13], пользуясь формулой Планка и кривой относительной спектральной световой эффективности, экспериментально показали, что в интервале температур (2÷7)·10⁴ К яркость излучения такого импульсного разряда достаточно точно описывается следующим выражением:

$$B = 5.9 \cdot 10^{-3} (T - 8300) \ \Gamma \kappa \mu/m^2.$$
 (13)

С учётом (1) и (13) при $\Xi \ge \Xi_{\text{LIM}}$ для предельной яркости излучения такого разряда B_{LIM} получим следующую формулу:

$$B_{LIM} = 5,9 \cdot 10^{-3} \left(0,074 \, \frac{I_1 + I_2}{k} - 8300 \right) \, \Gamma$$
кд/м². (14)

На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость предельной яркости B_{LIM} ИСЭР в газе от суммы первого и второго потенциалов ионизации атомов для следующих газов: Хе, Kr, Ar, Ne, He, азота N₂ и воздуха. Экспериментальные данные взяты из работ [10,13], в которых приведены основные результаты излучательных характеристик рассматриваемых разрядов различных исследователей [1-3,5-7]. Из них следует, что чем больше сумма потенциалов ионизации атомов (I_1+I_2), тем больше предельная яркость излучения B_{LIM} рассматриваемых разрядов. Так, например, яркость излучения B_{LIM} максимальна для разряда в гелии, у которого сумма I_1+I_2 максимальна и равна 79 эВ. На этом же рисунке приведена прямая, построенная по формуле (14), и которая в пределах ошибки измерения хорошо согласуется экспериментальными данными.

Так как величину безразмерной обобщенной переменной рассматриваемого разряда Ξ можно варьировать путем изменения параметров разрядного контура и рабочего газа в разрядной камере (напряжения U_0 , индуктивности L_K , длины разрядного промежутка l_0 и давления рабочего газа p_0), то для заданного газа условие

$$\Xi \ge \Xi_{LIM(Gas)} \tag{15}$$

можно называть условием достижения насыщения яркости излучения ИСЭР в плотном газе. Причём, согласно решению уравнения (12), чем меньше сумма первого и второго потенциалов ионизации атомов газа (I_1+I_2) , тем меньше $\Xi_{LIM(Gas)}$. Поскольку величина (I_1+I_2) меньше для тяжёлых инертных газов (Xe, Kr), то для разрядов в таких газах предельная яркость B_{LIM} достигается при меньшей погонной вводимой в разряд мощности, что согласуется с экспериментальными данными [1-8,10,13].



Рис.2. Зависимость предельной яркости излучения импульсного сильноточного электрического разряда в плотном газе (при давлении порядка атмосферного и выше) от суммы первого I_1 и второго I_2 потенциалов ионизации атомов рабочего газа (Xe, Kr, Ar, Ne, He, воздуха и N₂). Экспериментальные данные взяты из работ [12,,26,45]. Прямая построена по формуле (3.47).

При выбранном газе условие (15) для заданных параметров разряда (p_0 , C, L_K , l_0) может предсказать, при каком напряжении (U_0)_{LIM} достигается насыщение яркости искрового разряда. Это условие проверим для условия работы [11], в которой экспериментально исследовалась яркость наносекундного искрового разряда в гелии от параметров разряда и рабочего газа (от величины U_0 и p_0) при $l_0=0,65$ мм и емкости конденсатора C=3,7 нФ. Показано, что чем больше давление рабочего газа p_0 такого разряда, тем при больших значениях зарядного напряжения U_0 достигается насыщение его яркости излучения. Так, при давлении гелия $p_0=3,6\cdot10^6$ Па для рассматриваемого разряда насыщение его яркости излучения достигается, когда напряжение $U_0=4,6$ кВ, а для давления гелия $p_0=4\cdot10^6$ Па – при $U_0=5,0$ кВ. Такую закономерность можно объяснить на основе условия (5). Действительно, из (5) определим значение напряжения (U_0)_{LIM}, при котором достигается насыщение яркости излучения разряда для заданных начальных параметров разряда F, θ_0 , γ_0 l_0 и p_0

$$(U_0)_{\text{LIM}} \ge \left(\frac{l_0 c_0^2 p_0 \Xi_{LIM(Gas)}}{F A_0 \gamma_0} \left(\frac{I_{eff}}{\theta_0} \right)^2 \right)$$
(16)

Из (16) следует, что при заданных начальных параметрах разряда чем больше давление p_0 и потенциалы ионизации рабочего газа, тем при больших значениях зарядного напряжения U_0 достигается эффект насыщения яркости разряда. Из (16) определялось значение напряжения $(U_0)_{\text{LIM}}$ для условий работы [11]. Так, согласно (16), при давлении гелия $p_0=3,6\cdot10^6$ Па $(U_0)_{\text{LIM}}\approx4,3$ кВ, а при $p_0=4\cdot10^6$ Па $-U_0=4,8$ кВ, что практически не отличается от экспериментальных данных.

Итак, зависимость яркости излучения импульсных сильноточных электрических разрядов в плотном газе от их начальных параметров, условие достижения насыщения их яркостей излучения, полученные на основе решения уравнения (12) для их температуры, в пределах ошибок измерения согласуются с экспериментальными данными как для разрядов микросекундной, так и для разрядов наносекундной длительностей.

Литература

[1] G. Glaser. Optik, 7. 33 (1950).

[2] G. Glaser. Naturforsch, 6a. 706 (1951).

[3] К.С. Вульфсон, И.Ш. Либин, Ф.А. Черная. Изв. АН СССР, сер.физическая, **19.** 61 (1955).

[4] М.П. Ванюков, А.А. Мак. ДАН СССР **123**. № 6. 1022 (1958).

[5] Ф.А. Черная. Оптика и спектроскопия 4. № 6. 725 (1958).

[6] М П. Ванюков, А.А. Мак. УФН 66. № 2. 301 (1958).

[7] М.П. Ванюков, А.А. Мак, А.И. Садыков. ДАН СССР **135**. № 3. 557 (1960).

[8] H. Fisher, W. Schwanzer, Applied Optics 8, 697 (1969).

[9] Н.Г. Басов, Б.Л. Борович, В.С. Зуев и др., ЖТФ **38**, 2079 (1968).

[10] В.П. Кирсанов. Предельные характеристики газоразрядных импульсных источников света. Диссертация на соиск. уч. степ. к.т.н М.: (ФИАН СССР, 1970).

[11] К. Фольрат, Искровые источники и высокочастотная искровая кинематография В сб.: *Физика быстропротекающих процессов*, Т.1 (Мир, М., 1971), с. 98.

[12] А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе, Физика сильноточных электроразрядных источников света. (Атомиздат, М., 1976).

[13] И.С. Маршак, А.С. Двойников, В.П. Кирсанов и др., Импульсные источники света, под ред. И.С. Маршака, (Энергия, М., 1978).

[14]] Б.Л. Борович, В.Б. Розанов, В.С. Зуев и др., Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой, В сб.: Итоги науки и техники, Сер. Радиотехника, (ВИНИТИ, Москва, 1978), с.79.

[15] А.С. Камруков, Н.П. Козлов, Ю.С. Протасов. Плазмодинамические источники излучения высокой спектральной яркости. В кн.: «Радиационная плазмодинамика». Т.1. М.: (Энергоатомиздат, М., 1991), с. 10.

[16] У. Юсупалиев. Краткие сообщения по физике, № 8. 33 (2009).

[17] У. Юсупалиев. Краткие сообщения по физике, № 9. 28. (2007).

[18] С.И. Брагинский. ЖЭТФ 34. 1548 (1958).

[19] Ю.К. Бобров, В.В. Вихрев, И.И. Федотов. Физика плазмы, **14**. № 10. 1222 (1988).

[20] С.Н. Колгатин. ЖТФ 65. № 7. 10 (1995).

[21] У. Юсупалиев. Краткие сообщения по физике, № 8. 44 (2009).

[22] Б.М. Смирнов, Возбужденные атомы (Энергоатомиздат, М., 1982).

[23] Л.М., Биберман, В.С. Воробьев, И.Т Якубов, Кинетика неравновесной низкотемпера-турной плазмы (Наука, М., 1982).

[24] Ю.К. Бобров, ЖТФ 44, 2340 (1974).

[25] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений (Наука, М., 1966).

[26] Долгов Г.Г., Мандельштам С.Л. ЖЭТФ, 24, № 6, 691 (1953).

[27] К.С. Вульфсон, И.Ш. Либин, ЖЭТФ 21, 510 (1951).

[28] Н.М. Гегечкори, ЖЭТФ 21, 493 (1951).

[29] Н.Г. Басов, Б.Л. Борович, В.Б. Розанов, В.С. Зуев и др., ЖТФ **40**, 516 (1970).

Подсекция:

ФИЗИКА

КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

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

НЕМОНОТОННОЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ ИНДИЯ В ФОЛЬГАХ СПЛАВА Pd-In-Ru-H В ПРОЦЕССЕ РЕЛАКСАЦИИ

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

Известно, что металлы, формирующие гидридные соединения, обладают высоким уровнем сродства с водородом и способны его накапливать в больших количествах. Среди общего класса металлических гидридов особое внимание исследователей уделено изучению свойств систем на основе палладия. Хорошо известно, что палладий обладает способностью легко диссоциировать водород, накапливать его с большой плотностью на единицу объёма при высокой степени его растворимости [1]. Однако существуют серьёзные недостатки для практического применения Pd-H системы как при катализе в реакциях гидрогенизации, так и при хранении водорода внутри кристаллического объёма. Взаимодействие водорода с атомами палладия приводит к нежелательным изменениям атомной структуры как внутри объёма, так и на поверхности, что отражается на прочности материала в технологических циклах внедрения и извлечения водорода. Ситуация осложняется тем, что гидрогенизация металла приводит к появлению в системе аномально большого количества дефектов (вакансий) [2-3].

Взаимодействие водорода с металлами и дефектами лежит в основе термодинамической стабильности, кинетических процессов (процессы адсорбции, абсорбции и десорбции водорода), изменении морфологии поверхностей и структурной эволюции (изменение кристаллической структуры, фазовые переходы, образование дислокаций, вакансий, сложных дефектных комплексов и пр.). Тем не менее, задача изучения свойств интерметаллических соединений и их изменений под воздействием водорода полностью не решена.

С этой целью в работе методом прецезионной рентгеновской дифрактометрии исследована фольга сплава Pd-6вес.%In-0,5вес.%Ru. Выбор фольги данного состава связан с тем, что в промышленности широко стали использовать мембраны из данного состава для разделения смесей хлорсиланов с водородом, что обеспечивает возможность реализации безотходной, технологически замкнутой схемы получения высокочистого кремния, который широко используется в микроэлектронике и в солнечной энергетике [4]. Кроме того, с точки зрения водородной проницаемости сплавы системы *Pd-In-Ru*, могут поглощать водород в некотором интервале концентраций индия в 2-3 раза выше, чем сплавы системы *Pd-Ag* и B_1 , которые используются в настоящее время для получения особочистого водорода [7]. Тем не менее, данные об изучении структурных характеристик сплавов *Pd-In-Ru* и *Pd-In-Ru-H* в литереатуре отсутствуют.

Фольга, толщиной 50 мкм, была получена методом электродугового сплавления и холодной прокаткой заготовок на четырехвалковом прокатном стане с промежуточными вакуумными отжигами (при температуре 900° C в течение 1 ч). Изготовление 50 мкм фольги осуществлялось за двадцать проходов. Образец был в деформированном состоянии, так как после изготовления он не отжигался. Исследуемый образец электролитически насыщался водородом. В качестве электролита использовался 4% водный раствор соли NaF; вторым электродом служила пластина платины. Гидрирование фольги проходило при плотности тока j=10mA/см² в течение 0.5ч. После насыщения образец хранился в нормальных условиях.

Рентгеновская дифракционная картина фиксировалась с помощью дифрактометра ДРОН-УМ2 с использованием монохроматизированного Си- $K_{\alpha 1}$ -излучения. Изменения проводились для дифракционных линий (111), (200), (220) и (311) (222) и (400), по которым рассчитывались период решетки исследуемой фольги для разных времен релаксации, количество водорода, растворенного в матрице сплава и концентрация атомов индия (используя зависимость Вегарда). Гидрирование привело к образованию богатой водородом β -фазы, концентрация которой со стороны насыщения составила 90÷98%, а с противоположной стороны – 60÷90% в зависимости от OKP.

Проведенные исследования показали, что в результате 500 ч релаксации после гидрирования фольги концентрация индия в ней повышается с обеих сторон образца. Так в слое толщиной в 3 мм со стороны насыщения концентрация индия составляет 6.5ат.%, что на 1.2 ат.% больше, чем в исходном состоянии, а с противоположной стороны – 6.8 ат.%, что на 1.8 ат.% больше, чем в исходном состоянии. Установлено, что перераспределение 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.

В процессе релаксации со стороны насыщения процесс перераспределения индия, начиная с 75 ч, идет в одном направлении: из глубины образца к поверхности. С противоположной стороны движение индия на некоторых участках идет вглубь образца, а не к его поверхности. Процесс движения индия к поверхности образца явно замедляется с увеличением времени.

На 500 ч 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 составляеь 0.3ат%, тогда как со стороны, противоположной насыщению, она составляет 0.5ат.%In.

Проведенные исследования показали, что процесс релаксации сплава Pd-In-Ru-H состоит из двух стадий. На первой стадии богатая водородом βфаза поглощает водород, на второй стадии – она его теряет. При малых временах релаксации (первая стадия) β- фаза поглощает «свободный» водород, который после насыщения находится в границах ОКР и при релаксации выходит из образца. На этой стадии содержание водорода в β-фазе максимально в приповерхностном слое и это приводит к уменьшению концентрации индия в этом слое. Поскольку процесс выхода водорода через поверхность идет достаточно быстро, то уже к 25 ч релаксации его количество во второй половине полного слоя составляет 0.32. Достигнутое состояние сохраняется в течение последующих 50 ч. Затем (вторая стадия) водород начинает уходить из β -фазы. Определить факт выхода водорода из β - фазы еще до начала процесса $\beta \rightarrow \alpha$ превращения не представляется возможным, поскольку скорость этого превращения мала (за последние 200÷250 ч проведения эксперимента концентрация *β*- фазы уменьшилась всего на 10%). Однако с уверенностью можно сказать, что процесс ухода водорода из этой фазы не прекращается и тогда, когда появляется «свободный» водород в областях α -фазы (явно идет процесс $\beta \rightarrow \alpha$ превращения). Этот «свободный» водород в основном уходит из образца, однако, часть его поглощается *H-D-M-V*- комплексами α-фазы, что приводит к росту в ней величины упругих напряжений, которые мы наблюдали.

Длительная релаксация сплава Pd-In-Ru приводит к тому, что концентрация индия как в богатой водородом β - фазе, так и в бедной водородом α - фазе, повышается до (6.2÷6.7) ат.%.

Таким образом, наблюдаемые в эксперименте изменения структурного состояния сплава Pd-In-Ru будут существенно влиять на его эксплуатационные характеристики, поскольку концентрация атомов индия существенно меняется по глубине образца после гидрирования в процессе релаксации и эти изменения носят немонотонный характер.

Литература

1. Jamieson H.C., Weatherly G.C., Manchester F.D. // J. Less. Com. Met. 1976. 50. P.85.

2. Fukai Y., Okuma N. // Phys. Rev. Lett. 1994. 73. P.1640.

3. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Олемской А.И., Ревкевич Г.П. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2002. №7. С.34.

4. *Бурханов Г.С., Н.Б. Горина, Н.Б. Кольчугина, Рошан Н.Р.* Рос. Хим. Журнал (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева) 2006. L, №4. С.36.

ДВОЙНИКОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА И ЭФФЕКТ ПАМЯ-ТИ ФОРМЫ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

Физик Птицын А.Г., профессор Хунджуа А.Г.

Создание новых материалов с эффектами памяти формы является одной из важнейших задач современного материаловедения, причём речь идёт о дешевых материалах, технология получения которых надежна и проста. Таковыми, несомненно, могли бы стать сплавы на основе железа, которым присущи мартенситные превращения, лежащие в основе механизма эффекта памяти, однако, как показано в настоящей работе на пути создания сплавов с памятью на основе железа лежат препятствия кристаллографического характера.

Необходимо заметить, что эффект памяти формы наблюдался в марганцевых сталях Fe-Mn-Si, но в них механизм памяти иной - он не связан с деформацией кристаллов мартенсита, их двойникованием и образованием самоаккомодационных комплексов, а обусловлен формированием гексагонального *є*-мартенсита при деформации *γ* - аустенита. Частичное восстановление формы происходит при последующем обратном превращении ε $\rightarrow \gamma$ в процессе нагрева. Обратимость мартенситного превращения $\gamma \rightarrow \alpha'$, термоупругость и эффекты памяти формы были обнаружены и в сплаве Fe-*Co-Ni-Ti*, содержащем мелкодисперсные частицы соединения (*CoNi*)₃*Ti*, сформированные в процессе отжига при 550 °С. Но и в этом случае эффект памяти не связан с двойникованием и образованием самоаккомодационных комплексов мартенситных кристаллов, а обязан своим существованием системе дисперсных частиц, способствующих накоплению упругой энергии в кристаллах мартенсита. В силу ряда причин в основном кристаллографического характера не удается реализовать эффект памяти формы, связанный с мартенситным превращением $\gamma \rightarrow \alpha$, имеющем место как в чистом железе, так и в твёрдых растворах на его основе.

Твёрдые растворы на основе железа относятся к неупорядоченным, в которых кристаллографическую обратимость связывают с наследованием дислокаций при мартенситном превращении и с возможностью формирования самоаккомадационных комплексов мартенситных кристаллов, в которых кристаллографически эквивалентные варианты ориентировки попарно связаны операцией двойниковая. Деформация формы, усредненная по самоаккомодационному комплексу, описывается почти единичной матрицей, т.е. компенсация формоизменения и минимизация упругой энергии происходит не только на уровне зерна поликристалла, но и на микроуровне самоаккомодационного комплекса мартенситных кристаллов.

Двойникование переводит один вариант ориентационного соотношения в кристаллографически эквивалентный ему, если плоскость двойникования мартенситного кристалла параллельна одной из плоскостей симметрии
решетки аустенита (в большинстве случаев аустенит имеет кубическую решетку, плоскостями симметрии которой являются девять плоскостей типа {100} и {110}). Математически это условие сводится к матричному уравнению $\hat{S}_i \hat{A} = \hat{A} \hat{D}_{UVW}$, где \hat{S}_i - оператор симметрии решетки аустенита, \hat{D}_{UVW} - оператор двойникования решетки мартенсита по плоскости (U, V, W). Исследование возможности формирования самоаккомодационных комплексов сводится к нахождению индексов плоскостей решетки мартенсита, параллельных плоскостям симметрии кубической решетки аустенита, и анализу правдоподобности двойникования по этим плоскостям.

В предыдущей нашей работе было показано, что ориентационные соотношения Курдюмова-Закса, Бейна, Нишиямы, описывающие мартенситное превращение $\gamma \rightarrow \alpha$ в сплавах на основе железа, не совместимы с условиями самоаккомодации мартенситных кристаллов. Поэтому интересено при каком ориентационном соотношении между *ГЦК* и *ОЦК* решетками для самоаккомодации нет препятствий геометрического плана (тем более, что перечисленные выше ориентационные соотношения, как и соотношение Трояно-Гренингена выполняются лишь приблизительно).

Построение такого гипотетического ориентационного соотношения сводится к решению всё того же матричного уравнения

$$\hat{S}_i \hat{A} = \hat{A} \hat{D}, \qquad (1)$$

из которого можно попытаться найти матрицу ориентационного соотношения \hat{A} , выбрав предварительно плоскость двойникования, и перебрав операторы \hat{S}_i .

Двойникования в сплавах с *ОЦК* структурой всегда происходит по плоскостям {112}. Оператор двойникования по плоскости (112) имеет вид:

	-2	1	2	
$\hat{D}_{112} = \frac{1}{3}$	1	-2	2.	
5	2	2	1	

Для этого оператора двойникования и операторов симметрии найдём решения матричного уравнения (1), одного из простейших матричных уравнений, алгоритм решения которых известен. В общем случае имеется бесконечное множество решений, но учёт дополнительных условий, накладываемых на элементы матрицы \hat{A} (столбцы матрицы представляют собой проекции базисных векторов решетки мартенсита на базисные векторы решетки аустенита, строки с точностью до общего множителя - проекции базисных векторов решетки аустенита на базисные векторы решетки мартенсита; поскольку решетки γ - и α -фаз кубические, то столбы матрицы \hat{A} должны быть ортогональны друг другу и иметь одинаковые суммы квадратов; то же самое должно выполняться и для строк), ограничивает число решений. В результате матричному уравнению (1) удовлетворяют 2 матрицы

$$\hat{A}_{1} = \cdot \begin{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{2}{\sqrt{6}} \\ \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{-1}{\sqrt{3}} \end{vmatrix}, \qquad \hat{A}_{2} = \begin{vmatrix} \frac{-\sqrt{3} - \sqrt{6}}{6} & \frac{-\sqrt{3} - \sqrt{6}}{6} & \frac{-2\sqrt{3} + \sqrt{6}}{6} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{-\sqrt{2}}{2} & 0 \\ \frac{\sqrt{3} - \sqrt{6}}{6} & \frac{\sqrt{3} - \sqrt{6}}{6} & \frac{2\sqrt{3} + \sqrt{6}}{6} \end{vmatrix}$$
(2)

(и их произведения вида $\hat{S}_i \hat{A}$). Эти матрицы описывают два ориентационных соотношения между решетками α - мартенсита и γ - аустенита:

$$\{100\}\langle 010 \rangle_{\gamma} || \{112\}\langle 1\overline{1}0 \rangle_{\alpha}, \qquad \{\overline{1}01\}\langle 010 \rangle_{\gamma} || \{112\}\langle \overline{1}10 \rangle_{\alpha} \tag{3}$$

Полученные ориентационные соотношения безусловно допускают самоаккомодацию кристаллов мартенсита, т.к. они предполагают параллельность плоскости двойникования мартенсита (112) плоскостям симметрии аустенита типа $\{110\}_{\gamma}$, однако их осуществление в конкретных сплавах маловероятно, т.к. они принципиально отличаются от ориентаций, реализуемых в сплавах на основе железа. Расчёт показал, что переход от ориентаций (3) к ориентациям Курдюмова-Закса или Нишиямы требует поворотов на углы в десятки градусов.

Таким образом, для кубического α -мартенсита в сплавах на основе железа самоаккомодация кристаллов мартенсита невозможна; остается еще открытым вопрос о самоаккомодации тетрагонального мартенсита (для него возможно двойникование по другим плоскостям типа {011}), но решить его в общем виде значительно труднее.

МАГНИТНЫЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ Ni-Mn-In

Аспирант Казаков А.П., профессор Прудников В.Н., профессор Грановский А.Б., ст.преподаватель Прудникова М.В., науч. сотр. Дубенко И.С. (Университет Южного Иллинойса), науч. сотр. Али Н. (Университет Южного Иллинойса)

В настоящее время все большее внимание уделяется исследованию новых магнитных материалов, которые с успехом применяются в качестве рабочего тела в магнитных холодильниках. Магнитное охлаждение является экологически безопасным и экономически выгодным методом охлаждения [1]. В основе магнитного охлаждения лежит тот факт, что в процессе медленного изменения магнитного поля общая энтропия вещества сохраняется и перераспределяется между различными подсистемами (магнитной и кристаллической решеткой). Этот эффект изменения температуры называется магнитокалорическим эффектом (МКЭ).

Величина МКЭ прямо пропорциональна производной намагниченности по температуре [2]. Большие изменения намагниченности с температурой происходят, как правило, вблизи фазовых переходов из магнитоупорядоченного в неупорядоченное состояние, поэтому вблизи температур, при которых происходят фазовые переходы, следует ожидать высоких значений МКЭ.

Одним из перспективных материалов для магнитного охлаждения являются сплавы Гейслера [3]. Данные сплавы представляют собой тройные интерметаллические соединения с формулами X_2YZ или XYZ. Данные сплавы, при определенной стехиометрии, обладают последовательностью фазовых переходов 1-го и 2-го рода вблизи комнатной температуры. Структурный фазовый переход 1-го рода называется мартенситным, при этом низкотемпературная фаза называется мартенсит, а высокотемпературная – аустенит. Опубликованные в литературе данные по изменению магнитной энтропии в сплавах Гейслера Ni-Mn-Z (Z = Ga, In, Sn) [4] позволяют рассматривать их как кандидата для использования в качестве рабочего тела в "магнитных" холодильниках ввиду их дешевизны и отсутствия токсичных свойств. Учитывая актуальность поиска перспективных материалов, в данной работе были исследованы сплавы Гейслера Ni-Mn-In-Z (Z = In, Al, Ge), полученные путем изменения концентрации и замещения индия на небольшие количества элемента Z в соединении Ni₅₀Mn₃₅In₁₅. Для



Рис. 1. Рентгенограммы образцов сплавов Гейслера $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$, $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Al$ и $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Ge$

исследований было изготовлено 3 образца: Ni₅₀Mn₃₅In₁₅, Ni₅₀Mn₃₅In₁₄Al И $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Ge$. Исследование кристаллической структуры полученных образцов проводилось вблизи комнатной температуры (300 К) методом дифракции рентгеновских лучей. Результаты приведены на рис. 1. Для образ- $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$ цов И $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Al$ наблюдается неоднородная структура, которая может быть описана как смесь кубической аустенитной и низкосимметричной мартенситной фаз. Кристаллическая структура соединения Ni₅₀Mn₃₅In₁₄Ge может быть идентифицирована как орторомбичесая при комнатной температуре.

Магнитные свойства полученных образцов измерялись на вибрационном магнитометре фирмы LakeShore. МКЭ измерялся прямым методом на автоматизированной установке MagEq MMS 801.



Рис. 2. Зависимость намагниченности от температуры для сплава $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$ в магнитном поле 300 Э(*a*) и зависимости МКЭ от температуры для сплавов $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$, $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}AI$ и $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Ge$ при изменении магнитного поля на 10 кЭ (δ).

Были получены зависимости намагниченности от температуры в "слабых" магнитных полях 100-300 Э и "сильных" магнитных полях 15 кЭ, измеренные в режимах ZFC (zero-field-cooled) и FC (field-cooled). На рис. 2 приведена, в качестве примера, зависимость намагниченности от температуры для сплава Ni₅₀Mn₃₅In₁₅ в поле 300 Э. На графике можно заметить несовпадение кривых ZFC и FC, измеренных в слабых полях, в области низких температур и следующий затем переход в состояние с нулевой спонтанной намагниченностью, характеризующийся падением намагниченности до практически нулевого значения. Вблизи комнатной температуры наблюдается резкий рост намагниченности и переход в парамагнитное состояние при дальнейшем повышении температуры. Резкий рост намагниченности вблизи комнатной температуры обусловлен структурным переходом 1-го рода. При измерениях петель гистерезиса в области низких температур (при T = 80 K) был замечен обменный сдвиг, который составил 100-150 Э при охлаждении в магнитном поле 15 кЭ.

МКЭ в данных сплавах был измерен в диапазоне температур от 250 до 350 К, т.к. в этой области температур наблюдаются фазовые переходы в исследованных сплавах. В качестве примера на рис. 2 изображены зависимости МКЭ от температуры для 3-х сплавов при изменении поля на 10 кЭ. В результате исследования МКЭ в сплавах $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$, $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}A1$ и $Ni_{50}Mn_{35}In_{14}Ge$ прямым методом (адиабатическое изменение температуры)

показано, что вблизи фазового перехода 1-го рода МКЭ имеет отрицательный знак, около фазового перехода 2-го рода МКЭ имеет положительный знак. Обнаружены значительные изменения температуры $\Delta T \sim 1,5 \div 2$ К в области фазовых переходов 1-го и 2-го рода, что позволяет рекомендовать указанные материалы для использования в качестве рабочего тела в магнитных холодильных устройствах. Результаты работы показывают, что допирование сплавов Гейслера четвертым элементом позволяет изменять как характерные температуры фазовых переходов, так и магнитные свойства и интервал температур, при котором достигается значительный МКЭ.

Литература

1. A. Kitanovski, M. Diebold, D. Vuarnoz et al. Final report for the Swiss Federal Office of Energy, project No. 101776/152191: 1-42. (2008)

2. A.M. Tishin, Y.I. Spichkin. The magnetocaloric effect and its applications. Inst. Of Physics Publishing, Bristol, Phyladelphia (2003)

3. K.A.J. Gschneidner, V.K. Pecharsky. Recent developments in magnetocaloric materials // Rep. Prog. Phys. 2005. Vol. 68. P. 1479–1539.

4. I. Dubenko, M. Khan, A. K. Pathak et al. Magnetocaloric effects in Ni–Mn–X based Heusler alloys with X = Ga, Sb, In / // JMMM. 2009. Vol. 321. P. 754-757.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕХНОЛОГИЙ АТОМАРНЫХ ВЗРЫВОВ

Профессор *Кузьмин Р.Н.*, студентка *Макарова А.П.*, профессор *Мискинова Н.А.*, вед.науч.сотр. *Швилкин Б.Н.*

Экспериментальное исследование взрывов металлических проволочек в атмосфере лаборатории приводят к появлению газо-плазменных тороидальных образований [1-6]. Топология тора распространена в различных физических, химических, биологических и технологических процессах. Основные формы торовых колец в различных опытах одинаковы. Благодаря этому обстоятельству, многие считают, что возбуждение тороидальных пространственных форм ничего нового не содержит. Да, и многие исследователи фактически повторяют опыты, которые были выполнены знаменитым американским физиком Вудом. Вуд наблюдал тороидальные структуры при испускании возбужденных облаков газов, в том числе и при выделении их при химических реакциях. Образование вихревых структур происходило при ударном выталкивании газов через диафрагму из замкнутого объема. Новый вид электрического разряда [1] металлических проводников привел к устойчивому состоянию газо-плазменных торов и, помимо всего, значительно упростил методику их воспроизводства. Дальнейшими исследованиями нам удалось показать, что лабораторные эксперименты позволяют моделировать макроскопические физические явления, например, тороидальные структуры облаков, которые появляются над жерлами вулканов, а также атомные взрывы ядерных зарядов. Эти образования имеют несравненно большие размеры, чем торы, которые получаются при взрыве микронных проволочек и их существование длится значительно большее время. Наши тороидальные образования после взрыва проволочки поднимаются вверх при непрерывном увеличении диаметра тора. При этом обнаруживается непрерывное движение вещества вдоль горизонтальной оси кольца тора, а также в некоторых случаях по окружности сечения тора сразу после взрыва. На рис.1(a) приведено тороидальное кольцо над электродами [1-3] которое при увеличении высоты полета начинает проявлять динамические колебания перед распадом при взаимодействии с воздушной средой, рис.1(a).









С помощью выбора различных ракурсов киносъемки (рис.2) нами был установлен факт сохранения гиперболической зависимости диаметра тора от диаметра его сечения рис.3, что отвечает закону Клапейрона – Менделеева [5,8].

Устойчивость этого кольца во времени обязана наличию коррелированных зарядов электронов и позитронов, которые появляются в результате взрыва микронной проволочки в продуктах газо-плазменного кольца тора. Гипотеза сверхтекучести вещества внутри тора становится приемлемой для ее обоснования. С целью изучения физических параметров, были движению выполнены опыты по парных торных колец, последовательно запущенных с временным интервалом. Кольца двигались с разными скоростями, догоняя друг друга или вдоль общей оси или по параллельному пути. В

Рис.2

обоих случаях вещество колец смешивалось при различных скоростях движения.



Рис.3 Зависимость диаметра тора *D*от его толщины *T*.
 – экспериментальные данные, ■ – аппроксимация *D*~1/*T*

Результаты, как легко понять, были непохожими. Механика их движения и процессы разрушения были различны. Последовательно запущенные торы не приводят к их разрушению. В случае столкновения колец торов, двигающихся параллельно друг другу, происходит взаимодействие, приводящее к их разрушению из-за противоположной по направлению скорости движения. Этот процесс также подтверждает наличие, и затем, нарушение сверхтекучести. Гипотезу о наличии движения связанных зарядов внутри тора можно отождествить также с проявлением соразмерности дебаевского радиуса заряда с диаметром сечения кольца тора. Взаимодействие торов друг с другом является одной стороной описания процессов взаимодействия при взрывах проволочек и вообще проводников.

Другими, техническими, физико-химическими проявлениями экспериментов являются кратковременные импульсные пробои характерные для несамостоятельного дугового разряда, при котором температура может достигать 5000 градусов, что обуславливает применение взрыва проволочек для процессов сварки металла, прожигания отверстий и других тонких технологических задач. Например, практически не свариваемые высокоуглеродистые стали, как показано в докладе, могут соединяться друг с другом. При взаимодействии микро разряда с поверхностью образца появляются отверстия с распределенной по радиусу концентраций материала и электрода проволочки. Последнее направление может быть использовано для изучения диаграмм состояния. Возбудившие мир эксперименты по определению скоростей света и нейтрино между Женевой и Гран Сассо не возможно было обойти в докладе. Ранее в [7] была введена формула для определения скорости света. В этой же работе показана возможность появления излучения, аналогичного реликтовому. При этом использовалась аналогия между атомом и квазинейтральной плазмой.

Известно, что проблемы терминологии не просто создают языковые непонимания, но часто отражают не устоявшийся взгляд на физические явления и процессы. Достаточно одного примера - атомный или ядерный взрыв? Слово атом пугает обывателя. Правильно было бы отнести атомный взрыв к опытам, которые проводятся при сравнительно малых энергиях, подобных электрическим взрывам проволочек или воздействию лазерного излучения на микрообъемы вещества. Вероятно, может появиться путаница с недавно введенным термином - кулоновский взрыв. Ясно, что кулон ни как человек, ни как украшение – кулон, не взрываются. Взрываются заряды, представленные в кристаллах электронной жидкостью.

Литература

- 1. Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин «Способ получения вращающихся и перемещающихся в пространстве тороидальных структур из аэрозоли металла в атмосфере», патент на изобретение №2199751, 2001.
- 2. Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин «Дуга горела на столе», Химия и Жизнь. 2002г., с.22-23.
- 3. Р.Н.Кузьмин, Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин «Лабораторная шаровая молния»//Химическая физика, т.25, №3, с.90-93. Распад темной материи// Советский физик, №2, 2009.
- 4. Р.Н.Кузьмин, Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин, А.П.Макарова, В.В.Зубенко, И.В.Телегина, Э.И.Рау, Р.А.Сеннов «Электрический взрыв металлических проводников», Ломоносовские чтения, секция физика, сборник тезисов, докладов, с.65-68, апрель 2010.
- 5. Р.Н.Кузьмин, А.П.Макарова, Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин «Динамическая топология вакуумного конденсата», Ломоносовские чтения, секция физика, сборник тезисов, докладов, с.68-71, апрель 2010.
- 6. У.Юсупалиев «Определение коэффициента сопротивления плазменного тороидального вихря в воздухе», Физика плазмы, т.31, №6, с.543-559, 2005.
- 7. Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин «Проверка эмпирической формулы постоянной тонкой структуры», Известия вузов. Физика, №11, с.97-98, 2004.
- 8. А.П.Макарова «Обнаружение сверхтекучести в аэрогеле тора», Молодежная конференция Ломоносов 2011, секция физики твердого тела.

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМОПОДОБНЫХ СРЕДАХ

Профессор Кузьменков Л.С., физик Андреев П.А.

В последнее время в связи с развитием спинтроники (1), (2), (3) продолжает нарастать интерес к динамике магнитного момента в различных средах, в частности в плазмоподобных средах (4), (5). Значительное внимание уделяется влиянию магнитного момента на дисперсию волн в плазме (6), а именно дополнительным слагаемым возникающим в законе дисперсии $\omega = \omega(k)$. Однако, наряду с дополнительными слагаемыми в законе дисперсии известных волн, динамика магнитного момента приводит к существованию новых типов волн в замагниченной плазме (7), (8). Кроме того, в работах (9), (10) был предсказан эффект резонансного взаимодействия пучка нейтронов с замагниченной плазмой. Этот эффект приводит к неустойчивости в плазме и, как следствие, нарастанию амплитуды колебаний магнитного момента. Описанный эффект имеет место в следствии спин-спинового и спин-токового взаимодействий магнитных моментов пучка с магнитными моментами и токами в плазме.

Обычно, при исследовании волновых процессов в плазмоподобных средах используются методы физической кинетики или гидродинамики систем заряженных частиц, а именно система уравнений Власова-Максвела или соответствующие уравнения для моментов функции распределения. Эти уравнения являются следствиями классических уравнений динамики, уравнений Ньютона. Динамика собственного магнитного момента или спина частиц носит существенно квантовый характер. Поэтому для описания спиновых волн в плазмоподобных средах требуется использовать метод описания динамики многих квантовых частиц в трехмерном физическом пространстве. Обратим внимание читателя, что уравнение Шредингера определено в 3N мерном конфигурационном пространстве, где N число частиц в системе, тогда как эволюция волн происходит в трехмерном физическом пространстве. В связи с изложенным выше, мы, в нашей работе, используем метод квантовой гидродинамики (5), (11), впервые разработанный для систем многих взаимодействующих частиц с собственным магнитным моментом в работе (11).

Здесь мы немного остановимся на результатах, полученных в наших предыдущих работах. В работах (7) и (8) было показано, что динамика магнитного момента в квантовой замагниченной плазме приводит к существованию новых волновых мод. В частности, в работе (8), нами была показана возможность существования особых волн в плазме, распространение которых происходит за счет магнитного поля. При этом предполагалось, что электрическое поле, существующее в среде, не принимает участия в распространении волны. Такие волны мы называем самосогласованными спиновыми волнами (ССВ). В работе (8) нами был рассмотрен случай распространения волн параллельно внешнему магнитному полю. Было продемонстрировано существование трех решений описанного типа. Причем два из них представляют собой колебания на частотах близких к циклотронным. Дисперсия третьей волны, в пренебрежении квантовым потенциалом Бома, является линейной функцией. Наряду с ССВ в замагниченной плазме получено шесть волновых решений, в распространении которых существенную роль играет электрическое поле (спино-плазменные волны) (10).

В предлагаемой читателю работе мы представляем подробное исследование ССВ распространяющихся под произвольным углом по отношению к внешнему магнитному полю. Мы показали, что в рассматриваемом случае существует пять волновых мод и мы подробно исследовали их дисперсию. Таким образом, при распространении ССВ под углом к внешнему магнитному полю возникает два новых решения. Кроме того, у полученных ранее решений в виде колебаний на циклотронных частотах возникает зависимость частоты от волнового вектора.

Таким образом, из проделанного нами исследования следует, что динамика магнитного момента электронов и ионов в замагниченной плазме приводит к существованию ряда новых волн, в частности ССВ. А именно, существует шесть спино-плазменных мод (10) и пять ССВ. Суть предлагаемой работы заключается в теоретическом предсказании пяти ССВ и исследованию их дисперсионных свойств.

Литература

1. Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. v. 76, p. 323, (2004).

2. Agarwal A., Polini M., Fazio R., and Vignale G. Persistent Spin Oscillations in a Spin-Orbit-Coupled Superconductor // Phys. Rev. Lett. v. 107, p. 077004, (2011).

3. Cheng J. L., Rioux J., Fabian J., and Sipe J. E. Theory of optical spin orientation in silicon // Phys. Rev. B v. 83, p. 165211, (2011).

4. Shukla P. K., Eliasson B., Nonlinear aspects of quantum plasma physics // Phys. Usp. v. 53, p. 51, (2010). [Uspehi Fizihceskih Nauk v. 180, p. 55, (2010)].

5. Andreev P. A., Kuzmenkov L. S. and Trukhanova M. I. A quantum hydrodynamics approach to the formation of new types of waves in polarized two-dimension systems of charged and neutral particles // arXiv:1107.2029.

6. Marklund, M. and Brodin G., Dynamics of spin-1/2 quantum plasmas // Phys. Rev. Lett., v. 98, p. 025001, (2007).

7. Вагин Д. В., Ким Н. Е., Поляков П. А., Русаков А. Е. Особенности распространения электромагнитных волн в горячей электромагнитной

плазме с учетом спина электронов // Известия РАН. Серия Физическая. т. 70, с.443, (2006).

8. AndreevP. A. and Kuz'menkov L. S., Eigenwaves in a two-component system of particles

with nonzero magnetic moments // Moscow University Physics Bulletin v. 62, No. 5, p. 271, (2007).

9. Andreev, P. A. and L. S. Kuz'menkov, Generation of waves by a neutron beam in a two-component system formed by charged particles of nonzero spin // Physics of Atomic Nuclei, v. 71, No. 10, p.1724, (2008).

10. Andreev P. A. and Kuz'menkov L. S., Generation of Waves by a Neutron Beam in a Quantum Plasma of

Nonzero Spin. An Influence of the Spin-orbit Interaction // PIERS Proceedings, p.1047, March 20-23, Marrakesh, MOROCCO (2011).

11. Kuz'menkov, L. S., Maksimov S. G. and Fedoseev V. V. Microscopic quantum hydrodynamics of systems of fermions: Part 1. // Theoretical and Mathematical Physics, v. 126, p. 110, (2001).

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ ПАРАБЕНЗОХИНОНА НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ.

Аспирант Антропов И.М., аспирантка Семисалова А.С., профессор Козлов С.Н., профессор Константинова Е.А., профессор Перов Н.С.

Низкоразмерные композитные материалы на основе кремния находят все более широкое применение в различных областях науки и техники [1]. Кремний является базовым элементом современной микроэлектроники. Создание «магнитных» низкоразмерных композитов на базе кремния позволило бы значительно расширить возможности кремниевой микроэлектроники и микросенсорики. В данной работе сообщается о влиянии адсорбции парамагнитных молекул - парабензохинона (ПБХ) на магнитные свойства структур, сформированных на базе пористого кремния.

Для изготовления исследуемых структур использовались монокристаллы кремния р-типа КДБ-0.03 (кремний с дырочной электропроводностью, легированный бором с удельным сопротивлением 0.03 Ω ·cm), на поверхности (111) которых методом анодирования в 48% растворе плавиковой кислоты в спирте (1:1) формировался слой пористого кремния (ПК). Время анодной обработки при плотности тока 20 mA/cm² составляло 20 минут. При этих условиях толщина пористого слоя достигала ~ 20 µm, а средний размер пор ~ 30 nm [2]. По окончании анодной обработки образец тщательно промывался в дистиллированной воде. Перед проведением экспериментов все образцы подвергались термовакуумной обработке (ТВО) при температуре 150°С в течение 1.5 часов при давлении 10⁻⁴ Тогг. Такая обработка приводит к стабилизации и стандартизации характеристик свежеприготовленных структур.

В ходе проведения измерений были получены зависимости магнитного момента от поля при разных температурах и ЭПР-спектры до и после адсорбции молекул ПБХ.

На рис.1 представлены результаты магнитных измерений после адсорбции ПБХ. Взаимодействие высокоразвитой поверхности ПК с парамагнитными молекулами приводит к появлению относительно высокого магнитного момента у всей структуры. Данная зависимость выявляет характерное для ферромагнитных материалов поведение исследованного материала, при этом поле насыщения достигает 2000 Э, что является весьма интересным фактом, так как изначально в эксперименте участвовали диамагнитный ПК и парамагнитные молекулы ПБХ. При этом удалось обнаружить, что такое поведение сохраняется в широком интервале температур от 100 до 360 К, и температура Кюри значительно выше комнатной.



Рис.1. Зависимость магнитного момента от напряжённости поля. 1 – экспериментальная кривая, 2 – аппроксимированная кривая

В ходе проведения ЭПР-измерений были получены спектры поглощений до и после адсорбции молекул ПБХ, а также спектры, снятые спустя продолжительное время. Данные спектры показаны на рис.2. После обработки результатов было обнаружено значительное увеличение компоненты g-фактора вдоль поля после напуска ПБХ. У исходной структуры $g_z = 2,0073$, после адсорбции ПБХ g-фактор возрос до $g_z = 2,0093$. Кроме того, у всех спектров наблюдалось уменьшение ширины линии вдоль этого направления от 7 Гс до 5 Гс.



Рис.2. ЭПР-спектры. 1 – до напуска ПБХ, 2-после напуска ПБХ, 3 – спустя 7 дней после напуска, 4 – спустя 2 месяца.

Исходя из полученных результатов можно сделать вывод о том, что адсорбированный ПБХ приводит к изменению локального окружения спиновых центров (P_b-центров) пористого кремния и нарушению симметрии распределения электронной плотности, что, возможно, приводит к появлению локальных областей с упорядоченной структурой спиновых центров. Так как g-фактор - это отношение дипольного <u>магнитного момента</u> элементарной частицы (или системы элементарных частиц) к её <u>механическому</u> <u>моменту</u>, то его изменение говорит об изменении магнитного момента всей системы.

Список литературы:

[1] R.C. Hayward, P. Alberius-Henning, B.F. Chmelka, G.D. Stucky. Microporous and mesoporous materials, 2001, 44–45, 619.

[2]. Lehmann V., Stengl R., Luigart A. Materials Science and Engineering. 2000. B. 69-70. P. 11-22.

ВЛИЯНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОГО МЕТАЛЛА НА ЧУВСТВИТЕЛЬ-НОСТЬ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ К МОЛЕКУ-ЛАМ УГЛЕВОДОРОДОВ.

Аспирант *Антропов И.М.*, доцент *Демидович Г.Б.*, профессор *Козлов С.Н.*

Пористый кремний (ПК), формируемый электрохимическим травлением монокристаллического кремния, при определенных режимах получения представляет собой набор кремниевых нанокристаллов с чрезвычайно большой удельной поверхностью, ~ $10^3 \text{ м}^2/\text{г}$ [1], что обусловливает высокую чувствительность его физико-химических свойств к адсорбции молекул [2]. Такие свойства данного материала позволяют создать сенсор на различные углеводороды, в частности, метан и бытовой газ. Каталитическая активность углеводородов к нанокластерам никеля и кобальта[3-5] позволяет управлять адсорбционным эффектом и создавать датчики с оптимальным откликом.

Для изготовления экспериментальных структур использовались монокристаллы кремния р-типа КДБ-0.025 (кремний с дырочной электропроводностью, легированный бором с удельным сопротивлением 0.025 Ω ·cm), поверхности (111) которых методом анодирования в 48% растворе на плавиковой кислоты в спирте (1:1) формировался слой пористого кремния (ПК). Время анодной обработки при плотности тока 20 mA/cm² составляло 20 минут. При этих условиях толщина пористого слоя достигала ~ 20 µm, а средний размер пор ~ 30 nm [6]. Никель и кобальт в количестве 10^{17} - 10^{18} атомов на 1 ст² видимой поверхности внедрялся в слой ПК электрохимически из спиртового раствора NiCl₂ и CoCl₂ Распределение микрогранул по слою ПК неравномерное, в основном они сосредоточены в поверхностном слое толщиной 10 – 20 nm [7]. После электрохимического внедрения в слой ПК микрогранул никеля и кобальта на его поверхности методом термического распыления в вакууме создавались проницаемые для молекул газа контакты из нихрома площадью 3·10⁻² cm².

Напуски бытового газа на сформированные структуры осуществлялись при температуре 150 °С. На рис. 1 представлены ВАХ для нанокомпозита «пористый кремний-никель», снятые до и после напуска бытового газа. Видно, что значения токов для характеристики снятой после напуска газа существенно больше, чем для характеристики снятой до напуска. Также на рис.1 изображена ВАХ снятая после вакуумирования, из которой следует, что происходит лишь частичная обратимость. Это можно связать с тем, что внедрение металла-катализатора увеличивает энергию связи адсорбировавшихся молекул.

Аналогичные измерения были произведены на структуре «пористый кремний-кобальт». Результаты этих экспериментов (величина, направление адсорбционного эффекта и обратимость) почти полностью коррелируют с результатами, полученными на нанокомпозите «пористый кремний-никель»



Рис.1. Влияние бытового газа на ВАХ нанокомпозита «пористый кремний-никель». Температура образца T=150°C, давление бытового газа P=37torr.1-до напуска, 2-спустя 25 минут после напуска, 3-спустя 25 минут после вакуумирования.

Адсорбционный эффект на структуре без металла-катализатора при аналогичных экспериментах был направлен в противоположную сторону. Соответствующие результаты приведены на рис.2



Рис.2. Влияние бытового газа на ВАХ структуры на основе пористого кремния. Температура образца T=150°C, давление бытового газа P=34torr.1-до напуска, 2-спустя 25 минут после напуска, 3-спустя 30 минут после вакуумирования.

Разнонаправленный адсорбционный эффект для структур с металлом и без него можно объяснить действием водорода и углеводородных комплексов, образующихся при диссоциировании молекул углеводородов. В структурах с металлом водород активно поглощается металлами VIII группы (кобальтом и никелем) [5], а углеводородные комплексы проявляют акцепторные свойства, захватывая электроны на оборванные связи, поэтому проводимость всей структуры увеличивается. Но при отсутствии металла-катализатора, водород, обладая высокой проникающей способностью, заряжается положительно, связывая свободные дырки нанокристаллов кремния и обеспечивая, вследствие этого, снижение проводимости пористого слоя.

Литература

[1] .R. Herino, G. Bomchil, K. Barla, C Bertrand// J.L. Ginoux. J Electrochem. Soc.1994, 134

[2]. П.К. Кашкаров, Е.А. Константинова, В.Ю. Тимошенко// ФТП. 1996, 30, 1479

[3]. Y.Lu, J.Li, J.Lin // Catalysis Letters. 2001. V. 76. No. P. 167.

[4]. T.V.Reshetenko, L.B.Avdeeva, Z.R.Ismagilov, A.L.Chuvilin // Carbon. 2004. V. 42. P. 143.

[5]. Попова Н. М., Бабенкова Л. В., Савельева Г. А. // Адсорбция и взаимодействие простейших газов с металлами VIII группы. 1979, Алма-Ата.

[6]. V. Lehmann , R. Stengl, A. Luigart // Materials Science and Engineering. 2000. B. 69. P. 11.

[7]. Е.А. Ганьшина, М.Ю.Кочнева, Д.А.Подгорный, Г.Б. Демидович, С.Н. Козлов // Физика твердого тела. 2005. Т. 47. В. 7. С. 1333.

ОСОБЕННОСТИ ОДНО- И ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСНОГО ЭК-СИТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS.

Аспирантка Козлова М.В., профессор Днепровский В.С., доцент Жуков Е.А.

Обнаруженные насыщение поглощения и дифракция френелевского и фраунгоферовских типов ультракоротких импульсов (УКИ) лазера в квантовых точках (КТ) CdSe/ZnS при однофотонном резонансном возбуждении экситонов объяснены: 1) процессами заполнения этих состояний с зависящим от интенсивности света их временем жизни; 2) самодифракцией луча лазера вследствие формирования канала прозрачности и наведённой диафрагмы. Используемые методы исследования нелинейного двухфотонного поглощения экситонов в КТ CdSe/ZnS позволили определить значения двухфотонного коэффициента поглощения, выявить влияние безызлучательной Оже-рекомбинации и реализовать эффект ограничения интенсивности лазерных импульсов.

Исследования нелинейного поглощения и эффектов самовоздействия при резонансном одно- и двухфотонном возбуждении основного экситонного состояния проводились на коллоидном растворе квантовых точек KT CdSe/ZnS радиуса 2.5 ± 0.4 нм различной концентрации с использованием УКИ (30 пс) Nd:YAG лазера на основной и удвоенной частоте. В случае однофотонного возбуждения экситонов в KT (концентрация точек в растворе n = 10^{17} см⁻³) при высоких уровнях возбуждения наблюдается замедление темпа просветления, и даже уменьшение пропускания. Для анализа нелинейного поглощения УКИ при резонансном возбуждении экситонов в KT использовалась модель двухуровневой системы, согласно которой изменение во времени населённости (n) электронов в возбуждённом состоянии и изменение поглощения света можно описать уравнениями [1]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = I(x,t)(N-2n)\sigma - \frac{n}{\tau_{ex}}; \qquad \frac{\partial I}{\partial x} = -I(x,t)(N-2n)\sigma, \qquad (1)$$

где I(x,t)- поток фотонов на глубине x в момент времени t, σ - сечение поглощения одной КТ, τ_{ex} - время жизни в возбуждённом состоянии, N- полное число КТ в единице объёма.

Сопоставление измеренной зависимости пропускания от интенсивности накачки I_0 с результатами решения уравнений (1) указывает на необходимость учитывать уменьшение времени релаксации τ_{ex} с ростом накачки. При больших интенсивностях возбуждения (более одной электроннодырочной пары в отдельной КТ) $\tau_{ex} = \gamma I_0^{-2}$ из-за доминирующего процесса Оже-рекомбинации [2], что приводит к уменьшению темпа насыщения поглощения и согласуются с результатами эксперимента.

В режиме однофотонного насыщения поглощения в КТ CdSe/ZnS измерен профиль интенсивности лазерного луча на входе и выходе из кюветы с сильно поглощающим ($\alpha \approx 40$ см⁻¹) раствором КТ. Кольцевое распределение интенсивности с максимальным или минимальным значением интенсивности в центре обнаружено только при большой интенсивности возбуждающих лазерных импульсов на входе. Процесс заполнения состояний при высоких уровнях возбуждения приводит к просветлению КТ в центральной части лазерного луча («обдиранию» луча). Формируется канал прозрачности и наведённая диафрагма, диаметр которой зависит от интенсивности входного импульса света (стрип-эффект [3]). Образование колец можно объяснить дифракцией Френеля на такой диафрагме. При изменении условий фокусировки (использование более длиннофокусной линзы) в профиле интенсивности излучения на выходе наблюдается только круглое яркое пятно, окруженное низко интенсивным кольцом, характерное для дифракции Фраунгофера в параллельном пучке. Формирование параллельного пучка может быть объяснено компенсацией слабой фокусировкой пучка за счет эффекта самодефокусировки.

При двухфотонном возбуждении экситонов при пренебрежимо малом линейном поглощении α , зависимость прошедшей через КТ интенсивности лазерного импульса S_T от интенсивности входного импульса S_0 позволяет рассчитать коэффициент двухфотонного поглощения β , используя следующее выражение

$$\frac{S_0}{S_T} = \frac{e^{\alpha L}}{(1-R)^2} + \frac{\beta(e^{\alpha L} - 1)}{\alpha(1-R)} S_0 \equiv A + B\beta S_0$$
(2)





Рис. 1. Зависимость отношения интенсивности импульса на входе и выходе из кюветы с КТ CdSe/ZnS от интенсивности входного импульса при двухфотонном возбуждении.

Нелинейное пропускание при двухфотонном резонансном возбуждении экситонов в растворе КТ CdSe/ZnS ($n = 10^{18}$ см⁻³) измерялось путем срав-



Рис. 2. Измеренная (точки) и расчетная зависимость интенсивности люминесценции КТ вдоль трека для цуга с максимальной интенсивностью импульса $I_0 = 2 \Gamma B T/cm^2$ (*a*) и $I_0 = 3 \Gamma B T/cm^2$ (*б*).

Ζ, см.



Рис. 3. Осциллограмма импульсов, прошедших через кювету с KT CdSe/ZnS (обозначено стрелками), и импульсов накачки.

нения энергии импульсов на входе кюветы и прошедших импульсов. Экспериментальная зависимость результат И расчета по формуле (2) при умеренных интенсивностях накачки показаны на рис. 1. Отклонение зависимости S_0 / S_T от S₀ от прямой линии при $S_0 > 18 \ \Gamma B T/cm^2$ может быть связано с насыщением экситонных переходов в КТ [4], а так же красным сдвигом спектра погло-щения, обусловленным Штаркэффектом в КТ [5]. Наклон прямой на рис. 1 позволяет получить значение коэффициента двухфотонного по-CdSe/ZnS глощения КΤ $(n = 10^{18} \text{ cm}^{-3})$

 $\beta = (1.0 \pm 0.2) \text{ cm}/\Gamma \text{BT}$.

Другой метод определения в основан на измерении треков люминесценции (зависимости интенсивности фотолюминесценции от расстояния) раствора КТ CdSe/ZnS (n = 10¹⁷ cm⁻³) B 1 см кювете при двухфотонном резонансном возбуждении экситонов (рис. 2). Измеренное уменьшение интенсивности люминесценции I(z) вдоль трека для цуга импульсов с максимальной интенсивностью импульса $I_0=2 \ \Gamma Bt/cm^2$ (рис. 3*a*) хорошо согласуется с расчетным при $\beta = (0.23 \pm 0.02) \ cm/\Gamma Bt$. В случае интенсивности максимального импульса $I_0 = 3 \ \Gamma Bt/cm^2$ измеренную зависимость интенсивности люминесценции от координаты (рис. 3б) невозможно описать с применением одной расчетной кривой. По-видимому, начальная часть трека люминесценции характеризуется конкуренцией излучательной рекомбинации и безызлучательного Оже-процесса. Изменение гауссовой формы поперечного распределения интенсивности люминесценции на начальном участке трека – значительное уменьшение интенсивности центральной ее части, также свидетельствует об эффективной Оже-рекомбинации при высоких уровнях возбуждения.

При пренебрежимо малом линейном поглощении и интенсивной накачке S_0 , когда $\beta S_0 >> 1$, может возникнуть эффект ограничения - постоянная (не зависящая от S_0) интенсивность прошедших импульсов: $S_T = (1 - R)/\beta L$. Эффект ограничения наблюдался при резонансном двухфотонном возбуждении KT CdSe/ZnS с n = 10^{18} см⁻³ (рис. 3).

Данная работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

Литература

[1] A.C. Selden. Brit. J. Appl. Phys. 18, 743 (1967).

[2] V.Dneprovskii, A.Efros, A.Ekimov, V.Klimov, I.Kudriavtsev, M.Novikov. Solid State

Commun. 74, 555 (1990).

[3] V.L.Debrov, L.A.Melnikov, A.D.Novikov, S.K.Potapov. J. Opt.Soc.Am. **B** 7, 1079 (1990).

[4] V.Dneprovskii, D.Kabanin, V.Lyascovskii, A.Santalov, T.Wumaier, T.G.Dang, E.Zhukov. Phys. Stat. Sol.(c) **5**, 2507 (2008).

[5] D.Norris, A.Sacra, C.Murray, M.Bavendi. Phys. Rev. Lett 72, 2612 (1994).

ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ЛЬДОМ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ПЛАВЛЕНИЯ

Гл.науч.сотр. Силонов В.М., ст.науч.сотр. Чубаров В.В.

На рентгенограмме льда, снятой при -10⁰С, наряду с рефлексами гексагональной фазы выявлено интенсивное диффузное рассеяние рентгеновских лучей, свидетельствующее о существовании в образце доли некристаллической фазы. Нагревание льда до температуры, близкой к температуре плавления, приводит к практически полному разрушению кристаллической фазы. При этом на дифрактограмме льда появляется интенсивное диффузное рассеяние рентгеновских лучей, характерное для метастабильной аморфной фазы с максимумом при 23^{0} по 2Θ . Первые максимумы функции радиального распределения метастабильной аморфной фазы льда оказались по положению близкими к первым радиусам координационных сфер гексагональной фазы.

Подсекция:

БИОХИМИЧЕСКАЯ И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

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

КОСМОФИЗИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ В СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССАХ Профессор Шноль С.Э.

1. Доклад посвящен обзору основных результатов исследований, проводимых автором с 1951 г. по настоящее время. Предмет исследований – природа неуничтожимого «разброса результатов», сопровождающего измерения любых процессов. Самый общий вывод, следующий из проведенных исследований: неуничтожимый «разброс результатов» при последовательных во времени измерениях процессов разной природы обусловлен вращением Земли вокруг своей оси и ее движением по околосолнечной орбите.

Этот вывод основан на анализе закономерностей изменения тонкой структуры спектров амплитуд флуктуаций (гистограмм) измеряемых величин. Установлено:

I. Форма спектра амплитуд флуктуаций измеряемых величин (тонкая структура соответствующих гистограмм) закономерно изменяется во времени. Это следует из того, что:

1). Форма гистограмм изменяется с четко разрешенными околосуточными и годичными периодами. Существует два околосуточных периода, равные средне-солнечным (1440 минут) и «звездным» (1436 минут) суткам. Существуют три годичных периода – «календарный» = 365 средних солнечных суток; «тропический» = 365 суток + 5 часов 48 минут; «сидерический» = 365 суток + 6 часов = 9 минут.

Наблюдается также набор периодов в диапазоне 27 суток. Характерные формы гистограмм наблюдаются во времена новолуний и солнечных затмений.

2). В каждый данный момент в одном и том же географическом пункте тонкая структура (форма) гистограмм с высокой вероятностью сходна при измерениях процессов любой природы – от шумов в электронных схемах, скоростей биохимических и химических реакций, броуновского движения, флуктуаций электрических зарядов до бета- и альфа- радиоактивного распада.

3). При одновременных измерениях в разных географических пунктах – на Северном полюсе, в Антарктиде, на кораблях в экспедициях в Атлантическом, Тихом, Индийском и Северном Ледовитом океанах, в Европе и США – показано, что форма гистограмм изменяется при измерениях процессов любой природы синхронно по местному времени.

II. Форма гистограмм зависит от ориентации измеряемого объекта в пространстве. Это показано в опытах совместно с И.А. Рубинштейном и др. при измерениях флуктуаций скорости радиоактивного альфа-распада с коллиматорами, вырезающими пучки альфа-частиц, вылетающими при ра-

диоактивном распаде в разных направлениях и при аналогичных измерениях флуктуаций светового луча.

Это следует из того, что:

1). При направлении коллиматора (потока альфа-частиц) или луча света на **север** (на Полярную звезду) исчезают околосуточные периоды. Суточные периоды исчезают и при направлении коллиматора на Солнце, при постоянной коррекции суточного вращения Земли.

2). При направлении одного коллиматора или светового луча на восток, а другого на запад, гистограммы сходной формы появляются при направлении на запад на 720 минут позже их появлении при измерениях с коллиматором. направленным на восток.

3). В опытах с вращением коллиматоров при измерениях альфарадиоактивности показано, что при вращении против часовой стрелки (так же, как вращается Земля) сходные гистограммы появляются с периодами, определяемыми числом полных оборотов коллиматора (+ один оборот самой Земли).

При одном обороте коллиматора по часовой стрелке, компенсирующем суточное вращение Земли, суточные периоды изменения формы гисто-грамм исчезают.

III. Форма гистограмм не зависит от масштаба временной шкалы. Все основные закономерности одинаковы при построении гистограммы за времена порядка часов, минут, секунд, миллисекунд – т.е. при изменениях временной шкалы на 6–7 порядков.

Это следует из того, что:

1). Набор характерных форм гистограмм одинаков при исследованиях любых процессов при всех исследованных масштабах временной шкалы.

2). В опытах совместно с А.В. Каминским и В.А. Панчелюгой при измерениях шумов в полупроводниковых приборах и измерениях броуновского движения при построении гистограмм за времена порядка 10^{-3} секунды проявляются эффекты местного времени и зависимость от направления в пространстве и тем самым удается зарегистрировать вращение Земли вокруг своей оси при расстояниях между независимыми шумовыми (броуновскими) генераторами порядка метра.

IV. Эффекты палиндромов – на протяжении суток последовательность гистограмм разной формы от 6 ч. до 18 ч. («день») точного местного времени сходна с обратной последовательностью гистограмм от 18 ч. до 6 ч. («ночь») следующих суток («полусуточные палиндромы») и последовательность дневных гистограмм сходна с прямой последовательностью ночных и противоположной последовательностью дневных ровно через полгода («полугодичные палиндромы»).

1). Эффект палиндромов позволяет регистрировать моменты изменения направления движения лаборатории вследствие суточного вращения Земли относительно направления движения по околосолнечной орбите.

2). В моменты равноденствий – моменты пересечения плоскости эклиптики – эффекты палиндромов позволяют определять сезоны.

Обсуждение

1. Мы видим своеобразие каждого «сколь угодно малого» очередного отрезка времени и резкую анизотропию пространства. По-видимому, неоднородности пространства-времени обусловлены наличием в пространстве «сгущений» масс – наличием «небесных тел», т.е. неоднородностями гравитационных полей.

2. Полученные результаты изменяют представление о случайности. «Вполне случайные» процессы сопровождаются закономерными изменениями формы гистограмм. Это позволяет нам ввести понятия «случайные по абсциссе и закономерные по ординате».

3. Нам приходится отказаться от понятий «действие» и «влияние». Формы гистограмм процессов любой природы с различиями величин изменения энергии на десятки порядков (броуновское движение и альфараспад) изменяются синхронно и одинаково не под действием («влиянием») какой-либо «силы», а вследствие одновременного попадания изучаемых объектов в одни и те же неоднородности пространства-времени с разной метрикой.

Литература

1. Шноль С.Э. Космофизические факторы в случайных процессах. – Stockholm: Svenska Fisikarkivet. 2009. 388 стр.

2. Shnoll S.E. "The Scattering of the Results of Measurements" of Processes of Diverse Nature is Determined by the Earth's Motion in the Inhomogeneous Space-Time Continuum. The Effect of "Half-Year Palindromes". – Progress in Physics. January 2009. V. 1, pp. 3–7.

3. Shnoll S.E., Rubinstein I.A. Regular Changes in the Fine Structure of Histograms Revealed in the Experiments with Collimators which Isolate Beams of Alpha-Particles Flying at Certain Directions. – Progress in Physics. Apil 2009. V. 2, pp 83–95.

4. Kaminsky A.V., Shnoll S.E. Cosmophysical Factors in the Fluctuation Amplitude Spectrum of Brownian Motion. Progress in Physics. July 2010. V. 3, pp 25–31.

5. Shnoll S.E., Rubinstein I.A., Shapovalov S.N., Kolombet V.A., Kharakoz D. Histograms Constructed from the Data of ²³⁹Pu Alpha-Activity Manifest a Tendency for Change in Similar Way as the Moments when the Sun, the Moon, Venus, Mars, and Mercury Intersect the Celestial Equator. Progress in Physics. April 2011. V. 2, pp 34–38.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЧИСЛА СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ В КЛЕТКЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАДИАЦИИ

Профессор Василенко О.И., студент Петрунькин Г.В.

Проблема соотношения вкладов прямого и косвенного воздействия излучения в радиобиологический эффект до сих пор остается одной из наиболее актуальных проблем радиобиологии. Существует ряд математических моделей, позволяющих описать прямое действие радиации на биологические структуры. Среди них наиболее разработанной является теория мишеней [1,2]. В то же время задача построения моделей, описывающих косвенное воздействие радиации на клетки, в общем виде до сих пор не решена. Под косвенным воздействием обычно подразумевается повреждение клетки свободными радикалами, образующимися в результате радиолиза [3]. Известно, что даже в отсутствии облучения молекула ДНК испытывает примерно 8000 повреждений в час за счет наличия в клетке некоторой равновесной концентрации свободных радикалов химического происхождения (в первую очередь, это радикалы H^{\bullet} , OH^{\bullet} , HO_{2}^{\bullet}) [4]. При этом репарационные механизмы позволяют клетке справляться с этими повреждениями. Под действием ионизирующего излучения возможно образование дополнительных свободных радикалов [5].

Нами разработана математическая модель, позволяющая описать динамику изменения числа свободных радикалов в клетке при радиационном воздействии на нее. Она базируется на стохастическом подходе, изложенном в [6,7]. Эволюция числа радикалов каждого типа в нашей модели описывается уравнением вида

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_i - \alpha_i N_i - \kappa_i N_i^2 - \sum_{j \neq i} \kappa_{ij} N_i N_j .$$
⁽¹⁾

Первый член этого уравнения соответствует образованию свободных радикалов в ходе радиолиза, второй член отвечает за взаимодействия свободных радикалов с внутриклеточными структурами такими как, например, молекулы ДНК. Такие взаимодействия приводят в конечном счете к наблюдаемому радиобиологическому эффекту. Третий и четвертый члены описывают взаимодействия свободных радикалов между собой. Видно, что учет межрадикальных взаимодействий делает модель нелинейной.

Общее число уравнений типа (1) определяется числом разновидностей образующихся при радиолизе свободных радикалов.

Нами подробно рассмотрен случай образование трех типов радикалов. При этом мы учитывали возможность присутствия в клетке к моменту начала облучения некоторой равновесной концентрации радикалов нерадиационного происхождения. Начальные условия в таком случае имеют вид $N_1(0) = 0$, $N_2(0) = 0$, $N_3(0) = N_3^0 > 0$, где N_3^0 — равновесное значение числа свободных радикалов нерадиационного происхождения. Величина N_3^0 не задается произвольно, а определяется из условия $dN_3 / dt(0) = 0$.

Нами было проведено численное исследование поведения модели при различных значениях свободных параметров. Это исследование показало, что в определенных случаях воздействие радиации может приводить к уменьшению общего числа содержащихся в клетке свободных радикалов (рис. 1).



Рис 1. Уменьшение общего числа свободных радикалов в клетке под действием облучения

Возможность уменьшения суммарного числа свободных радикалов в клетке является основным результатом проведенного численного исследования модели. Мы предполагаем, что данный эффект может объяснить положительное воздействие малых доз радиации, наблюдающееся экспериментально.

Литература

1. К.Г.Циммер. Проблемы количественной радиобиологии. М.: Госатом-издат, 1962.

2. Ю.Г.Капульцевич. Количественные закономерности лучевого поражения клеток. М.: Атомиздат, 1978.

3. Ю.Б.Кудряшов. Радиационная биофизика (ионизирующее излучение). М.: Физматлит, 2004.

4. Л.А. Булдаков. О рисках лучевого и нелучевого воздействия. //Энергия: экономика, техника, экология, 2003, №1.

5. Barilla J., Locajicek M., Simr P. Mathematical model of DSB formation by ionizing radiation, arXiv:0801.4880 [physics.bio-ph].

6. О.И. Василенко. "Радиобиологическая теория мишеней с учётом косвенных эффектов действия радиации ." // Труды XI межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине", Москва, МГУ, 22–23 ноября 2010 г. М.: МГУ 2010, С. 61–63.

7. О.И. Василенко. "Теория мишеней с учётом прямых и косвенных эффектов действия радиации."// III Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии. "МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА – 2010". 21-25 июня 2010 г. Сборник материалов. Москва, 2010.

НЕКОТОРЫЕ МЕДИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ РАДИАЦИИ В ИНФРАЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ НА ОРГАНИЗМ

Ст. науч. сотр. Гордиенко Т.В., ст. науч. сотр. Гончаренко Б.И., вед. научн. сотр. Гордиенко В.А.

В подавляющем большинстве случаев, когда говорят о радиации, имеют в виду, чаще всего, ионизирующее излучение, и прежде всего, его радиоактивную составляющую. При этом забывают, что радиация в русском языке – это синоним термина излучение. Последнее в свою очередь, означает, что радиация – это любой процесс испускания и распространения энергии в виде волн или частиц. В силу корпускулярно-волнового дуализма высокоэнергетическое излучение обычно рассматривают как взаимодействие частиц с веществом (например, нейтроны, жесткое у-излучение), но уже для мягкого у-излучения и видимого света взаимодействие не является столь однозначным. В этом ряду воздействие акустической радиации на организм рассматривают как волновое взаимодействие, и лишь только в отдельных случаях прибегают к корпускулярному описанию (фононное представление). Вместе с тем акустическое воздействие не менее значимо, чем воздействие продуктов радиоактивного распада, а в ряде случаев даже напоминает воздействие радиации на организм. Акустические волны, или звук – явление столь же древнее, как и Земля. Большинство природных процессов, происходящих в окружающем нас мире сопровождается возбуждением акустических волн в среде. Появление в процессе эволюции у биологических объектов органов слуха позволило им улавливать звуки из окружающего мира. С помощью звуков была реализована возможность установления связи между биообъектами, определения местоположение источников звука. Звук (особенно у людей) превратился в мощное средство коммуникативного общения.

В научной и научно-популярной литературе сегодня, как правило, утверждается, что в результате длительной адаптации к своему образу жизни, человек сформировал для себя оптимальное специфическое распределение информативности своих органов чувств, когда от 80 до 90% информации дает зрение, а оставшиеся 10-20% – слух и остальные органы чувств (см., напр., [1]). На самом деле это очень поверхностное суждение. Звуки (точнее – акустические волны) играют здесь, скорее всего, более важную, чем зрение, роль. Так, по мнению ряда психологов, среди слепых от рождения людей, замечено много талантливых, и даже гениальных личностей, прекрасно, вписавшихся в общественную жизнь. Совершенно иная ситуация среди глухих от рождения людей.

Однако в широком смысле можно рассматривать акустическое поле не только как средство коммуникативного общения, но и как загрязнитель. Дополнительная реакция акустических сигналов может быть как положительной, так и отрицательной, приводя в ряде случаев к необратимым отрицательным последствиям в организме и психике человека. Например, при монотонном труде с помощью музыки можно достичь повышения производительности труда. При этом с нарастанием громкости звука производительность сначала растет, но потом все равно снижается. Исходя из этого ISO (Всемирная организация здравоохранения) определила акустический шум как «...звук, оцениваемый негативно и наносящий вред здоровью».

Вместе с тем, существуют частоты, не воспринимаемые ухом человека. К ним относятся инфразвук (звуки с частотой ниже 16...20 Гц) и ультразвук (частота от 20 000 Гц до 1000 МГц).

Ультразвук уже нашел достаточно широкое применение в медицине. Хорошо известно использование ультразвука для диагностики, а так же в терапии и хирургии.

Сложнее обстоит дело с инфразвуком. Достоверных сведений о физиологическом действии инфразвука на организм, опубликованных в литературе, крайне мало, а сами данные порой даже противоречивы. Возможно, последнее связано с тем, что большинство исследований в этой области носит закрытый характер, связанный с попытками разработок различного рода перспективных видов психотропного оружия. Однако есть и еще одна весьма важная причина трудностей изучения реакции организма на акустическое воздействие, – наличие огромного количества обратных связей в организме, как правило, искажающих в той или иной степени выходной эффект за счет «обработки» акустической информации.

Следует также отметить, что довольно значительное число ритмов работы организма лежит в области инфразвука. Так, в области инфразвука лежат резонансы органов брюшной полости (4-8 Гц). Поэтому, воздействие этих частот на человека, так же как и при «морской» болезни, связано с нарушением действия желудочно-кишечного тракта – появляется тошнота, головокружение, чувство страха, ужаса. В диапазоне 7-13 Гц воздействие инфразвука может быть связано с синхронизацией инфразвука с альфа-ритмом головного мозга, однако достаточных данных по этому вопросу нет. Существуют и другие частоты, на которых осуществляются биопроцессы в организме.

Много тысяч лет люди знают о влиянии музыки на человека. Однако до сих пор пока нет «разумных» объяснений, почему одно музыкальное произведение угнетает человека, другое бодрит, третье успокаивает. Считается, что музыка благотворно действует не только на человека, но и на животных и даже на растения. Однако при определенных условиях могут возникать и обратные эффекты – чувство психологического или физического дискомфорта, болевые ощущения и т.п.

В рамках данной работы мы считаем необходимым отметить, что при восприятии музыки, оказывается, важно понимать, что помимо мелодии существуют еще *гармония* и *ритм*, определяемые совместно композитором, исполнителем и дирижером (если идет речь об оркестре). Так, когда звучит аккорд или нажимаются последовательно несколько клавиш музыкального инструмента, в окружающем пространстве возникают колебания на разностных частотах используемых звуков, или обусловленные амплитудной НЧ модуляцией огибающей громкости звука, которые также дают дополнительную «окраску» звучанию, в том числе в инфразвуковом диапазоне частот. Судя по всему, именно эти частоты преимущественно ответственны за психофизиологическое воздействие музыки на нервную систему человека и его организм в целом [2,3].



Рис.1. Последовательная во времени запись трех музыкальных произведений с синхронной записью уровня реакции желудочно-кишечного тракта слушателей.

В середине прошлого столетия на базе Ленинградской консерватории была поставлена серия экспериментов с использованием профессиональных певцов, в которой было доказано, что действительно существуют акустические свойства звука, которые несут информацию эмоционального содержания. Оказалось также, что для каждой эмоции характерен свой набор отличительных акустических признаков голоса, слабо зависящий от исполнителя и даже от смыслового содержания исполняемых фраз. Последнее, по-видимому, связано с особенностями восприятия звука. Возбуждение на определенных частотах и при некоторых уровнях громкости может привести как к возбуждению нервных клеток слуховых органов, отвечающих за тот или иной эмоциональный настрой, так и нервных клеток не связанных со звукочувствительными элементами. Например, попадая на кости черепа, инфразвук вызывает их колебания, возбуждая окончания «неслуховых» нервов.

В 2008 г. был поставлен эксперимент с нашим участием, когда в процессе исполнения на сцене музыкальных произведений одновременно, с помощью компьютерного томографа, с периодичностью 30 *с* регистрировалась реакция желудочно-кишечного тракта нескольких слушателей. На рис.1. приведен фрагмент записи огибающих сигналов с синхронными результатами отсчетов томографа для трех произведений, из которого видно, что существуют моменты времени, когда активность желудочно-кишечного тракта возрастает. Более детальный анализ показал, что, как правило, этим моментам времени соответствует появление в спектре сигналов низкочастотных составляющих частот в области 5-7 Гц. Один из характерных примеров возникновения таких низкочастотных составляющих спектра за счет манеры исполнения (в частности вибрации голоса солистки) приведен на рис.2.



Рис.2. Характерные изменения во времени (вверху) частоты звучания (частотная и амплитудная модуляции звука), реакции желудочно-кишечного тракта «слушателя» (ломаная линия в середине) и фрагменты низкочастотной составляющей воспринимаемого слушателями спектра звука (внизу) при исполнении арии Розины из оперы «Севильский цирюльник»

В принципе довольно часто возникают и другие частоты в области инфразвука. Если эти частоты оказываются в области частот повышенного психологического восприятия их человеком, у слушателя могут возникнуть дополнительные ощущения психотропного типа, напрямую не связанные с основным звучанием мелодии или текста исполняемого произведения.

В конечном итоге, каждое музыкальное произведение, с позиций акустики, оказывается психотропным «возбудителем» нервной системы, а само психологическое восприятие музыкального произведения не обязательно будет определяться только достоинствами его воспринимаемой ухом части, т.е. в большинстве случаев организм воспринимает больше звуков, чем пишет композитор.

По всей видимости, именно эти особенности восприятия человеком акустических волн лежат в основе воздействия на состояние человека мантр, заговоров и т.п.

Литература

1. *Трохан А.М.* Таинственный мир, в котором мы живем. – М.: МАКС Пресс, 2008. – 404 с.

2. Гордиенко В.А. Физические поля и безопасность жизнедеятельности.– М.: Аст: Астрель: Профиздат, 2006.– 316 с.

3. Гордиенко В.А., Гончаренко Б.И., Гордиенко Т.В. Некоторые медикофизические аспекты воздействия инфразвука на организм и правил определения его уровней// 3-й евразийский конгресс по медиц. физике и инженерии «Медицинская физика-2010». Тез. докл.– М. 2010.

КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ

Ассистент Осминкина Л.А., мл.науч.сотр. Гонгальский М.Б., профессор Тимошенко В.Ю.

Кремний, как известно, является основным материалом современной микроэлектроники, однако он также может быть использован в биомедицине. Так, в [1-3] доказано свойство биосовместимости и биодеградируемости кремниевых наночастиц. Применение наночастиц кремния при диагностике и лечении онкологических заболеваний открывает ряд новых возможностей, значительно повышающих эффективность используемых в настоящее время методов. В работе [2] с *in-vivo* продемонстрировано использование наночастиц кремния для лечения больных с дисфункцией роговицы глаза. В настоящей работе изучались физико-химические свойства, а также биосовместимость и биоактивность (визуализация клеток, фотосенсибилизация синглетного кислорода, соносенсибилизация ультразвука) кремниевых наночастиц для их применений в диагностике и лечении онкологических заболеваний.

Водные суспензии наночастиц кристаллического (nc-CSi) и пористого (nc-mesoPSi, и nc-microPSi) кремния изготавливались с помощью метода механического измельчения пластин кристаллического и пленок пористого кремния в планетарной мельнице FRITSCH «Pulverisette 7 premium line». Пленки пористого кремния, в свою очередь, формировались стандартным

методом электрохимического травления пластин кристаллического кремния. Размеры кремниевых наночастиц определялись в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) LEO912 AB OMEGA, сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) Lira Tescan, а также методом динамического светорассеяния (ДСР) на приборе Malvern Zetasizer Nano ZS. Состав поверхностного покрытия наночастиц исследовался с помощью ИКспектрометра Bruker IFS 66v/S. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) возбуждались N_2 лазером 337 нм. *In-vitro* эксперименты проводились на раковых клетках видов Hep2 и CHO. Клетки, визуализированные кремниевыми наночастицами, исследовались на конфокальном микроскопе Leica TCS SP5. Для высокочастотной активации наночастиц ультразвуком использовалась ультразвуковая ванна УЗВ6-0,063/37.

На рис.1 представлены данные ПЭМ для наночастиц nc-CSi (a), nc-mesoPSi (б), nc-microPSi (в), а также СЭМ фотография nc-mesoPSi (г).



Рис.1 ПЭМ наночастиц nc-CSi (a), nc-mesoPSi (б) b nc-microPSi (в), а также СЭМ фотография nc-mesoPSi (г).

На вставках к рисунку 1 (а, б, в) представлены картины дифракции электронов от соответствующих образцов, полученные в геометрии "на прохождение". Периодическое расположение рефлексов в картинах указывают на кристаллическую структуру наночастиц.

Согласно представленным на рис.1 данным, а также данным ДСР следует, что изучаемые образцы представляют собой 40÷300 нм агломераты наночастиц меньших размеров. Максимум распределения в спектре ДСР составлял 110 нм для nc-CSi, 70 нм для nc-mesoPSi и 60 нм для nc-microPSi (рис.2).



Рис.2 Функции распределения наночастиц nc-mesoPSi, nc-microPSi и nc-CSi по размерам, полученные из данных ДСР.

Площади поверхности образцов, полученные методом изотерм адсорбции, составляли около 450 м²/г для nc-mesoPSi и nc-microPSi, и около 260 м²/г для nc-CSi. Такая огромная площадь поверхности кремниевых наночастиц делает их восприимчивыми для разного рода функциализаций что открывает большие возможности для использования в биомедицине.

Данные ИК-спектроскопии показали, что поверхность кремниевых наночастиц, полученных измельчением в водной среде, преимущественно покрыта кислородом, о чем свидетельствуют линии поглощения на валентных (1070 см⁻¹) колебаниях Si-O-Si. Это определяет гидрофильные свойства поверхности и обуславливает существование стабильных водных суспензий наночастиц. Следует, однако, отметить, что свежеприготовленные пленки пористого кремния, а также порошки кремниевых наночастиц, полученные сухим измельчением пленок, имеют преимущественно водородное покрытие поверхности (линии поглощения на Si-H_x(x=1,2,3) валентных (2100 см⁻¹) и Si-H₂ ножничных (908 см⁻¹) колебаниях) (см. рис.3 а, б). Следовательно, их поверхность имеет гидрофобные свойства. На рис.3 г, е дано схематическое изображение поверхностного покрытия кремниевых наночастиц, полученных сухим (3 г) и водным (3 е) помолом пленок пористого кремния, а на рис. 3 в и д приведены фотографии полученных порошков и суспензий кремниевых наночастиц.



Рис.3 Спектры пропускания ИК-излучения пленкой пористого кремния и nc-mesoPSi (а) и nc-CSi, nc-mesoPS и nc-microPSi (б); фотографии порошков и суспензий кремниевых наночастиц (в, д); схематическое изображение поверхностного покрытия кремниевых наночастиц, полученных сухим (3 г) и водным (3 е) помолом пленок пористого кремния.

Представленные данные свидетельствуют о возможности управления свойствами гидрофобности/гидрофильности поверхности кремниевых наночастиц, что важно для их дальнейших биомедицинских применений.

Серия проведенных *in-vitro* [4-6] экспериментов доказала отсутствие цитотоксичных свойств у исследуемых суспензий кремниевых наночастиц вплоть до концентраций 2 г/л. Цитотоксичное действия наночастиц на клетки при больших концентрациях связано, возможно, с адсорбцией питательных веществ на их поверхности. При этом клетки не разрушаются, а лишь замедляют скорость своей пролиферации.

Методами ДСР и ИК-спектроскопии было изучено взаимодействие ncmesoPSi с сывороточным альбумином [7]. Согласно представленным данным, доказано полное отсутствие связи кремниевых наночастиц с альбумином. Отметим, что это может сыграть существенную роль в дальнейших *in-vitro* экспериментах, поскольку отсутствие данной связи уменьшит вероятность тромболизации кровеносных сосудов при внутривенном введении кремниевых наночастиц.

Обнаружено, что nc-mesoPSi и nc-microPSi обладают ФЛ свойствами, которые можно использовать для визуализации биологических объектов.



Спектры ФЛ полученных наночастиц имели вид широких полос в видимой области спектра, с максимумом в области энергии фотонов 1,3 эВ и 1,7 эВ, соответственно (рис.4).

Рис.4 Спектры ФЛ nc-CSi, nc-mesoPS и nc-microPSi (a), типичный вид суспензии кремниевых наночастиц в люминесцентном свете, возбуждаемом УФ излучением (б).

ФЛ образцов обусловлена излучательной рекомбинацией экситонов, заключенных в кремниевых нанокристаллах с размерами около 6 нм (для nc-mesoPSi) и 3 нм (для nc-microPSi). Отметим, что квантовый выход ФЛ для исходных слоев пористого кремния был не менее 5%, а в суспензии при концентрации наночастиц свыше 10 мг/л ФЛ могла легко наблюдаться невооруженным глазом (см. рис.4 б).

Проведенные *in-vitro* эксперименты показали, что кремниевые наночастицы могут проникать внутрь клетки, сохраняя при этом свои ФЛ свойства, что, в сочетании с биосовместимостью частиц, открывает возможность их использования для визуализации клеток (bioimaging) [8].

Эксперименты по фотовозбуждению суспензией nc-microPSi продемонстрировали возможность эффективной фотосенсибилизации генерации
синглетного кислорода, что может быть использовано в фотодинамической терапии опухолей [8-13]. Так, после насыщения суспензий кислородом происходило тушение ФЛ наночастиц, степень которого монотонно увеличивалась с ростом давления O_2 . Установлено, что максимум тушения ФЛ (полученный из спектральной зависимости степени тушения ФЛ – отношения интенсивности ФЛ суспензии без растворенного газа (I_{PL}) к аналогичному значению после ее насыщения O_2 (I_{PL}^{avgg})) располагается в области 1.6 эВ, что близко к энергии перехода ${}^{3}\Sigma \rightarrow {}^{1}\Sigma$ в молекуле O_2 (рис. 5а). Следовательно, тушение ФЛ пс-тісгоРSi происходит в результате безызлучательной передачи энергии экситонов к молекуле O_2 , т.е. в процессе фотосенсибилизации генерации синглетного кислорода. Анализ разности интегральных интенсивностей ФЛ пс-тісгоРSi в суспензиях с растворенным кислородом и после его откачки свидетельствует о том, что на возбуждение молекул O_2 передается около 40% энергии экситонов (см вставку к рис. 5 а).



Рис. 5 Спектры ФЛ суспензий пс-тісгоРSi в воде без растворенного кислорода (1) и после ее насыщения кислородом при давлении 760 Торр (2) (а). Врезка показывает степень гашения ФЛ после насыщения суспензии кислородом. Зависимости числа раковых клеток от концентрации пс-тісгоPSi после нахождения 1 ч в темноте (1) или после освещения (2), определенные по изменению их оптической плотности и нормированные на значения в контрольной группе, где пс-тісгоPSi не добавлялся (б).

Фотовозбужденные nc-Si были использованы для подавления процесса пролиферации раковых клеток *in-vitro* [8, 9]. Показано, что для концентрации nc-Si в питательном растворе ~0.5 г/л и выше имеет место значительное уменьшение числа раковых клеток после освещения. При концентрации 2.5 г/л фиксировалась гибель около 80% клеток. В то же время, в темноте влияние nc-Si практически отсутствовало во всем использованном диапазоне концентраций (рис. 5 б). Следовательно, подавление пролиферации раковых клеток вызвано воздействием активного кислорода, возникающего при фотовозбуждении нанокристаллов кремния. Также возможно

влияние теплового фактора, возникающего при разогреве наночастиц, возбуждаемых лазерным излучением (гипертермия). В целом, полученные результаты свидетельствуют о возможности использования фотовозбужденного с помощью nc-microPSi синглетного кислорода для подавления размножения раковых клеток. Что, очевидно, может найти применение в фотодинамической терапии онкологических заболеваний.

Было изучено влияние сочетанного действия порошков кремниевых наночастиц nc-CSi и nc-mesoPSi, взятых с концентрациями 1 г/л, и ультразвукового излучения (УЗИ) на раковые клетки Нер 2 в экспериментах *in vitro* [8, 14]. Показано, что после получасового сеанса УЗИ-воздействия (озвучивания при плотности мощности УЗИ до 2 Вт/см²) в присутствие наночастиц наблюдается уменьшение численности раковых клеток вплоть до их полного уничтожения. При этом в контроле (озвучивание без наночастиц) число клеток практически не изменялось. Так, в опытах с nc-CSi в контроле количество клеток после получасового озвучивания составляло 240 тыс на чашку, в то время как число клеток после озвучивания в присутствие nc-CSi составляло 55 ± 4 тыс. на чашку.

При использовании пс-mesoPSi число клеток после УЗИ-воздействия уменьшилось ниже уровня обнаружения (рис.6). Проведенные за этим микроскопические исследования поверхности сосуда и объема питательной среды после очистки их от наночастиц и замены питательного раствора на свежий позволили обнаружить отдельные малочисленные (1-10 шт) группы клеток, которые демонстрировали крайне низкую скорость пролиферации. В последующих экспериментах исследовалась гибель клеток при уменьшенных мощностях УЗИ до 0.2 Вт/см².



Рис. 6 Изображение раковых клеток. Без к/л воздействия (а), после обработки УЗИ 2 Вт/см² (б), после сочетанного действия УЗИ 2 Вт/см² и пс-mesoPSi в).

Число клеток в контрольной группе и в группе с добавлением наночастиц сразу после УЗИ-облучения низкой интенсивности (0.2 Вт/см²) не отличалось в пределах статистической погрешности (p>0.05). Однако, с течением времени число клеток контрольной группы продолжало возрастать, а в другой – уменьшаться вплоть до полной остановки процесса пролиферации в течение 80 ч (см. рис.7). Следовательно, сочетанное воздействие УЗИ 0.2 Вт/см² и пс-mesoPSi на клетки приводит к возникновению в них дефектов. Данные дефекты препятствуют дальнейшей пролиферации или инициируют их гибель клеток по механизму апоптоза. Таким образом, обнаружено, что сочетанное действие кремниевых наночастиц и ультразвука может приводить к полному уничтожению раковых клеток. По всей вероятности, клетки гибнут вследствие эффектов механического разрушения при кавитации и гипертермии, инициируемых сочетанным действием УЗИ и кремниевых наночастиц.



Рис. 7 Изменение со временем числа клеток Нер 2 после воздействия УЗИ (30 мин, 0.2 Вт/см²) без добавления nc-mesoPSi (1) и с добавлением nc-mesoPSi с концентрацией 1 мг/мл (2).

В заключение следует отметить, что представленное научное исследование имеет как фундаментальное значение, обусловленное изучением взаимосвязи неорганических нанообъектов с живыми системами, так и важное прикладное значение, направленное решение важнейших социально-значимых проблем, связанных с диагностикой и лечением онкологических заболеваний.

Представленная работа была поддержана грантами РФФИ № 11-02-90506-Укр_ф_а, и проектом Минобрнауки (ГК № 16.513.12.3010). Образцы кремниевых наночастиц были изготовлены и исследованы с использованием оборудования ЦКП МГУ.

Автор выражает благодарность проф. П.К. Кашкарову за внимание к работе и полезное обсуждение, проф. Г.П. Петровой за возможность проведения ряда биофизических экспериментов, в.н.с. А.А. Кудрявцеву (ИТЭБ РАН) и проф. А.Д. Дурневу (Институт токсикологии РАМН) за возможность проведения *in-vitro* и *in-vivo* экспериментов.

Литература

1. Park J., Gu L., von Maltzahn G., Ruoslahti E. etc "Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications" Nature Materials, 2009, Vol. 8, pp. 331-336.

2. Low S.P., Voelcker N.H., Canham L.T. etc "The biocompatibility of porous silicon in tissues of the eye" Biomaterials, 2009, 30, pp. 2873–2880.

3. Canham L.T. "Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive" Nanotechnology, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.

4. Дурнев А.Д., Соломина А.С., Даугель-Дауге Н.О. и др. "Исследование генотоксической и тератогенной активности нанокристаллов кремния" Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 2010, том 149, №4, стр. 429-433.

5. Кудрявцев А.А., Лавровская В.П., Осминкина Л.А., А.С. Воронцов А.С., Тимошенко В. Ю. "Фототоксичность нанокристаллов кремния" Физическая Медицина, 2006. №2. Том 16. стр. 4-8.

6. Durnev A., Solomina A., Daugel-Dauge N., Janataev.A, Shreder E., Nemova e. Shreder O., Veligura V., Osminkina L., Timoshenko V.Yu., Seredenin S. "Study on genotoxic and teratogenic activity of silicon nanoparticles in vivo" International Journal of Biomedical Nanoscience and Nanotechnology, Vol. 1, No. 1, 2010, pp. 70-86.

7. K.A. Anenkova, I.A. Sergeeva, G.P. Petrova, K.V. Fedorova, L.A. Osminkina, V.Yu. Timoshenko "Interaction of silicon nanoparticles with the molecules of bovine serum albumin in aqueous solutions" Quantum Electronics 41 (5), 2011, pp.393-395.

8. L.A. Osminkina, M.B. Gongalsky, A.V. Motuzuk, V.Y. Timoshenko, A.A. Kudryavtsev "Silicon nanocrystals as photo- and sono-sensitizers for biomedical applications" Appl Phys B Lasers and optics, DOI 10.1007/s00340-011-4562-8, 2011, accepted for publication.

9. Тимошенко В.Ю., Кудрявцев А.А., Осминкина Л.А., Воронцов А. С., Рябчиков Ю. В., Белогорохов И. А., Ковалев Д., Кашкаров П. К. "Кремниевые нанокристаллы как фотосенсибилизаторы активного кислорода для биомедицинских применений" Письма ЖЭТФ, 2006, том 83, № 9, стр. 492-495.

10. V. Yu. Timoshenko, L. A. Osminkina, A. S. Vorontsov, Yu. V. Ryabchikov, M. B. Gongalsky, A. I. Efimova, E. A. Konstantinova, T. Yu. Bazylenko, P. K. Kashkarov, and A. A. Kudriavtsev "Silicon nanocrystals as efficient photosensitizer of singlet oxygen for biomedical applications" Proc. SPIE, 2007, 6606, P. 66061E.

11. М.Б. Гонгальский, Е.А. Константинова, Л.А. Осминкина, В.Ю. Тимошенко "Детектирование синглетного кислорода, образующегося при фотовозбуждении нанокристаллов пористого кремния, методом фотолюминесценции" ФТП, 2010, том 44, выпуск 1, стр. 92-95. 12. M.B. Gongalsky, A.Yu. Kharin, S.A. Zagorodskikh, L. A.Osminkina, and V. Yu. Timoshenko "Photosensitized generation of singlet oxygen in porous silicon studied by simultaneous measurements of luminescence of nanocrystals and oxygen molecules" Journal of Applied Physics 110, 2011, pp. 013707-1 – 013707-5.

13. Ю.В. Рябчиков, И.А. Белогорохов, М.Б. Гонгальский, Л.А. Осминкина, В.Ю. Тимошенко "Фотосенсибилизированная генерация синглетного кислорода в порошках и водных суспензиях нанокристаллов кремния" Физика и техника полупроводников, том 45, вып. 8, 2011, стр. 1090 - 1094.

14. Л.А. Осминкина, Е.Н. Лукьянова, М.Б. Гонгальский, А.А. Кудрявцев, А.Х. Гайдарова, Р.А. Полтавцева, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.Т. Сухих "Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток" Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 2011, Том 151, № 1, стр.91-95.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОЗНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ, ПОЛУЧАЕМЫХ НА УСТАНОВКАХ ДЛЯ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОЙ ХИРУРГИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РАЗМЕРАХ КОЛЛИМАТОРОВ.

Ассистент Осипов А.С., ст. преподаватель Белоусов А.В.

В настоящее время широко используется такой вид лучевого лечения, как стереотаксическая радиохирургия (СРХ) и стереотаксическая радиотерапия (СРТ). В любом случае это высокопрецизионное облучение очагов поражения, небольших (обычно до 3 см в максимальном размере) паталогических образований. Одним из наиболее распространенных устройств для СРХ является система Accuray Cyber Knife [1], которая была разработана в 1992 году в Стэнфордском университете. В данной системе используется маленький промышленный линейный ускоритель (массой 120 кг) на энергию фотонов 6 МэВ (тормозное излучение генерируется на вольфрамово-медной мишени), расположенный на роботизированной подставке (руке), которая контролируется компьютером по данным системы сканирования пациента. Мощность дозы 4 Гр/мин. Автоматизированная рука имеет 6 степеней свободы и способна обеспечить доставку пучка к сотне локаций в теле пациента с 12 направлений к каждой локации. Используется «безрамковая» локализация пациента с помощью двух ортогональных рентгеновских трубок на 2 КВ и расположенных за пациентом флюоресцентных экранов. Заявленная производителем точность позиционирования 0.95 мм. Для создания узких пучков фотонов используются цилиндрические коллиматоры, поставляемые вместе с системой. Номинальные размеры коллиматоров: 5 мм, 7.5 мм, 10 мм, 12.5 мм, 15 мм, 20 мм, 25 мм, 30 мм, 35 мм, 40 мм, 50 мм, 60 мм в диаметре. Лечебная кушетка имеет пять автоматических степеней свободы (3 поступательных, наклон головы и повороты слево-вправо).

Цель работы – исследование влияния размеров коллиматоров на дозные распределения пучков тормозных фотонов, получаемых при рассеянии электронов со средней энергией 6 МэВ, на вольфрамово-медной мишени. Определение оптимальных параметров мишени и фильтрующей пластины.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для решения поставленной задачи в качестве инструмента для моделирования был выбран пакет Geant4. Это пакет библиотек для компьютерного моделирования прохождения элементарных частиц через вещество, написанный с использованием объектно-ориентированного языка программирования С++. Области применения пакета включают в себя физику высоких энергий, исследование ядерных реакций, медицину, расчет ускорителей частиц, космические физические исследования и др. В основе расчета процесса прохождения частиц с использованием Geant4 лежит метод Монте-Карло.



На рис. 1 схематически представлена модель системы коллимации.

Рис. 1. Схематическое изображение используемой геометрической модели системы коллимации.

Тормозная мишень состоит из двух пластин Plate1 и Plate2, расположенных вплотную друг к другу. Plate1-пластина из вольфрама, размер -20*20*0.4 см, Plate2-пластина из меди, размер - 25*25*0.1 см, Collimator1первичный коллиматор (полый цилиндр) из свинца, длина - 5 см, внутренний радиус - 0.3 см, внешний радиус - 20 см, **Plate3**-электронный фильтр из алюминия, размер - 10*10*3 см, **Collimator2**-вторичный коллиматор (цилиндр с конической выемкой) из свинца, длина - 15 см, начальный (ближний к источнику) внутренний радиус - 3 см, конечный внутренний радиус варьируется, **Phantom**-куб из воды, размером 20*20*20 см.

При моделировании первоначальный пучок состоял из электронов, имеющих нормальное распределение по энергиям с параметрами $E_{cp}=6$ МэВ, и $\sigma_E^2=1$ МэВ, нормальное распределения по углам между направлением движения электронов с осью пучка с параметрами $\theta cp=0^\circ$, и $\sigma_{\theta}^2=1^\circ$. Форма пучка в поперечном сечении круглая, зависимость количества частиц от радиуса имеет нормальное распределение с параметрами Rcp=0.2 см, и $\sigma_R^2=0.1$ см.

Расстояние от источника до фантома (SSD) составляло 80 см.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

С ростом радиуса коллиматора следует ожидать, одновременно с увеличением общего количества фотонов и переносимой ими энергии, увеличения низкоэнергетической компоненты спектрального распределения, за счет фотонов, рассеянных в тормозной мишени под большими углами. Численное моделирование транспорта фотонов, полученных на тормозной мишени, показало, что их средняя энергия на выходе вторичного коллиматора уменьшается от 2.24 МэВ для радиуса выходного отверстия 2.5 мм до 1.97 МэВ для радиуса 30 мм. Энергетические характеристики пучка тормозных фотонов обобщены в таблице 1.

Радиус кол- лиматора, мм	Средняя энер- гия, МэВ	Суммарная энергия	Кол-во фотонов, отн. ед.	Полная энер- гия фотонов, отн. ед.
2,5	2,24	1,06E+09	0,14	0,16
3	2,20	1,11E+09	0,15	0,17
3,75	2,17	1,24E+09	0,17	0,19
5	2,11	1,87E+09	0,22	0,23
6,25	2,06	2,04E+09	0,26	0,27
7,5	2,03	1,54E+09	0,31	0,32
10	1,97	1,88E+09	0,42	0,42
15	1,93	4,77E+08	0,62	0,60
30	1,98	1,49E+09	1,00	1,00

Таблица 1. Характеристики тормозных фотонов на входе в мишень

Распределение дозы по глубине слабо зависит от радиуса вторичного коллиматора. Максимум продольных дозных распределений находится на глубине 1.0-1.2 мм, что, тем не менее, необходимо учитывать, при заявленной точности доставки дозы ~1 мм. Значение дозы в максимуме при размере коллиматора 30 мм на 8% выше, чем при размере отверстия 2.5 мм. Для моделирования реальных условий облучения интракраниальных образований нами выбрана мишень объемом 1 см³, залегающая на глубине 1.0 см, в области максимума продольных распределений доз. Все дозные распределение нормировались таким образом, чтобы в объеме мишени была создана одинаковая доза. Из-за большого расстояния поверхность источник (SSD) нормированные глубинные распределения оказались примерно одинаковыми. Отличие в интегральных дозах до и после мишени составило не более 6%, причем с увеличением роста радиуса коллиматора интегральная доза только увеличивалась.

Анализ поперечных распределений доз и профилей на входе в фантом и в области максимума продольных дозных распределений показал, что при столь большом SSD целесообразнее использовать коллиматоры меньших радиусов, но больших длин, желательно, с одновременным уменьшением SSD.

выводы

При стандартном для лучевой терапии расстоянии источникповерхности SSD=800 мм для улучшения продольных дозных распределений и градиентов доз за мишенью, а также в поперечных распределениях целесообразно уменьшать размеры вторичных коллиматоров. Однако уменьшение размеров коллиматоров приводит к увеличению продолжительности сеанса облучения и большему фону вторичного излучения от системы коллимации. С данной точки зрения считаем наиболее оптимальным решением уменьшение радиусов вторичных коллиматоров с одновременным увеличением их длины и сокращением SSD.

Смещение максимумов в зависимости от радиуса вторичного коллиматора составляет порядка 15%, что является существенным, при заявленной точности для нужд СРХ в 1 мм. Градиент спада дозы увеличивается с радиусом и в продольном направлении составляет $D_{90-50}=92$ мм для радиуса 1.5 мм и 104 мм для радиуса 25 мм. В поперечных направлениях $D_{90-10}=30$ мм, $D_{80-20}=18$ мм и $D_{90-10}=71$ мм, $D_{80-20}=39$ мм на входе в фантом и $D_{90-10}=32$ мм, $D_{80-20}=20$ мм и $D_{90-10}=68$ мм, $D_{80-20}=40$ мм в области максимума продольного распределения соответственно.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №10-02-01455-а.

Литература

Kuo et al. "The CyberKnife stereotactic radiosurgery system: description, installation, and an initial evaluation of use and functionality", Neurosurgery, 53, 2003, pp. 1235-1239.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ НАПЕРСТКОВОГО ТИПА ПРИ ФОТОННОЙ ТЕРАПИИ

Ст. преподаватель *Белоусов А.В.*, ассистент *Осипов А.С.*, профессор *Черняев А.П.*

Ионизационные камеры наперсткового типа, также известные как полостные ионизационные камеры, предназначены для определения по измеренному ионизационному току поглощенной дозы в материале стенки [1]. Ионизационная камера наперсткового типа представляет собой газовую полость (ионизационный объем) окруженной твердой средой (стенкой камеры) [2]. На рис.1 показана типичная наперстковая камера, форма стенок которой, как видно, напоминает наперсток. Внешняя стенка камеры служит одним из электродов, вторым электродом служит стержень, проходящий по оси симметрии камеры. Между двумя электродами прикладывается напряжение, обеспечивающее сбор образованных в объеме камеры ионов.

Принцип работы ионизационных камер основан на соотношении Брэгга-Грея, которое устанавливает связь между поглощенной энергией в полости и окружающей ее стенке, что, в свою очередь, позволяет по измеренному ионизационному току рассчитать поглощенную дозу. Соотношение получено в предположении, что интенсивность первичного излучения одинакова для любых двух точек рассматриваемой системы. Очевидно, что в случае конечных размеров источника и среды данное предположение не выполняется. Также предполагается, что атомный состав вещества полости и окружающей стенки один и тот же, тогда данное соотношение справедливо для полости любого размера. Однако, в случае применяемых в лучевой терапии ионизационных камерах, это предположение не выполняется. Считается, что совпадают эффективные атомные номер полости и окружающей стенки, но эффективный атомный номер зависит от энергии фотонного излучения, и, следовательно, данное предположение также не всегда выполняется. Таким образом, рассчитанная по соотношению Вульфа-Брегга доза будет отличаться от истинного значения, причем степень отклонения будет зависеть от энергии фотонного излучения. Целью работы является моделирование геометрии и элементного состава ионизационной

камеры наперсткового типа и проведение исследований энергетического отклика камеры в режиме полного собирания при различных режимах фотонного облучения.

В программной среде GEANT4 создана геометрическая модель наперстковой фармеровского типа (рис.1). В качестве исходной принята цилиндрически-симметричная структура. Блочная структура описания геометрии камеры позволяет независимо изменять геометрические размеры различных блоков: длину, внутренний и внешний радиус, радиус кривизны наконечника.



Рис.1. Созданная в программном пакете GEANT4 геометрия наперстковой камеры фаормеровского типа.

Выбор геометрических размеров камеры определяется, главным образом, величиной ионизационного объема и для моделирования не является принципиальным. На практике с одной стороны увеличение ионизационного объема улучшает чувствительность камеры, уменьшая тем самым погрешность определения дозы. С другой стороны для прецезионных измерений требуются малые чувствительные объемы, обеспечивающие высокое пространственное разрешение измеренной дозы.

Расположенная в водухе ионизационная камера облучалась моноэнрегетическим пучком фотонов ось которого совпадала с осью симметрии камеры. Внутри чувствительного объема камеры регистрировалось количество высвобожденных электронов и поглощенная

внутри полости доза. Полученные значения дозы нормировались на единичное значение, в качестве которого было выбрано значение поглощенной дозы при облучении фотонами с энергией 5 МэВ. Во всех случаях трассировалось одинаковое число частиц – 10⁷. Полученные коэффициенты нормировки использовались для расчета ионизационного тока в камере. На рис. 2. приведен график зависимости ионизационного тока при одинаковой дозе в чувствительном объеме от энергии первичных фотонов. В области энергий 15-25 МэВ наблюдается крутой подъем, что, скорее всего, связано с фотоядерными реакциями в области гигантского дипольного резонанса, которые существенно влияют на «эффективный» атомный состав.



Рис.2. Зависимость количества актов ионизации от энергии первичных фотонов. В чувствительном объеме камеры поглащенная доза во всех случаях одинакова.

Литература

1. В.И. Иванов «Курс дозиметрии». Москва, АТОМИЗДАТ, 1978г.

2. Ратнер Т.Г., Лютова Н.А. «Клиническая дозиметрия. Теоретические основы и практическое применение». Издательство «Весть», Москва, 2006.

ВОЗМОЖНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ И РАДИОСПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

Науч. сотр. *Макуренков А.М.*, профессор *Петрова Г.П.*, ст. науч. сотр. *Берловская Е.Е.*, ассистент *Федорова К.В.*, ст. науч. сотр. *Папиш Е.А.*

Памяти профессора Юрия Михайловича Петрусевича (1935–2010)

Среди наиболее распространенных заболеваний, имеющих высокий уровень летальных исходов, на втором мете после болезней кровеносной системы стоят онкологические заболевания. Несмотря на то, что современные методики лечения позволяют эффективно справляться с этим недугом при обнаружении его на ранних стадиях, своевременное выявление заболевания в масштабах населения страны остается нерешенной задачей.

Для создания методики экспресс-диагностики требуется выбор параметров достоверно характеризующих наличие у пациента онкологии. Для физических методов исследования биологических жидкостей, таких как кровь и лимфа, показательным является набор параметров, связанных с молекулярной динамикой белков. Для этого требуется определить несколько независимых физических величин, таких как масса макромолекул, коэффициенты вращательной и трансляционной подвижностей, сорбционные параметры заряженных ионов, взаимодействующих с поверхностью заряженных белков [1].

С этой целью нами проводятся исследования растворов белков плазмы крови методами ЯМР и ЭПР [2,3], а также статическим и динамическим светорассеянием [4].

Метод ЯМР позволяет определять молекулярную подвижность белков в растворе по временам продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации. Для диагностических целей достаточно измерить только один релаксационный параметр, например, T_1 . Величина T_1 заметно отличается для случаев здоро-



Рис. 1. Двухпараметрический график изменения времени продольной ЯМР релаксации (ΔT_I) и ее величины (T_I) после добавления в плазму крови парамагнитного иона в случаях здоровых пациентов, онкологических больных и группы риска

вых пациентов и онкологических больных, однако, статистические данные по этому параметру для указанных групп имеют значительное перекрытие (порядка 80 процентов), что делает неприемлемым использование этой методики для диагностических целей.

Развитие указанной методики позволяет кардинально изменить статистическую картину, если объектом исследования становится плазма крови, где наблюдается изменение ΔT_1 при добавлении малых концентраций парамагнитных солей, например, солей кобальта. Измерение параметра T_1 до и после добавления в плазму крови парамагнитного иона позволяет достоверно диагностировать заболевание. На рис. 1, в случаях здоровых пациентов и онкологических больных изменение ΔT_1 имеет разный знак и величину, что связано с различием сорбции добавленных ионов тяжелого металла на белках плазмы крови двух названных групп.



Рис. 2. Двухпараметрический график параметров β и γ , полученных из спектров ЭПР, для здоровых пациентов (N) и онкологических больных (CR)

Метод ЭПР, в свою очередь, позволяет получить сорбционные параметры белка, определяювращательную щие его молекулярную подвиж-Для наблюдения ность. сигнала ЭПР белка, в раствор вводят специальный парамагнитный зонд, который связывается с поверхностью белковой макромолекулы. При онкологии происходит свободнорадикальное окисление в липидной части белка, и парамагнитный зонд вы-

талкивается на поверхность. На графике, представленном на рис. 2 четко выделяются области здоровых пациентов и онкологических больных для двух независимых параметров – соотношения β интенсивностей сигналов от зонда, связанного и несвязанного с белком, и параметра γ , характеризуемого шириной спектральной линии белка.

Метод светорассеяния является эффективным диагностическим методом при онкологических заболеваниях, благодаря возможности определять ряд независимых молекулярных параметров, таких как масса частиц, коэффициент межмолекулярного взаимодействия, коэффициент трансляционной диффузии и некоторые другие. Все они характеризуются нелинейными зависимостями от свойств макромолекул, таких как поверхностный заряд, дипольный момент, концентрация, количество и тип гидрофобных и гидрофильных центров, а также от свойств растворителя – его диэлектрической проницаемости, вязкости и температуры.

Некоторые параметры макромолекул белков сыворотки крови в водных растворах могут значительно различаться по величине для здоровых людей и пациентов с онкологическими заболеваниями. Основные параметры, которые при этом исследуются: интенсивность интегрального рассеяния, масса рассеивающих частиц *M* и коэффициент межмолекулярного взаимодействия *B*. Результаты экспериментов с клиническими образцами, приведенные на рис. 3 показывают, что эти параметры являются диагностическими.



Рис. 3. Двухпараметрический график коэффициента взаимодействия В и функции массы logM для растворов сыворотки крови здоровых пациентов (N) и онкологических больных (CR), полученных методом светорассеяния

Результаты наших многолетних исследований молекулярных параметров белков плазмы крови показывают возможность проводить достоверную диагностику онкологических заболеваний и осуществлять контроль лечения с использованием методов ЯМР, ЭПР и светорассеяния. Последний является наиболее перспективным для целей массового применения в медицинских учреждениях [5].

Литература

1. *Петрусевич Ю.М.* Молекулярные основы физики и биофизики рака// Сб. «Медицинская физика», Изд. МГУ, 2006 г., С.82-93.

2. Петрусевич Ю.М., Петрова Г.П., Макуренков А.М. Бойко А.В. Исследование особенностей сорбции ионов кобальта в водных растворах сывороточного альбумина. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2006, №1, С.49.

3. Петрусевич Ю.М., Берловская Е.Е. Роль зарядов в аномальной диффузии протеинов, исследованная методом ЭПР// Хим. физика, 1996, **15**, №10, С.112-115.

4. *Петрова Г.П., Петрусевич Ю.М., Папиш Е.А.* Исследование характеристик компонент сыворотки крови методами светорассеяния и разработка методов диагностики онкологических заболеваний// Медицинская физика. 2004, №1, С.52.

5. Петрусевич Ю.М., Петрова Г.П., Берловская Е.Е., Макуренков А.М., Сергеева И.А., Федорова К.В. Диагностика онкологических заболеваний методами ЯМР, ЭПР и светорассеяния. Медицинская физика, № 4(44), 2009, 73-79.

ОСОБЕННОСТИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПОДВИЖНОСТИ ФЕРМЕНТА ПЕПСИНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАЗЛИЧ-НЫХ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ

Аспирант Чжан Сяолэй, профессор Петрова Г. П.

Пепсин [1-5] представляет собой глобулярный фермент с молекулярной массой около 34500 Да. Он играет значительную роль в пищеварении у млекопитающих, в том числе у человека, являясь ферментом, выполняющим один из важных этапов в цепочке превращений белков пищи в аминокислоты. Железами желудка пепсин вырабатывается в неактивном виде, переходит в активную форму при воздействии на него соляной кислоты. В нашей работе использовался препарат пепсин фирмы "SERVA" из слизистой оболочки желудка свиньи.

Поверхность молекулы фермента содержит многочисленные заряженные группы, причем величину заряда можно изменять в широких пределах путем изменения pH раствора. Кроме того, размер и масса молекулы строго определена для каждого вида фермента. Сильное электростатическое взаимодействие между молекулами фермента оказывает существенное влияние на характер броуновской динамики молекул ферментов. В организме человека различные металлы играют весьма важную роль. Основными из них являются натрий, калий, кальций, магний, содержащиеся в человеческом теле в количестве от десятых долей процента до нескольких процентов. Такие металлы, как кобальт, молибден, цинк, и др., присутствуют в организме в гораздо меньших концентрациях и существуют в связанном состоянии с ферментами, при этом их совокупное содержание составляет менее процента. В больших количествах многие из этих металлов токсичны.

С помощью метода фотонной корреляционной спектроскопии [6, 7] были исследованы молекулярные параметры пепсина в чистом водном растворе и в водных растворах с добавлением солей калия, кобальта, свинца, цинка, цезия и рубидия. В работе получены следующие основные результаты:

Коэффициенты диффузии и межмолекулярного взаимодействия от pH для чисто водного раствора пепсина имеют нелинейную зависимость, близкую к параболической, с минимумом вблизи изоэлектрической точки (pH 1.6).

Выявлено уменьшение коэффициента трансляционной диффузии вблизи изоэлектрической точки в растворах пепсина, содержащих ионы калия, кобальта, свинца, цинка, цезия и рубидия, с ростом ионной силы. Наиболее заметное падение коэффициента трансляционной диффузии пепсина наблюдается вблизи изоэлектрической точки при добавлении свинца. Этот эффект связан с образованием дипольных кластеров пепсина при дипольно-дипольном взаимодействии между молекулами. По сравнению с размером дипольных кластер, образующихся в растворах альбумина, гамаглобулина [8, 9], дипольные кластеры пепсина имеют малые размеры, так как в очень кислой среде (pH 1.6) положительно заряженные ионы водорода препятствуют прочному связыванию ионов металлов с отрицательно заряженными группами на поверхности пепсина.

Обнаружено, что в области температур 298-320 К в чистом водном растворе фермента пепсина при нагревании наблюдается увеличение подвижности молекул пепсина с выходом на насыщение. Рассчитана энергия активации этого процесса по закону Аррениуса. Энергия активации диффузионного процесса достигает минимума E_a =4.99 ккал/моль при концентрации пепсина 10 мг/мл. При дальнейшем увеличении концентрации энергия активации сохраняется постоянной.

Список литературы

1. Patrickios C.S., Yamasaki E.N. // Analytical Biochem. 1995. V. 231. P. 82-91.

2. Chaiyavat Chaiyasut, TaKao Tsuda. // Chromatography. 2001. V. 22. N 2. Neurath H., Bailey K. // The Proteins. 1954. V. 2. Part. A.

http://www.sigmaaldrich.com/life-science/metabolomics/enzyme-explorer/analytical-enzymes/pepsin.html

3. Коротько Г.Ф. // Желудочное пишеварение в технологическом ракурсе. Кубанский научный медицинский Вестник. 2006. № 7-8 (88-89), С. 17.

4. Камминса, Пайк Э.Р. Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов. Наука, М., 1978.

http://www.photocor.ru/

5. *Petrova* G.P., *Petrusevich* Yu.M., *Evseevicheva* A.N. // Gen. Physiol. and Biophys. 1998. 17, N 2. P. 97.

6. *Петрова* Г.П., *Петрусевич* Ю.М., *Евсеевичева* А.Н. // Вестн. Моск. Ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 4. С.71 (Moscow University Phys. Bull. 1998. № 4. Р. 91).

Подсекция:

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

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

АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ

Профессор Николаев П.Н.

Главную задачу статистической термодинамики составляет получение высокоточных уравнений состояния для систем многих частиц, причем особенно ценными являются аналитические выражения. Для системы твердых сфер в одномерном случае известно точное уравнение Тонкса [1]:

$$\frac{pv}{\theta} = \frac{1}{(1-y)} \,. \tag{1}$$

Здесь $y = \sigma \rho$, σ - диаметр твердых сфер, $\rho = N/V = 1/v$ - плотность числа частиц, $\theta = kT$, T – абсолютная температура, k – постоянная Больцмана, p – давление системы. В трехмерном случае Карнахан и Старлинг получили уравнение

$$\frac{pv}{\theta} = \frac{1+y+y^2-y^3}{(1-y)^3},$$
(2)

которое хотя и не является точным, но воспроизводит с высокой степенью точности уравнение состояния [2]. Оно было получено из анализа известных шести вириальных коэффициентов и сохраняет важное значение до настоящего времени, когда стали известны десять вириальных коэффициентов [3]. В уравнении (2) $y = \pi \sigma^3 \rho/6$.

Но уравнение Карнахана – Старлинга обладает и определенными недостатками. Оно точно воспроизводит лишь первые три известных вириальных коэффициента, а остальные – достаточно хорошо, но приближенно. Поэтому в целом ряде случаев точность этого уравнения уже не достаточна. Есть и другой вопрос – можно ли данный метод получения уравнения Карнахана – Старлинга обобщить на случай систем с более сложным типом потенциалов взаимодействия? На этот вопрос можно ответить положительно.

Из выражения (2) получаем свободную энергию системы твердых сфер в приближении Карнахана – Старлинга

$$F = F_0 + N\theta \frac{4y - 3y^2}{(1 - y)^2},$$
(3)

где *F*₀ - свободная энергия идеального газа.

Свободную энергию системы в общем случае можно представить как

$$F = F_0 - \theta Nm \ln q . \tag{4}$$

Для системы твердых сфер *m* и *q* - некоторые функции плотности, связанные соотношением

$$q^{mN} = Q. \tag{5}$$

Здесь

$$Q = \int exp(-U/\theta) dq_1 dq_2 \dots dq_N / V^N$$
(6)

– приведенный статистический интеграл, U – потенциальная энергия системы. Функция *m* имеет смысл половины эффективного числа ближайших соседей [4]. Для системы твердых сфер это возрастающая функция плотности, а функция *q* согласно (5) и (6) обращается в ноль при плотной упаковке.

Таким образом, из выражения (4) для свободной энергии следует, что оно имеет особенность при плотной упаковке. Кроме того, функцию m можно аппроксимировать таким образом, что она будет обладать особенностью вне физически значимой области. Так в приближении Карнахана – Старлинга, согласно выражению (3), это y = 1. Соотношение (4) позволяет выяснить физические причины возникновения особенностей у свободной энергии и этим выгодно отличается от формальных математических аппроксимаций.

Сравнивая выражения (3) и (4), видим, что в приближении Карнахана – Старлинга функцию *m*(*y*) естественно выбрать в виде

$$m(y) = \frac{m_1(y)}{(1-y)^2},$$
(7)

где $m_1(y)$ - новая функция, которая изменяется медленнее, чем функция m(y). Подставляя выражение (7) в соотношение для свободной энергии (4), имеем

$$F = F_0 - N\theta \frac{m_1 \ln q}{(1 - y)^2}.$$
 (8)

Обобщение (8) дает следующее выражение для свободной энергии

$$F = F_0 + N\theta \frac{4y - 3y^2 + 0.121589y^3 - 0.187044y^4 - 0.027655y^5 + 0.020812y^6 - \dots}{(1 - y)^2}.$$
 (9)

Из выражения (9) видим, что приближение Карнахана – Старлинга получается при учете второго и третьего вириальных коэффициентов, Учет последующих членов приводит к обобщению данного уравнения. Отсюда мы получаем выражение для сжимаемости

$$z = \frac{1 + y + y^2 - 0.635232y^3 - 0.869766y^4 + 0.235839y^5 + 0.207822y^6 - \dots}{(1 - y)^3}.$$
 (10)

Обобщенное выражение для сжимаемости (10), в отличие от уравнения Карнахана – Старлинга (2), точно воспроизводит все известные вириальные коэффициенты и значительно лучше описывает данные машинного эксперимента. Предлагаемое обобщение приближения Карнахана – Старлинга позволяет найти аналитическое выражение для свободной энергии и уравнений состояния у широкого класса молекулярных систем с положительно определенным потенциалом взаимодействия. Это обобщение основывается на физическом исследовании структуры выражения для свободной энергии и этим выгодно отличается от формальных математических подходов [5].

Полученные выражения позволяют лучше оценить многочисленные виды различных уравнений состояния, имеющих особенности как в физически значимой области, так и в нереализуемых областях. Это стало возможным за счет введения представления об эффективном числе ближайших соседей, имеющим ясный физический смысл и характерную зависимость от плотности.

Что касается системы мягких сфер, то стандартный подход Карнахана – Старлинга здесь не может быть реализован в силу особенностей в поведении вириальных коэффициентов. Это на протяжении долгого времени вызывало потребность исследования данной системы с использованием аппарата теории возмущений, либо полуэмпирических формул. В силу громоздкости и разнородности данного подхода по сравнению с подходами, используемыми для систем твердых сфер, указанными выше недостатками обладали и базовые системы в приближении Викса – Чандлера – Андерсена. Проведенное в работе рассмотрение снимает данную проблему и позволяет получить уравнение состояния для системы мягких сфер на основе такого же подхода, как и для системы твердых сфер.

Литература

- 1. Tonks L.// Phys. Rev. 1936. 50. P. 955
- 2. Carnahan N.F., Starling K.E.//J. Chem. Phys. 1969. 51. N 2. P. 635
- 3. Zhou S.// Phys. Rev. E 2008. 77. 041110
- 4. Николаев П.Н.//Вестник Моск. ун-та 2011. № 3. С. 3 (Moscow Univer-
- sity Physics Bulletin. 2011. 66. N 3. P. 207)
- 5. Hansen-Goos H., Roth R // J. Chem. Phys. 2006. 124, 154506.

МЕТОД КВАНТОВОЙ ГИДРОДИНАМИКИ ДЛЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО КОНДЕНСАТА БОЗЕ–ЭЙНШТЕЙНА

Профессор Кузьменков Л.С., физик Андреев П.А.

После экспериментального открытия конденсата Бозе-Эйнштейна в парах щелочных металлов в 1995 году в нем было открыто и исследовано огромное количество физических явлений (1), (2), (3), (4). Недавняя экспериментальная реализация конденсата Бозе–Эйнштейна паров атомов хрома (5), обладающих значительным магнитным моментом, привела к нарастанию интереса к поляризованному конденсату Бозе–Эйнштейна. Причем идет активное теоретическое исследование конденсата Бозе–Эйнштейна атомов как с электрической поляризацией (6), (7), (8), так и магнитной поляризацией (9), (10). В нашей работе мы фокусируем внимание на конденсате Бозе-Эйнштейна с электрической поляризацией, т.е. мы рассматриваем Бозе конденсат атомов обладающих электрическим дипольным моментом и гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид:

$$\hat{H} = \sum_{i} \left(\frac{\vec{p}_{i}^{2}}{2m_{i}} + V_{ext}(\vec{r}_{i}, t) - \vec{d}_{i}\vec{E}_{i(ext)} \right) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(U_{ij} - d_{i}^{\alpha}d_{j}^{\beta}G_{ij}^{\alpha\beta} \right),$$

где m_i -масса частиц, $\vec{p}_i = -i\hbar\vec{\partial}_i$ -оператор импульса, $\vec{\partial}_i$ -производная по координатам *i*-й частицы, $V_{ext}(\vec{r}_i,t)$ -потенциал внешнего поля, U_{ij} короткодействующий потенциал взаимодействия между частицами, \vec{d}_i электрический дипольный момент атома, $\vec{E}_{i(ext)}$ -напряженность внешнего электрического поля, $G_{ij}^{\alpha\beta} = \partial_i^{\alpha} \partial_j^{\beta} (1/r_{ij})$ -функция Грина диполь-дипольного взаимодействия.

Для получения уравнений описывающих коллективную квантовую динамику поляризованного конденсата Бозе–Эйнштейна, мы воспользовались методом многочастичной квантовой гидродинамики, который впервые был предложен в работе (11). Метод квантовой гидродинамики был успешно использован при выводе уравнений описывающих динамику неидеальной, неоднородной ультра-холодной бозон-фермионной смеси (12). Исходным уравнением является многочастичное уравнение Шредингера с представленным выше гамильтонианом. В работах (11), (12) подробно изложен метод вывода уравнений, который приводит нас к хорошо известному уравнению непрерывности и уравнению баланса импульса (уравнение Эйлера), последнее возникает в виде:

$$n(\vec{r},t)(\frac{\partial}{\partial t} + v^{\beta}(\vec{r},t)\nabla^{\beta})v^{\alpha}(\vec{r},t) + \frac{1}{m}\nabla^{\alpha}\mu(\vec{r},t)$$
$$-\frac{\hbar^{2}}{4m^{2}}\nabla^{\alpha}\Delta n + \frac{\hbar^{2}}{4m^{2}}\nabla^{\beta}\frac{\nabla^{\alpha}n\cdot\nabla^{\beta}n}{n} - \frac{1}{m}\gamma n(\vec{r},t)\nabla^{\alpha}n(\vec{r},t)$$
$$-\frac{1}{2m}\gamma_{2}\nabla^{\alpha}\Delta n^{2}(\vec{r},t) = P^{\beta}(\vec{r},t)\nabla^{\alpha}E^{\beta}(\vec{r},t) - \frac{1}{m}n(\vec{r},t)\nabla^{\alpha}V_{ext}(\vec{r},t)$$

здесь $n(\vec{r},t)$ и $v^{\alpha}(\vec{r},t)$ -концентрация частиц и поле скоростей, $\mu(\vec{r},t)$ химический потенциал, $P^{\alpha}(\vec{r},t)$ -поляризация среды. Константы связи γ , γ_2 определяются интегралами от потенциала короткодействующего взаимодействия U_{ij} . Электрическое поле $E^{\alpha}(\vec{r},t)$ есть сумма внешнего и внутреннего электрических полей, последнее, соответственно, возникает в следствии поляризации

$$div\vec{E}(\vec{r},t) = -4\pi \cdot div\vec{P}(\vec{r},t).$$

Взаимодействие между частицами ведет к изменению поляризации среды. Следовательно, нам необходимо получить уравнение эволюции поляризации, что также можно сделать методом квантовой гидродинамики. В результате вывода уравнения эволюции поляризации мы получим информацию о том как взаимодействие влияет на эволюцию поляризации среды, а также придем к замкнутому аппарату, который позволит нам исследовать поляризованный конденсат Бозе–Эйнштейна. Мы не приводим здесь явный вид уравнения эволюции поляризации, с подробностями, читатель может ознакомиться в нашей работе (13).

Остановимся на следствиях, к которым приводит полученная нами система уравнений. Известные обобщения уравнения Гросса–Питаевского эквивалентны уравнениям непрерывности и баланса импульса, и не приводят к уравнениям описывающим эволюции поляризации. Поэтому при использовании обобщений уравнения Гросса–Питаевского возникает лишь мода Боголюбова. Мы же построили замкнутый аппарат учитывающий баланс поляризации и потока поляризации. В итоге эволюция поляризации приводит к возникновению новой второй собственной моды в конденсате Бозе-Эйнштейна. Эта волна, есть волна поляризации. В нашей работе мы аналитически вычислили дисперсию волны поляризации в конденсате Бозе-Эйнштейна. Кроме того, мы вычислили вклад поляризации в дисперсию моды Боголюбова.

Литература

1.Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevskii L.P., Stringari S. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases // Rev. Mod. Phys. v. 71, p. 463, (1999).

2.Giorgini S., Pitaevskii L. P., Stringari S. Theory of ultracold atomic Fermi gases // Rev. Mod. Phys. v. 80, p. 1215, (2008).

3.Chin C., Grimm R., Julienne P. and Tiesinga E. Feshbach resonances in ultracold gases // Rev. Mod. Phys. v. 82, p. 1225 (2010).

4.Bloch I., Dalibard J., Zwerger W. Many-body physics with ultracold gases // Rev. Mod. Phys. v. 80, p. 885 (2008).

5.Lahaye T., Koch T., Frohlich B., Fattori M., Metz J., Griesmaier A., Giovanazzi S., Pfau T., Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid // Nature v. 448, p. 672, (2007).

6.Fischer U. R. Stability of quasi-two-dimensional Bose-Einstein condensates with dominant dipole-dipole interactions // Phys. Rev. A v.73, p. 031602(R), (2006).

7.Ticknor C., Wilson R.M., and Bohn J. L. Anisotropic Superfluidity in a Dipolar Bose Gas // Phys. Rev. Lett. v. 106, p. 065301, (2011).

8. Yamaguchi Y., Sogo T., Ito T., and Miyakawa T. Density-wave instability in a two-dimensional dipolar Fermi gas // Phys. Rev. A v. 82, p. 013643, (2010).

9.Wilson R. M., Ronen S., and Bohn J. L. Critical Superfluid Velocity in a Trapped Dipolar Gas // Phys. Rev. Lett. v. 104, p. 094501, (2010).

10.van Bijnen R. M. W., Parker N. G., Kokkelmans S. J. J. M. F., Martin A. M., and O'Dell D. H. J., Collective excitation frequencies and stationary states of trapped dipolar Bose-Einstein condensates in the Thomas-Fermi regime // Phys. Rev. A v. 82, p. 033612, (2010).

11.Кузьменков Л.С., Максимов С.Г. Квантовая гидродинамика систем частиц с кулоновским взаимодействием и квантовый потенциал Бома // ТМФ т. 118, с. 287, (1999).

12.Andreev P. A., Kuzmenkov L. S. Problem with the single-particle description and the spectra of intrinsic modes of degenerate boson-fermion systems // Phys. Rev. A, v. 78, p. 053624, (2008).

13.Andreev P. A., Kuzmenkov L. S. Dipole-dipole interaction and polarization mode in BEC // arXiv:1106.0822.

О СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКОМ НЕЛИНЕЙНОМ УРАВНЕНИИ ШРЕДИНГЕРА

Профессор *Кузьменков Л.С.*, физик *Андреев П.А.*, студент *Иванов А.Ю*.

При исследовании динамики квантовых частиц в различных средах широко используются метод вторичного квантования, методы физической кинетики и гидродинамики. Среди перечисленных методов особое место занимает аппарат, основанный на нелинейном уравнении Шредингера. Примерами таких уравнений являются уравнение Гинзбурга–Ландау (1) и Гросса-Питаевского (2), (3), а также его обобщения для поляризованных частиц (4), (5) и нелокальных взаимодействий (6), (7). В работе (8) было продемонстрировано, что нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) возникает как интеграл Коши уравнений квантовой гидродинамики. В (8) вывод НУШ продемонстрирован для кулоновской квантовой плазмы. Позднее, предложенный в (8) метод был использован для нейтральных ультрахолодных квантовых газов (7). А именно, в работе (7) был выполнен вывод уравнения Гросса-Питаевского. Недавно этот метод был использован для вывода системы нелинейных уравнений Шредингера для Бозе частиц при конечных температурах (9). Наряду с двух частичным взаимодействием, в работе (9), было рассмотрено трехчастичное взаимодействие Бозе частиц. Из работ (7), (8), (9) следует, что существует способ получения уравнений типа НУШ для широкого класса физических систем. В последнее время нарастает интерес к исследованию квантово-релятивистских систем частиц в плазмоподобных средах (10), (11). При этом, в частности, используется аппарат квантовой гидродинамики (10). В связи с этим возникает необходимость получения НУШ для релятивистских систем квантовых частиц. На сегодняшний день, метод многочастичной квантовой гидродинамики (7), (8), предложенный в (8), развиваемый в нашей лаборатории, разработан с точностью до v^2/c^2 , т.е. в слаборелятивистском приближении. Соответственно, в этой работе мы ставим своей задачей вывести НУШ в слаборелятивистском приближении, для бесспиновой системы частиц. Мы принимаем во внимание взаимодействие между частицами, а именно кулоновское и ток-токовое взаимодействия (закон Био–Савара–Лапласа).

НУШ возникает из уравнений квантовой гидродинамики в следствии потенциала Бома, специфического для квантовой теории слагаемого возникающее в тензоре плотности потока импульса

$$\Pi_{\alpha\beta}(\mathbf{r},t) = n(\mathbf{r},t)v_{\alpha}(\mathbf{r},t)v_{\beta}(\mathbf{r},t) + T_{\alpha\beta}(\mathbf{r},t) + p_{\alpha\beta}(\mathbf{r},t),$$

здесь $n(\mathbf{r},t)$ -концентрация частиц, $v_{\alpha}(\mathbf{r},t)$ -векторное поле скоростей, $p_{\alpha\beta}(\mathbf{r},t)$ -тензор кинетического давления, и $T_{\alpha\beta}(\mathbf{r},t)$ квантовый потенциал Бома.

Квантовый потенциал Бома выражается через концентрацию частиц

$$T^{\alpha\beta}(\mathbf{r},t) = -\frac{\hbar^2}{4m} \left(\partial^{\alpha} \partial^{\beta} n(\mathbf{r},t) - \frac{1}{n(\mathbf{r},t)} (\partial^{\alpha} n(\mathbf{r},t)) (\partial^{\beta} n(\mathbf{r},t)) \right).$$

В рамках метода квантовой гидродинамики НУШ появляется как уравнение эволюции следующей функции

$$\Phi(\mathbf{r},t) = \sqrt{n(\mathbf{r},t)} \exp(\frac{i}{\hbar} m \varphi(\mathbf{r},t)).$$

Эту функцию, в литературе, иногда называют волновой функцией в среде.

Нерелятивистское НУШ, без учета квантовых корреляций, имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r},t)}{\partial t} = \hat{H}\Psi(\mathbf{r},t)$$

где

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right)^2 + e\phi(\mathbf{r}, t) + e^2 \int d\mathbf{r}' G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \left| \Psi(\mathbf{r}', t) \right|^2 + \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}} \frac{1}{n(\mathbf{r}, t)} dp(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

В представленный гамильтониан входят следующие величины: *е*-заряд отдельной частицы, $\phi(\mathbf{r},t)$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ -скалярный и векторный потенциалы электромагнитного поля, $p(\mathbf{r},t)\delta^{\alpha\beta} = p^{\alpha\beta}(\mathbf{r},t)$, $G(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ -функция Грина кулоновского взаимодействия.

В слаборелятивистском приближении тензор плотности потока импульса $\Pi_{\alpha\beta}(\mathbf{r},t)$ имеет более сложную структуру, появляется зависимость $T_{\alpha\beta}(\mathbf{r},t)$ от пространственных производных концентрации более высоких порядков, от поля скоростей и его производных, а также возникает квантовый вклад (пропорциональный \hbar^2) зависящий от кинетического давления. Часть перечисленных здесь величин ведет к возникновению в одночастичном уравнении Шредингера слагаемого пропорционального четвертой степени импульса (слаборелятивистской поправки к кинетической энергии).

В нерелятивистский гамильтониан (1) входит лишь кулоновское взаимодействие. В рассматриваемом нами слаборелятивистском случае, при учете зависимости кинетической энергии частиц от четвертой степени импульса и ток-токового взаимодействия поле силы в уравнении баланса импульса имеет сложную и богатую структуру, которая наследуется и НУШ.

Описанные величины имеют описываются формулами большого размера, поэтому мы не приводим их в тезисах. Описанные величины и их приближенные выражения будут представлены в докладе.

Литература

1.Rosenstein B., Li D. Ginzburg-Landau theory of type II superconductors in magnetic field // Rev. Mod. Phys. v. 82, p. 109, (2010).

2.Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevskii L.P., Stringari S. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases // Rev. Mod. Phys. v. 71, p. 463, (1999).

3.Szankowski P., Trippenbach M., Infeld E., and Rowlands G. Oscillating Solitons in a Three-Component Bose-Einstein Condensate // Phys. Rev. Lett. v. 105, p. 125302, (2010).

4.Wilson R. M., Ronen S., and Bohn J. L. Critical Superfluid Velocity in a Trapped Dipolar Gas // Phys. Rev. Lett. v. 104, p. 094501, (2010).

5.Ticknor C., Wilson R. M., and Bohn J. L. Anisotropic Superfluidity in a Dipolar Bose Gas // Phys. Rev. Lett. v.106, p.065301, (2011).

6.Braaten E., Hammer H.-W., Hermans S. Nonuniversal effects in the homogeneous Bose gas // Phys. Rev. A v. 63, p. 063609, (2001).

7.Andreev P. A., Kuzmenkov L. S. Problem with the single-particle description and the spectra of intrinsic modes of degenerate boson-fermion systems // Phys. Rev. A, v. 78, p. 053624, (2008).

8.Кузьменков Л.С., Максимов С.Г. Квантовая гидродинамика систем частиц с кулоновским взаимодействием и квантовый потенциал Бома // ТМФ. Т.118, с.287, (1999).

9.Andreev P. A. First principles derivation of NLS equation for BEC with cubic and quintic nonlinearities at non zero temperature. Dispersion of linear waves. // arXiv:1109.0896.

10.Asenjo F. A., Muñoz V., Alejandro Valdivia J., and Mahajan S. M. A hydrodynamical model for relativistic spin quantum plasmas // Physics of Plasma, v.18, p.012107, (2011).

11.Asenjo F. A., Zamanian J., Marklund M., Brodin G., and Johansson P. Semi-relativistic effects in spin-1/2 quantum plasmas // arXiv:1108.4781.

ГЕНЕРАЦИИ ФЕРМИОННОЙ МАССЫ С УЧАСТИЕМ КАЛУЦА-КЛЕЙНОВСКИХ ФЕРМИОНОВ В МОДЕЛИ С 2+1 ИЗМЕРЕНИЯМИ ПОД ВЛИЯНИЕМ КАЛИБРОВОЧНОГО ПОЛЯ

Профессор Жуковский В.Ч., аспирант Степанов Е.А.

Одной из проблем многомерных теорий является механизм, благодаря которому дополнительные измерения оказываются скрытыми. Оригинальной идеей Калуцы–Клейна является то, что дополнительное пятое измерение компактифицировано с тем, чтобы описать физические процессы в четырехмерном пространстве-времени нашего мира [1]. С (4 + 1)-мерной точки зрения каждое состояние Калуцы-Клейна можно рассматривать как частицу определенного типа, масса которой mn = |n|/R, $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$. Каждое многомерное поле соответствует башне состояний Калуцы-Клейна четырехмерных частиц с возрастающими массами. Согласно распространенной до недавнего времени точке зрения, масштаб компактификации должен быть порядка планковского. На планковских масштабах (соответствующая энергия ~ $10^{19}\Gamma$ эВ) дополнительные измерения должны быть ничтожного размера, и их непосредственное обнаружение представляется невозможным.

В последние годы проявляется интерес к теориям с небольшим количеством пространственно-временных измерений (так называемые низкоразмерные модели, см., например [6, 7], а также [8, 9] и указанную там литературу). В частности модели Намбу-Йона-Лазинио [12], [13], [14] и Гросса-Невё [15] хорошо подходят для рассмотрения подобных задач. В работе [19] была предложена модель, в которой существуют два типа фермионов, одни живут в пятимерном пространстве-времени и взаимодействуют с другими фермионами, живущими на 3-бране. Такое взаимодействие можно описать с помощью четырехфермионного взаимодействия при обмене Калуца-Клейновскими модами гравитона, что ведет к генерации динамической массы. С другой стороны существует идея о том, что в качестве хиггсовской частицы может выступать дополнительная компонента калибровочного поля высшей размерности А. Ненулевое поле А нарушает калибровочную и киральную симметрию и играет роль хиггсовского поля [5]. В работе [20] модель [19] была рассмотрена в пятимерии, где высшая размерность была компактифицирована по кругу с радиусом компактификации R и, кроме того, были добавлены периодические и антипериодические граничные условия для фермионов и введено постоянное калибровочное поле А, живущее в пятимерном пространстве.

В нашей работе мы исследовали похожую модель, но в размерности 2+1. В таком случае мы получили плоскую модель с браной размерности 1+1, т.е. нитью с пространственной размерностью 1. В модели существуют два типа фермионных полей Ψ и L и калибровочного поля A_M в трехмер-

ном пространстве. Ψ -фермионы существуют в 3D пространстве, а L – на 2D бране.

$$L^{(3)} = \overline{\Psi} i \gamma^M D_M \Psi + [\overline{L} i \gamma^\mu D_\mu L + g^2 (\overline{\Psi} \gamma^M L) (\overline{L} \gamma_M \Psi)] \delta(x^3),$$

где $M = 1, 2, 3; \mu = 1, 2; D_M = \partial_M - ieA_M$

В данной модели мы рассмотрели генерацию массы, состоящей из компоненты калибровочного поля *A* и 2D конденсата фермионов

$$\lambda = \frac{\alpha - aR \pm \sqrt{(aR - \alpha)^2 + 4 |m|^2 R^2}}{2R}$$

Для этого мы получили эффективный потенциал взаимодействия как функцию фермионного конденсата и постоянного поля *A*: $V_{\rm eff} = |\sigma|^2 - \int_0^{\Lambda} \frac{dkk}{4\pi} \ln[(k {\rm sh}(\pi k R) + m^2 \pi R {\rm ch}(\pi k R))^2 + (k^2 - m^4 \pi^2 R^2) \sin^2(\pi(\alpha - a R))].$

Была вычислена критическая константа связи *g* как функция радиуса компактификации и поля *A*.

$$g_c^2 = \frac{8\pi^2 R}{\ln\left[\frac{\operatorname{ch}(2\pi R) - \cos(2\pi Ra / \Lambda - 2\pi\alpha)}{\operatorname{ch}(2\pi R\xi) - \cos(2\pi Ra / \Lambda - 2\pi\alpha)}\right]}$$

Кроме того мы рассмотрели асимптотическое поведение константы связи *g* при радиусе компактификации $R \to 0$, что соответствует константе связи в двумерии: $\frac{g^2}{4\pi R} = g_2 = \frac{2\pi}{\ln(\frac{\Lambda^2}{m^2})}$, $R \to \infty$, что соответствует константе связи трехмерии: $g^2 = \frac{4\pi}{\Lambda - m^2 R \pi}$. В последней части наша модель была рассмотрена с другой стороны. Наравне с динамическим вкладом в фермионную щель был изучен и кинетический – фаза Ааронова-Бома, появляющаяся из-за наличия реального поля, которое не влияет на движение заряженных частиц, а вклад в фермионную щель дает лишь потенциал *A*, который не может быть откалиброван из-за периодических (антипериодических) граничных условий.

Фаза Ааронова-Бома в нашей модели выглядит так: $\varphi = \frac{1}{2} (\frac{\alpha}{R} - a)$, в таком случае фермионная щель в терминах фазы Ааронова-Бома выглядит так:

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{R} - a \right) \pm \sqrt{\left(\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{R} - a \right) \right)^2 + |m|^2} = \varphi \pm \sqrt{\varphi^2 + |m|^2}.$$

Литература

1. Th. Kaluza, Sitzungsber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. p.966 (1921); O. Klein, Zeitsch. f. Phys. 37, 895 (1926).

2. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali. Phys. Lett. B 429, 263 (1998); [arXiv:hep-ph/9803315].

3. Randall L, Sundrum R, Phys. Rev. Lett. 83 3370 (1999); [hep-ph/9905221].

4. V.Ch. Zhukovsky, K.G. Klimenko, V.V. Khudyakov, and D. Ebert. JETP Lett. 73, 121 (2001); Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz. 73, 137 (2001).

5. V.Ch. Zhukovsky, K.G. Klimenko and V.V. Khudyakov. Theor.Math.Phys. 124, 1132 (2000); Teor.Mat.Fiz. 124, 323 (2000).

6. Raman Sundrum., arXiv:hep-th/0508134v2 17 Nov 2005.

7. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A.A. Firsov., Nature 438, 197 (2005).

8. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, A. K. Geim. Rev. Mod. Phys. 81, 109 (2009).

9. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys.Rev. 122, 345 (1961).

10. K. G. Klimenko, Z. Phys. C 37, 457 (1988); B. Rosenstein, B. J. Warr, and S. H. Park, Phys.Rev. D 39, 3088 (1989); Phys. Rev. Lett. 62, 1433 (1989).

11. D. Gross and A. Neveu, Phys. Rev. D 10, 3235 (1974).

12. Heron Caldas and Rudnei O. Ramos., Phys. Rev. B 80, 115428 (2009).

13. Joaquin E. Drut and Dam Thanh Son., Phys. Rev. B 77, 075115 (2008).

14. Heron Caldas., Nucl.Phys. B 807, 651 (2009).

15. H. Abe, H. Miguchi, and T. Muta., Mod. Phys. Lett. A 15, 445 (2000).

16 D. Ebert, V.Ch. Zhukovsky and A.V. Tyukov., Mod. Phys. Lett. A 25 2933 (2010).

17. W.Bietenholz, A.Gfeller, U.-J.Wiese., JHEP 0310 018 (2003).

18. I. P. Volobuyev, V. G. Kadyshevskiy, M. D. Mateev, R. M. Mir-Kasmov. Teoreticheskaya i matematicheskaya fizika. 40, 3 (1979).

19. Fernando de Juan, Alberto Cortijo, and Maria A. H. Vozmediano. Phys. Rev. B 76, 165409 (2007).

20. M.A.H. Vozmediano, M.I. Katsnelson, F. Guinea., Physics Reports 496, 109 (2010).

21. J. Gonzalez, F. Guinea and M.A.H. Vozmediano., Nucl. Phys. B 406, 771 (1993).

22. Y.Aharonov and D.Bohm., Phys. Rev. 115, 485 (1959).

23. A.V.Gamayun, E.V.Gorbar., Phys.Lett. B 610, 74 (2005).

24. Efrain J. Ferrer and Vivian de la Incera., arXiv:hep-ph/0408229v1 20 Aug 2004.

25. Y.Hosotani., Phys. Lett. B 126, 309 (1983); Ann. Phys. (N.Y.) 190, 233 (1989).

ЛОКАЛИЗАЦИЯ СОБСТВЕННЫХ ФУНКЦИЙ ОПЕРАТОРА ЛАПЛАСА В НЕРЕГУЛЯРНЫХ ОБЛАСТЯХ

Профессор Делицын А.Л.

Вопрос о локализации собственных функций оператора Лапласа в настоящее время мало изучен. Он представляет очевидный интерес для различных приложений в области акустики, например в задачах звукоизоляции [1]-[4]. Основные результаты были получены для так называемых высокочастотных «мод шепчущей галереи» и «мод прыгающего мячика». Даже само математическое определение локализации, несмотря на физическую очевидность, отсутствует. В настоящем сообщении мы рассматриваем четыре различных вида локализации.

Первый относится к областям с ответвлениями, в которых мы доказываем экспоненциальную оценку скорости убывания решения. При этом ответвление может быть как конечным, так и бесконечным. Для определенного класса сужающихся областей удается получить не улучшаемую оценку. В случае бесконечных сужающихся областей, скорость сходимости оказывается сверхэкспоненциальной.

Второй вид локализации связан с наличием барьера между областями. При этом оказывается, что для локализации собственной функции в одной из подобластей, величина барьера не обязана быть «большой». Третий вид локализации связан с наличием «длинного» перешейка, соединяющего две области. При этом диаметр перешейка не обязан быть малым. Четвертый вид локализации связан с существованием ловушечных мод в изгибе полосы или цилиндра, а также в областях типа «тройник» и « крест». Существование высокочастотных «мод шепчущей галереи» и «мод прыгающего мячика» оказывается тесно связанным с существованием низкочастотных ловушечных мод.

Литература

[1] B. Sapoval, T. Gobron and A. Margolina, "Vibrations of fractal drums", Phys. Rev. Lett. 67, 2974 (1991).

[2] B. Sapoval and T. Gobron, "Vibrations of strongly irregular or fractal resonators", Phys. Rev. E 47, 3013 (1993).

[3] S. Russ, B. Sapoval and O. Haeberle, "Irregular and fractal resonators with Neumann boundary conditions: Density of states and localization", Phys. Rev. E 55, 1413 (1997).

[4] B. Sapoval, O. Haeberle and S. Russ, "Acoustical properties of irregular and fractal cavities", J. Acoust. Soc. Am. 102, 2014 (1997).

1

ДИСКРЕТНЫЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ МОДЕЛИ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОГО ТРАФИКА

Программист Н.С. Постников, доцент Н.А. Сухарева

Традиционный подход к описанию телекоммуникационных систем строится на предположении о динамическим равновесии плотности ретранслируемых потоков, уровня загрузки каналов и вероятности потери кадров. Наиболее известные модели Гильберта [1] и графы состояний, связываемых процессами «рождения-уничтожения» кадров разработаны для статистических ансамблей и не учитывают критичных для потоков переходных режимов работы каналов [2]. В докладе представлен последовательный анализ дискретных моделей телекоммуникационного канала и потока с обратной связью. Общая структура переходов между состояниями канала аппроксимируется цепочкой состояний, предусматривающих как одиночную обработку кадров, так и «турбо-режимы» ретрансляции (рис.1).



Рис.1 Разрешённые последовательности переходов между состояниями коммутирующего устройства

Система уравнений детального баланса имеет вид:

$$\begin{split} &\frac{1}{\mu}\pi_{1} = \left(\frac{1}{\lambda_{1}} + \frac{1}{\lambda_{2}}\right)\pi_{0} , \quad \frac{1}{\lambda_{1}}\pi_{0} + \frac{1}{\mu}\pi_{2} = \left(\frac{1}{\lambda_{1}} + \frac{1}{\lambda_{2}} + \frac{1}{\mu}\right)\pi_{1} \\ &\frac{1}{\lambda_{1}}\pi_{i-1} + \frac{1}{\lambda_{2}}\pi_{i-2} + \frac{1}{\mu}\pi_{i+1} = \left(\frac{1}{\lambda_{1}} + \frac{1}{\lambda_{2}} + \frac{1}{\mu}\right)\pi_{i} , \text{ при } 2 \leq i \leq b - \frac{1}{\lambda_{1}}\pi_{b-2} + \frac{1}{\lambda_{2}}\pi_{b-3} + \frac{1}{\mu}\left(\sum_{i=b}^{\infty}\pi_{i}\right) = \left(\frac{1}{\lambda_{1}} + \frac{1}{\lambda_{2}} + \frac{1}{\mu}\right)\pi_{b-1} \\ &\frac{1}{\lambda_{1}}\pi_{b+i-1} + \frac{1}{\lambda_{2}}\pi_{b+i-2} = \left(\frac{1}{\lambda_{1}} + \frac{1}{\lambda_{2}} + \frac{1}{\mu}\right)\pi_{b+i} , \text{ при } i \geq 0 \,. \end{split}$$

здесь b – ёмкость буфера ретранслятора, π_i – вероятность нахождения в буфере ретранслятора і кадров данных, λ_1, λ_2 – вероятности поступления на вход ретранслятора одного или двух кадров в заданный такт времени.

Представлены результаты детального аналитического и численного исследования нагрузочных характеристик канала передачи в заданном приближении и сформулированы рекомендации для метрик канала и технологии их регистрации. Особое внимание уделяется дисперсионным характеристикам, предсказывающим искажение временной микроструктуры передаваемых потоков.

Влияние флуктуационных свойств канала на структуру потоков с обратной связью исследовалось для широкого класса потоков — TCP, SCTP, FastTCP [3], DCCP. Типичная структура алгоритма обратной связи для потока задаётся через длину цуга кадров данных, вбрасываемых в канал и варьирующуюся в зависимости от искажений или их отсутствия в битовой структуре получаемых приёмником данных. Например, упрощённая схема управления «ускоренным» потоком FastTCP выглядит так:

$$cwnd(t+t_A) = \min\left\{2*cwnd(t); (1-y)*cwnd(t) + y\left(a + \frac{\min RTT}{RTT}*cwnd(t)\right)\right\}$$

здесь *cwnd* — размер цуга передаваемых кадров на заданном такте,

 $y \in (0,1]$ – сглаживающий коэффициент,

RTT — время обхода канала передачи (варьируется с загрузкой),

а — параметр, зависящий от уровня заполнения буфера передатчика.

Связь характеристик потока и канала даже в случае уединённого потока приводит к сложным хаотическим процессам, зависящим от физических и логических характеристик канала, кросс-потоков и стартовым условиям зарождения потока. На рис. 2 представлена типичная зависимость мгновенной скорости передачи данных от времени для уединённого FastTCP потока, полученная в разрабатываемой модели.



Рис.2 Зависимость длины цуга FastTCP [байт] от времени [с]

Наиболее общая постановка задачи предусматривает анализ кинетики множества распространяющихся в разделяемом по ресурсам канале передачи данных потоков. Результаты дискретного моделирования выявили практически взаимоблокирующий режим распространения потоков как в оптических каналах с высокой скоростью ретрансляции и ёмким буфером, так и в беспроводных системах. Типичная развертка скоростей шести потоков в магистральном оптическом канале дана на рис.3



Рис.3 Зависимость длины цугов [байт] группы из 6 потоков FastTCP от времени [с]

Установленные при дискретном моделировании характеристики позволяют предложить расширенную систему для описания динамики потоков в каналах, аналогичную многомерной системе уравнений Лоренца [4,5]. Модель связанной системы «канал+поток» позволяет сформулировать ряд условий избежания бифуркаций асимптотически устойчивых режимов распространения потоков.

Литература

1. Гильберт Э.Н., Пропускная способность канала с пакетами ошибок, Кибернетический сборник, т.9, 1964

2. Вишневский В. М., Теоретические основы проектирования компьютерных сетей – М.: Техносфера, 2003 3. D. X. Wei, C. Jin, S. H. Low and S. Hegde. <u>FAST TCP: motivation, archi-tecture, algorithms, performance</u>, *IEEE/ACM Trans. on Networking* **14** (6): 1246–1259.

4. Ю.И. Неймарк, П.С. Ланда. *Стохастические и хаотические колеба*ния. Наука, М., 1987.

5. Дж. Марсден, М. Мак-Кракен. Бифуркация рождения цикла и ее приложения. Мир, М., 1980.

НАЧАЛЬНО-КРАЕВАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОГО ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ С КРАТНЫМИ КОРНЯМИ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ

Профессор Бутузов В.Ф., студент Бычков А.И.

Рассматривается начально-краевая задача

$$s^{2}(u_{t} - u_{xx}) = f(u, x, t, s), \quad 0 < x < 1, 0 < t \le T,$$
(1)

$$u(x,0,s) = u^{0}(x), \ u_{x}(0,t,s) = u_{x}(1,t,s) = 0,$$
 (2)

где $\varepsilon > 0$ – малый параметр, а функция $f(u, x, t, \varepsilon)$ имеет вид

$$f(u, x, t, \varepsilon) = -h(x, t)(u - \varphi(x, t))^2 + \varepsilon f_1(u, x, t, \varepsilon), h(x, t) > 0.$$
(3)

Уравнение вида (1) является модельным для задач химической кинетики в случае быстрых реакций. Из представления (3) следует, что вырожденное уравнение, которое получается из (1) при $\varepsilon = 0$, имеет двукратный корень $u = \varphi(x, t)$. Известно [1], что если вырожденное уравнение имеет простой (однократный) корень, то при определенных условиях решение $u(x, t, \varepsilon)$ задачи (1), (2) носит погранслойный характер и его асимптотическое разложение имеет вид

$$u(x,t,\varepsilon) = \bar{u}(x,t,\varepsilon) + \Pi(x,\tau,\varepsilon) + Q(\xi,t,\varepsilon) + \tilde{Q}(\xi,t,\varepsilon) + P(\xi,\tau,\varepsilon) + \tilde{P}(\xi,\tau,\varepsilon),$$
(4)

где каждое слагаемое представляет собой ряд по целым степеням ε ; \overline{u} – регулярная часть асимптотики, главным членом которой является корень вырожденного уравнения; Π – ряд, описывающий погранслойное поведение решения в окрестности начального момента времени t = 0, его коэффициенты зависят от x и погранслойной переменной $\tau = t/\varepsilon^2$; Q и \overline{Q} – аналогичные погранслойные ряды, описывающие поведение решения вблизи граничных точек x = 0 и x = 1, коэффициенты этих рядов зависят от t и погранслойных переменных $\xi = x/\epsilon$ и $\tilde{\xi} = (1-x)/\epsilon$; **Р** и \tilde{P} – угловые погранслойные ряды, служащие для описания поведения решения вблизи угловых точек (x = 0, t = 0) и (x = 1, t = 0).

В рассматриваемом случае двукратного корня вырожденного уравнения погранслойный характер решения сохраняется, однако появляется ряд качественных отличий от случая простого корня. Отметим главные отличия.

Ряды \bar{u} и Π становятся теперь рядами не по целым степеням ε , а по целым степеням $\sqrt{\epsilon}$, причем Π -функции убывают при $\tau \rightarrow \infty$, как $\exp(-\sqrt{\epsilon k \tau})$, в отличие от случая простого корня, когда они убывали как $\exp(-k\tau)$, то есть более быстро.

Погранслойные переменные ξ и ξ имеют теперь другой масштаб, а именно, $\xi = \frac{x}{2}, \xi = \frac{(1-x)}{2}$, и разложение Q, Q, P и P ведется по целым степеням $\sqrt{\epsilon}$. Важную роль играют теперь члены порядка ϵ , входящие в состав функции $f(u, x, t, \epsilon)$. Для того, чтобы асимптотика решения имела вид (4), вводится требование положительности функции $f_1(u, x, t, \epsilon)$ (см. (3)) на корне вырожденного уравнения, то есть $f_1(\varphi(x, t), x, t, 0) > 0$.

Претерпевает существенные изменения и стандартный алгоритм нахождения коэффициентов рядов **П**, **Р** н **Р**. Вместе с тем, как в случае простого корня, все члены асимптотики находятся в явном виде.

Некоторые из указанных особенностей случая двукратного корня вырожденного уравнения были выявлены еще в работе [2], где для уравнения (1) рассматривалась задача о периодическом по времени решении.

Для задачи (1), (2) доказано, что для достаточно малых є ее решение существует, и частичная сумма построенного ряда (4), содержащая все члены до порядка включительно, отличается от решения на величину

порядка 📽 🎙

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 10-01-00319).

Литература

1. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высш. шк.1990.

2. Бутузов В.Ф. Журнал вычисл. математики и матем. физики. 2011. Т.51. №1. С. 44-55.

СТАЦИОНАРНЫЕ И ДВИЖУЩИЕСЯ ВНУТРЕННИЕ СЛОИ В НЕЛОКАЛЬНОЙ ЗАДАЧЕ «АКТИВАТОР-ИНГИБИТОР» С АДВЕКЦИЕЙ

Профессор Нефедов Н.Н., доцент Никитин А.Г.

В докладе рассматривается нелинейная интегропараболическая задача

$$\varepsilon \frac{\partial u}{\partial t} = \varepsilon^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \varepsilon A(x,\varepsilon) \frac{\partial u}{\partial x} - f(u) - \mu \int_0^1 G(u(x,t), u(s,t), x, s,\varepsilon) ds, \ 0 < x < 1, t > 0,$$
$$\frac{\partial u}{\partial x}(0,t) = \frac{\partial u}{\partial x}(0,t) = 0, \ u(x,0) = u^0(x),$$

возникающая при моделировании динамики процессов в системах активатор-ингибитор. Получена асимптотика решений рассматриваемой задачи со стационарными и движущимися внутренними слоями. Исследуются вопросы существования таких решений.

Работа поддержана РФФИ (проект 10-01-00319-а).

Литература

1. Н.Н. Нефедов, А.Г. Никитин, М.А. Петрова, Л. Рекке Движущиеся фронты в интегро-параболических уравнениях реакция-адвекциядиффузия // Дифференциальные уравнения (2011), том 47, № 9, с. 1305– 1319

2. Н.Н. Нефедов, А.Г. Никитин Пограничные и внутренние слои в задаче реакция-диффузия с нелокальным ингибитором // ЖВМ и МФ (2011), т.51, № 6 с. 1081–1090

РАЗРУШЕНИЕ В НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЯХ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО И ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ТИПОВ

Доцент Корпусов М.О.

За последнее время появилось большое количество результатов относительно разрушения решений нелинейных эволюционных уравнений классических типов – параболических и гиперболических. При этом существуют три четко очерченных методов доказательства разрушения их решений. Первый метод – это метод выпуклости Х.А. Левина, второй – это метод нелинейной емкости С.И. Похожаева и Э.Л. Митидиери, третий – это метод автомодельных решений В.А. Галактионова. В данной работе мы предлагаем существенную модификацию классического метода Х.А. Левина, развитый в наших работах [1]-[3]. Наша модификация этого классического метода отличается особенной простотой и более сильными результатами по отношению, например, к параболической задаче
$$\frac{\partial |u|^{q_u}}{\partial t} - div(|\nabla u|^{p-2}\nabla u) + |u|^{q_1}u = |u|^{q_2}u,$$

 $u|_{\partial\Omega}=0, \quad u(x,0)=u_0(x),$

и гиперболической задаче

$$u_{tt} - div(|\nabla u|^{p-2}\nabla u) + |u|^{q_1}u = |u|^{q_2}u,$$

$$u|_{\partial\Omega} = 0, \quad u(x,0) = u_0(x), \quad u'(x,0) = u_1(x).$$

Кроме того, наш метод нашел серьезное применение и для неклассических волновых и диссипативных уравнений.

Литература

[1] Корпусов М. О. Разрушение в неклассических волновых уравнениях. М.: УРСС, 2010, 240 с.

[2] Корпусов М. О. Разрушение в неклассических нелокальных уравнениях. М.: УРСС, 2011, 376 с.

[3] Al'shin A. B., Korpusov M. O., Sveshnikov A. G. Blow-up in nonlinear Sobolev type equations. De Gruyter, Series: De Gruyter Series in Nonlinear Analysis and Applications 15. 2011, 448 pp.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ С НЕГЛАДКОЙ ГРАНИЦЕЙ

Профессор Боголюбов А.Н., ассистент Могилевский И.Е., аспирант Ерохин А.И.

Хорошо известно, что волноведущие системы с деформацией боковой поверхности в виде входящих углов широко используются в микроволновых устройствах [1].

В настоящей работе рассмотрена модель цилиндрического волновода, в элементе конечной длины которого сделан вырез так, что поперечное сечение этой части имеет входящий угол.

Для расчета волновода данного типа использован метод поперечных сечений, который заключается в поиске решения в виде его разложения по собственным функциям сечений волновода для оператора Лапласа.

Используя результаты [2-4], теоретически исследовано поведение решения рассматриваемой задачи расчета волновода в окрестности угловой точки его поперечного сечения, и получена его асимптотика. В цилиндрической системе координат с началом, помещенным в угловую точку, полученная асимптотика имеет вид:

$$v(r,\phi) = \chi(r) \sum_{j:0 < j\pi\omega_0^{-1} < 2} C_j r^{j\pi\omega_0^{-1}} \sin j\pi\omega_0^{-1} \phi + \Re(r,\phi), \qquad (1)$$

где $\Re(r, \varphi) \in H^3(S)$ – остаточный член, S – поперечное сечение волновода, C_j – постоянные коэффициенты, $\chi(r)$ – срезающая функия.

Учитывая полученную асимптотику (1), удобно искать решение в пространстве *W*, определяемом следующим образом:

$$W = \begin{cases} V: V = \sum_{j:0 < j\pi\omega_0^{-1} < 2} C_j r^{j\pi\omega_0^{-1}} \sin j\pi\omega_0^{-1} \varphi + \Re, \\ V|_{\partial S} = 0, \Re \in H^3(S), \\ \|V\|_W = \|V\|_{H^1(S)}, \end{cases}$$
(2)

где C_i – произвольные постоянные.

Для расчета собственных функций сечения с входящим углом применен метод конечных элементов (МКЭ) [5, 6], при использовании которого на основе разработанной методике производится аддитивное выделение сингулярной части решения, благодаря чему удается значительно увеличить скорость сходимости рассматриваемого решения задачи.

В работе получена теоретическая оценка скорости сходимости МКЭ с выделением особенности в виде:

$$\|\hat{v} - V_h\|_{L_2(S)} \le Ch^4,$$
 (3)

а также оценка скорости сходимости численного решения рассматриваемой задачи методом поперечных сечений:

$$\left\| u - u^{N} \right\|_{H^{1}} \le A + \sum_{n=1}^{N} |C_{n}| Ch^{2} \left\| \Re \right\|_{H^{3}(S)}, A \to 0, N \to \infty.$$
(4)

На основе предложенного метода с помощью численного эксперимента исследована модовая структура поля волновода с входящим углом. Рассматриваются случаи наличия нескольких входящих углов. Исследованы значения коэффициентов прохождения и отражения мод в зависимости от величины входящего угла. Литература

1. Schiff B., Yosibash Z. // IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES. 2000. V. 48, № 2. P. 214-220.

2. Назаров С.А., Пламеневский Б.А. Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей. - М.: Наука, 1991. 336 с.

3. Кондратьев В.А., Олейник О.А. // Успехи мат. наук. 1983. Т. 38, № 2. С. 3-76.

4. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л., Могилевский И.Е., Свешников А.Г. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 7. С. 787-794.

5. Стренг Г., Фикс Дж. Теория метода конечных элементов. - М.: Мир, 1977. 351 с.

6. Сьярле Ф. Метод конечных элементов для эллиптических задач. - М.: Мир, 1980. 512 с.

МЕРИДИОНАЛЬНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ В ДИНАМО ПАРКЕРА

Аспирант Попова Е.П., профессор Соколов Д.Д.

Считается, что цикл солнечной магнитной активности связан с действием механизма динамо. Простейшая модель динамо была предложена Паркером в [1]. Механизм действия динамо в такой модели основан на совместном действии дифференциального вращения и альфа-эффекта. 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 $\alpha \vec{B}$, параллельную среднему магнитному полю \vec{B} . Она и замыкает цепь самовозбуждения в динамо Паркера.

Анализ простейшей схемы динамо Паркера показал, что длительность цикла солнечной активности в такой модели составляет 2-3 года, что на порядок меньше наблюдаемой. Одним из способов решения такой проблемы является учет меридиональных потоков вещества. Мы предполагаем, что ме-

ридиональная циркуляция направлена против распространения тороидальной компоненты магнитного поля (т. н. динамо-волн).

Уравнения Паркера для однослойной среды с учетом меридиональной циркуляции имеют вид:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + V(\theta) \frac{\partial A}{\partial \theta} = \alpha B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2},\tag{1}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial (V(\theta)B)}{\partial \theta} = D\cos\theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2}.$$
(2)

Здесь *В* – тороидальное магнитное поле, *А* пропорционально тороидальное магнитное поле. θ – широта, которая отсчитывается от экватора. Множитель $\cos \theta$ отвечает уменьшению длины параллели вблизи полюса. Уравнения выписаны в безразмерных переменных, так что амплитуды α -эффекта, градиента угловой скорости и коэффициент турбулентной диффузии объединены в безразмерное динамо-число *D*. В диффузионных членах опущены эффекты кривизны. Для простоты, мы считаем, что радиальный градиент угловой скорости не меняется с θ . Альфа-эффект симметричен относительно экватора, так что уравнения (1, 2) можно рассматривать лишь для одного (северного) полушария с условиями антисимметрии магнитного поля (дипольная симметрия) или симметрии магнитного поля (квадрупольная симметрия) на экваторе. В данной работе мы рассматриваем дипольную симметрию магнитного поля.

Решение системы (1,2) можно искать в виде волн, в этом случае оно ищется в форме:

$$\begin{pmatrix} \hat{A} \\ \hat{B} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \\ 2 \\ |D|^{\frac{2}{3}} B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu \\ \nu \end{pmatrix} \exp(|D|^{\frac{2}{3}} \Gamma t + i |D|^{\frac{1}{3}} S) ,$$
 (3)

где *S*, μ и *v* гладкие функции. *S* аналог действия, а его производная k = S' соответствует волновому вектору, который в данном случае является комплексным. Комплексное Γ определяет собственное значение, его действительная часть дает скорость роста, а мнимая дает длительность цикла активности. Множители в комплексной скорости роста $|D|^{\frac{2}{3}}$ и $|D|^{\frac{1}{3}}$ в действии выбраны так, чтобы дифференциальное вращение, α -эффект, собственное значение значение и диссипация оказались одного порядка и вошли в старший член асимптотического разложения. В уравнениях (1, 2) *V* – меридиональная циркуляция

$$V = \left| D \right|^{\frac{1}{3}} v(\theta) \,. \tag{4}$$

При подстановке выбранного вида искомого решения в уравнения Паркера, получаем алгебраическую систему уравнений для μ и *v*. Условием разрешимости для этой системы является дисперсионное соотношение для частоты динамо-волны и ее волнового вектора, т.е. уравнение Гамильтона–Якоби

$$[\Gamma + ikv + k^2]^2 - i\hat{\alpha}k = 0, \qquad (5)$$

где $\hat{\alpha} = \alpha \cos \theta$.

Для того чтобы построить решение системы (1, 2) и исследовать поведение динамо-волны при различных видах меридиональной циркуляции, мы решали уравнение (5).

Учет меридиональной циркуляции позволил не только существенно удлинить теоретическое значение длительности цикла магнитной активности, но и осуществлять переход от одного режима динамо к другому при изменении широтного профиля меридиональной циркуляции [2,3,4].

По результатам численного анализа были построены широтно-временные диаграммы (т.н. баттерфляй-диаграммы) для тороидальной и полоидальной компонент магнитного поля. Оказалось, что интенсивная меридиональная циркуляция «сдувает» динамо-волны в области более высоких широт. Баттерфляй-диаграммы для полоидального магнитного поля имеют «шахматную» структуру, аналогичную наблюдаемой [5]. Используя результаты исследования модели, оказалось возможным сделать прогноз поведения спиральности [6]. Меридиональные потоки были учтены и в случае двухслойной среды. Интенсивная меридиональная циркуляция и увеличение разницы между коэффициентами турбулентной диффузии в слоях приводит к увеличению длительности цикла, а также к минимумам магнитной активности Солнца [7,8].

Работа поддержана проектами РФФИ 09-02-01010 и 10-02-00960.

Литература

1. Parker E.N. Hydromagnetic dynamo model. Astrophys. J. 1955. V. 122. p. 293–314.

2. Попова Е. П., Решетняк М.Ю., Соколов Д.Д. Меридиональная циркуляция и распространение динамо-волн. Астрономический журнал, №1, 2008, с. 183-190.

3. Popova H. and Sokoloff D. Meridional circulation and dynamo waves, Astron.Nachr./AN 329 No. 7, 2008, c. 766-768.

4. Попова Е.П., Влияние различных видов меридиональной циркуляции в Солнце на распространение динамо-волн, Астрономический журнал, №9, 2009, с. 928-934.

5. Попова Е.П., Соколов Д.Д., Солнечный цикл по данным о поверхностном крупномасштабном магнитном поле и теория солнечного динамо, Астрономический журнал, Т.87, №7, 2010, с. 1130-1134.

6. Щу Хайчин, Гао Ю, Е. П. Попова, С. Н. Нефедов, Жанг Хуанч жи, Д. Д. Соколов, Магнитная и токовая спиральности в простейших моделях солнечного динамо, АЖ, 2009, т. 86, 2, с. 1-6.

7. Popova H., Arthuskova M. E., Sokoloff D., The WKB approximation for the interface dynamo, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics, 2010, Vol. 104, No. 5, p. 631 — 641.

8. Попова Е. П. Конфигурации динамо-волн в двухслойной среде и 11летний цикл солнечной активности, Письма в астрономический журнал, 2011, том 37, №1, с. 233-240.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОПРОЦЕССОРНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ РЕШЕНИЯ МНОГОМЕРНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ

Мл. науч. сотр. Лукьяненко Д.В.

При решении многих современных прикладных задач часто возникает необходимость восстанавливать характеристики исследуемых объектов в пространстве, при этом эти характеристики могут являться векторными функциями. Это приводит к необходимости решать трёхмерные интегральные уравнения Фредгольма 1-го рода для векторной функции, что зачастую невозможно эффективно сделать с использованием обычных персональных компьютеров. В таких случаях обычно используются различные упрощения и допущения, которые понижают численную размерность решаемой задачи, но дают ограниченную информацию об исследуемом объекте либо приводят к существенным ошибкам в значениях восстанавливаемых параметров. Предлагается решать такие многомерные задачи с использованием многопроцессорных систем [1;2] в самой общей постановке, сводящейся к трёхмерному интегральному уравнению Фредгольма 1-го рода для векторной функции. Материал, представленный в этой работе, основан на результатах, полученных в работах [2; 3]. В работе продемонстрированы эффективные методы решения таких задач, которые можно реализовать как на многопроцессорных кластерных системах, так и на современных персональных компьютерах с многоядерными процессорами. Эффективность данного подхода при решении рассматриваемого класса задач продемонстрирована на примере решения обратной задачи восстановления параметров намагниченности корабля по измеренным значениям магнитного поля вне его корпуса [2; 3].

Литература

1. Воеводин В.В., Воеводин Вл.В. Параллельные вычисления. С.-П.: БХВ-Петербург, 2002.

2. Лукьяненко Д. В., Ягола А. Г. Применение многопроцессорных систем для решения трехмерных интегральных уравнений Фредгольма первого рода для векторных функций // Вычислительные методы и программирование, 2010, т. 11, с. 336343.

3. Lukyanenko D.V., Yagola A.G., Evdokimova N.A. Application of inversion methods in solving ill-posed problems for magnetic parameter identication of steel hull vessel // J. Inverse and Ill-Posed Problems.2010.N. 9.P. 10131029.

Подсекция:

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

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

ВОЗМОЖНО ЛИ ВОЗРОЖДЕНИЕ КАЧЕСТВЕННОЙ ФИЗИКИ: МЕРЦАЮЩИЙ ЭФИР И СУТЬ СВЕТА?

Профессор Щека Ю.В. (ИСАА МГУ)

Данное сообщение подготовлено в рамках индивидуального междисциплинарного проекта под названием «Наука как заблуждение» с подразделами «философия», «физика», «языкознание», «алтаистика», «тюркология». Структура проекта не случайна, она обеспечивает широкую доказательную базу. Ф. Шиллер писал: «Для одного наука является высокой небесной богиней, для другого – дойной коровой, снабжающей его маслом». В 20-м веке наука и, прежде всего, физика потеряла лик подлинной науки, она стала дойной коровой, обеспечивающей потребности бурно развивающейся промышленности. Практические потребности конкурирующих концернов превратили физику в науку эксперименталистскую, коллективную, а ученых – в армию чиновников. Современная так называемая теоретическая физика по своему содержанию состоит из математических симулякров, лишенных не только качественного, собственно физического, но и вообще разумного содержания. Необходимо осознать, что именно это и требовалось от дойной коровы науки. Абсурд постулатов заранее лишал смысла любые философско-обобщающие, индивидуально-творческие дискуссии, которые отвлекали бы штатных научных служащих от прагматического экспериментаторства. И надо признать, дойная корова на самом деле дала впечатляющие плоды небывалого развития техники. При этом именно теоретико-математические симулякры обеспечивают единую всемирную формальную организацию потоков экспериментальных данных. Но такая наука не есть познание, а «масло» утилитарного технического прогресса не компенсирует отсутствие подлинной (качественной) физики.

Движения частиц без траекторий, момента движения (спина) без вращения вокруг оси, принципа неопределенности Гейзенберга, силовых полей в абсолютной пустоте, мистически называемых «специфической формой материи с необычными свойствами», математической мистики со скоростью света в различных системах отсчета, замедлений времени и искривлений пространства просто не бывает. Том квантовой механики Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица начинается с утверждения о невозможности падения электронов на ядра [1]. Но, по нашему мнению, все дело состоит именно в постоянной реальности такого падения. Если заряд электрона равен 4.8 10⁻¹⁰ СГСЭ, радиус атома водорода – 0.5 10⁻⁸ см, то сила притяжения составит 9.23 10⁻³ дин. Из формулы $F = m v^2/r$ орбитальная скорость электрона составит 2.25 10⁸ см/сек, а время совершения электроном одного витка вокруг ядра – 1.4 10⁻¹⁶ сек. Это время является годом на уровне атомных величин. Эквивалентом одного миллиарда лет (10⁹ лет) нашего уровня на атомном уровне является отрезок времени, равный 1.4 10⁻⁷ сек.

Несколько миллиардов лет сопоставимо с временем эволюции звезд. Таким образом, за ничтожные доли секунды на атомном уровне должно смениться множество поколений атомов (известные науке времена существования отражают статистическую стабильность процессов, а не жизнь отдельной частицы). Если звезды считать обобщенными частицами нулевого, атомы – минус первого, галактики – плюс первого, метагалактики – частицами плюс второго уровня, то можно сказать, что номер уровня *п* изменяется от минус до плюс бесконечности. Частицы уровня минус второго и ниже являются эфиром [2]. За доли секунды частицы эфира успевают пережить астрономическое множество рождений и исчезновений. В этом смысле атомы и эфир являются мерцающими. Эфирные процессы (движения), кроме той их ничтожной части, которая макроорганизована (имеет одинаковые и стабильные параметры в достаточно большом объеме и за достаточно большое время), разыгрываются в пространстве между атомами, ядрами, составляющими вещество нашего уровня, и на эти атомы (на тела) никак не влияют. Поэтому эфир представляется нам пустым.

Электромагнитные процессы в проводниках взаимодействуют с эфиром. Однако представление о свете как электромагнитной волне является математическим симулякром, полезным только формально-прагматически, но в собственном смысле реально невозможным. Свет есть продольная волна плотности эфира. Частота света 5 10¹⁴ гц в пересчете на звук частоты 150 гц равносильна тому, что в данной точке стабильное звуковое колебание длилось бы 100 тыс. лет. В этой связи свет не может быть синусоидальным колебанием – в этом случае он целиком рассеивался бы на ничтожных расстояниях и за ничтожные доли секунды. Световая волна состоит из множества прерывающихся цугов. Она включает большое число гармоник, что дает резкие сгущения эфира в максимумах. Максимумы синусоидальных составляющих совмещены и присутствуют лишь нечетные гармоники, что создает одновременно резкие минимумы плотности и объясняет интерференцию. Происходит дополнительное сгущение части максимумов плотности в фотонообразные квазичастицы. Таким образом, свет имеет сложную структуру синусоидальных составляющих различных уровней. Более того, аналогично мерцанию частиц микромира, дающему лишь статистическую определенность макроскопических свойств, реальный свет состоит из постоянно меняющихся, исчезающих и вновь возникающих волновых цугов, которые лишь в своей совокупности дают статистическую определенность макроскопической частоты и амплитуды. Световая волна, рассмотренная на уровне величин микромира, имеет огромную (на порядки превышающую измеряемую нами) энергию множества цугов. На нашем уровне величин действие большей части этих хаотичных цугов взаимно уничтожается. Наблюдаемый нами свет есть результат взаимного совпадения той весьма небольшой доли цугов, которые оказываются согласованными как на всем протяжении макроскопического луча, так и за все время его прохождения.

По причине мерцания скорость света определяется временем образования и распада эфирных частиц, образующих максимумы плотности. Пространство же между частицами, а также максимумами-фотонами заполнено системой составляющих волн в эфире минус третьего уровня, которые движутся со скоростями, стремящимися к бесконечности. Поэтому скорость света в любой инерциальной макроскопической системе отсчета (не учитывающей эфир) постоянна. В системе же отсчета, учитывающей эфир, скорость света меняется пропорционально пройденному расстоянию, т. к. система узлов (фотонов) определяется взаимным расположением и скоростью соответствующих макрообъектов. Световая волна предполагает опережающее и направленное навстречу ей распространение составляющих, создание сложной трехмерной среды, ответственной за явления поляризации. Реальная световая волна, даже представляющаяся нам строго монохроматической, всегда состоит из множества составляющих различных частот. По всеобщему закону, волны большей частоты больше поглощаются средой. Это проявляется при прохождении светом астрономически больших расстояний в форме уменьшения его частоты. Данное обстоятельство снимает абсурдные представления о разбегании галактик, великом взрыве, реликтовом излучении, как и все сказанное выше – бессмыслицу релятивизма и черных дыр. Ключевые выводы. 1) В отличие от звуковых волн и в силу интерференционного характера частиц, максимумов плотности и системы цугов в луче скорость света равна векторной сумме его скорости относительно эфира и скорости источника. 2) Уменьшение частоты света на астрономически больших расстояниях вызвано проявлением более интенсивного рассеяния составляющих большей частоты, а не явлением Допплера. Имеются другие аспекты классической интерпретации микромира и раскрытия ложной методологии науки в целом. Желательны конкретные замечания, их отсутствие означает лишь невозможность защитить пусть общепризнанную, но заблуждающуюся науку.

Литература

1. Л.Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика, т. 3. Квантовая механика, М., 1989, с. 13

2. Ю.В. Щека. Время структурное, физическое и истинное (трансцендентное) // Пространство и время. Сб. трудов V Международной конференции, М., 2007, с. 140-141

СПЕЦИФИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ СТУДЕНТАМ ПСИХОЛОГАМ

Ст.науч.сотр. Гордиенко Т.В., профессор Черняев А.П.

Сегодня важно учитывать, что физика, как наука о природе - важнейший источник сведений, позволяющий человеку ориентироваться в окружающем его мире. К сожалению, в настоящий момент множество важных вопросов остается за пределами образованности современной молодежи, а иногда и специалистов, – вопросов, знание ответов на которые теперь становится необходимым для жизни в нынешних условиях.

К примеру, в современных средствах массовой информации часто преобладают сомнительные стереотипы, рожденные скорее стремлением к сенсационности, чем к научным знаниям. Это и небезызвестные проблемы, связанные с «парниковым эффектом», «озоновыми дырами», атомной и ядерной энергетикой и многое другое, не говоря уже о паранормальных явлениях. Достаточно напомнить, что атомная энергетика в современном мире дает всего лишь не более 0,1% от всей дозы облучения людей на Земле. На порядок больше дают вклад в радиоактивное облучение выбросы ТЭС и ТЭЦ, работающих на каменном угле, а ведущим антропогенным фактором повышения естественного радиационного фона является использование в качестве стройматериалов геологических пород, имеющих более высокое содержание естественных радионуклидов по сравнению с почвой (песок, гравий и пр.).

Как однажды точно заметил академик Н.Н. Моисеев, образование должно быть чем-то похоже на холст живописца. Для того чтобы краски хорошо ложились, необходим грунт. Сегодня таким грунтом должен быть комплекс наук, изучающих законы природы, одной из таких основополагающих наук является физика.

К настоящему времени сложился устойчивый стереотип того, что специалисту гуманитарных профессий точные науки в жизни никогда не пригодятся. С нашей точки зрения это не так: профессионал практически в любой области должен представлять основные законы мироустройства. Мы не представляем себе развитие общества без развития и усовершенствования производства, а, следовательно, без увеличения воздействия со стороны общества на природу. Знание законов природы – основа разумного подхода к планированию взаимоотношений природы и общества.

Вместе с тем, чтобы разрушить сложившийся стереотип, нужно предложить гуманитариям такую концепцию изучения физики, чтобы она стала для них интересна, и они понимали, как полученные знания они смогут практически применить как в профессиональной деятельности, так и личной жизни.

В предлагаемой концепции преподавания физики в основе многих объяснений фактов и явлений лежит принцип наибольшей наглядности и образности. Тем не менее, все основные определения и понятия формулируются достаточно строго, в соответствии с тем, как это принято в классической физике. Важно отметить, что в рамках курса соблюдается баланс между физикой и математикой, т.к. с одной стороны физика без математики невозможна, с другой – необходимо, чтобы за количеством формул не исчезла физическая суть явлений.

Такой адаптированный курс с успехом читается уже в течение трех лет на психологическом факультете МГУ. Современный психолог высокого уровня, а особенно психофизиолог должен иметь хотя бы общие представления о принципах, на которых базируется медицинская техника. Например, на сложных физических установках – ускорителях элементарных частиц – получают пучки электронов, протонов, высокоэнергичных фотонов для лечения злокачественных образований. На принципе использования ускоренных электронных пучков действуют электронные микроскопы. В мире широко развито применение радиоактивных препаратов в диагностике и терапии. В рамках курса рассматривается, как тот или иной закон физики используется для конструирования медицинских приборов, приводятся их физические принципы действия.

Психофизиологи вынуждены работать с самым современным оборудованием, с помощью которого они изучают, в том числе и воздействие физических полей на человека. Поэтому в курсе особое внимание уделяется основным последствиям воздействия на окружающую среду и человека в частности, полей различного происхождения: электромагнитных, акустических, тепловых, радиационного излучения и пр. Например, изучается неблагоприятное влияние на человека электромагнитных полей, приводящее к болезням, связанных, прежде всего, с деградацией нервных клеток, стойким изменения гормонального статуса и пр. Одновременно с этим изучается биологическое действия различных частот этого же вида излучения, открывающих новые возможности использования их в терапевтической практике.

Предложенный курс физики дополняет естественнонаучным, техническим и прикладным содержанием односторонность «чисто гуманитарного образования».

ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ В СРЕДНЕЙ ШКОЛЕ НА ПРИМЕРЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО И ТЕОРЕТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ЭЙЛЕРА С ВРАЩАЮЩИМСЯ ДИСКОМ

Доцент Рыжиков С.Б.

Изучение динамики вращательного движения представляет определенную сложность, поскольку строгое описание движения гироскопов и волчков требует знания векторного произведения и тензоров, которые выходят за рамки школьной программы. Поэтому динамика вращательного движения в школе либо не изучается вовсе, либо ее изучение ограничивается вращением вокруг неподвижной оси (массивный блок, маятник Максвелла и т.п.). Гироскопы и волчки рассматриваются в лучшем случае только на качественном уровне.

Вместе с тем со школьниками можно разобрать классическую задачу (задача Эйлера) о вращении диска (монетки) на столе без применения векторного произведения и тензоров. Эта задача может быть разобрана также со студентами первого курса, пока они еще не в достаточной мере освоили методы высшей математики.

Условие задачи. На горизонтальном столе вокруг вертикальной оси вращается диск. Скорость диска медленно уменьшается. При какой скорости вращения плоскость диска перестанет быть вертикальной?

Задача была выбрана по следующим причинам:

 – задача может быть легко продемонстрирована – несомненно, все видели вращающуюся монетку на столе;

 условие задачи имеет достаточно простую формулировку, доступную ученикам средней школы;

 – для решения задачи не требуется математических знаний, выходящих за рамки школьной программы;

- решение задачи можно проверить экспериментально.

Решение. Будем решать задачу в предположении, что проскальзывания нет. Решение задачи сводится к нахождению зависимости угла наклона монетки от скорости вращения. На рис. изображено наклонное положение монетки (вид сбоку). При вращении центр масс монетки (точка *O*) остается неподвижной:



Рис. 1. К задаче о вращении диска

Рассмотрим движение диска, как сумму двух вращений: вокруг оси *AO* со скоростью ω_2 и моментом инерции J_2 (для диска $J_2 = mR^2/4$) и вокруг перпендикулярной оси, проходящей через точку *O*, со скоростью ω_1 и моментом инерции J_1 (для диска $J_1 = mR^2/2$).

Пусть υ – скорость движения точки A по плоскости. Тогда ее угловая скорость равна $\omega_1 = \upsilon/R$. Условие кинематической связи дают значение

$$\omega_2: \omega_2 = \frac{\phi}{\Delta t} = \frac{\cos \alpha}{R \sin \alpha} \upsilon$$

Суммарный момент импульса складывается из двух взаимно перпендикулярных составляющих: $I_1\omega_1$ и $I_2\omega_2$. Вертикальная проекция момента импульса не меняется. Горизонтальная проекция равна: $L = \upsilon \cos \alpha (I_1 + I_2) / R$.

Изменение горизонтальной проекции момента импульса равно моменту силы тяжести на промежуток времени Δt : $\Delta L = L \upsilon \Delta t / r = M \Delta t$. Отсюда: $\frac{\upsilon}{R} \cos \alpha (I_1 + I_2) \frac{\upsilon}{r} = mgR \sin \alpha$.

После преобразований получим, что если $sin \alpha \neq 0$, то $\omega_2^2 = \frac{mgR\cos\alpha}{(I_1 + I_2)}$.

Таким образом, минимальная скорость, при которой монетка вращается устойчиво: $\omega_2 = \sqrt{\frac{mgR}{(I_1 + I_2)}}$. Подставляя значение моментов инерции, по-

лучим значение предельной скорости для сплошного диска: $\omega = \sqrt{4g/3R}$, для кольца: $\omega = \sqrt{2g/3R}$.

Экспериментальная часть. Высокоскоростную съемку проводили при помощи цифровой камеры Casio EX-F1, которая позволяет проводить видеосъемку до 1200 кадров в секунду. Эксперименты проводили для пятирублевой монетки (R = 12,5 мм) и кольца (R = 90 мм). Обработку видеозаписей проводили, как описано в [1,2]. Результаты экспериментов приведены в таблице.

	теоретическое	экспериментальное
	значение, (рад/с)	значение, (рад/с)
диск (монетка)	32	34±2
кольцо	8,5	9,0±0,6

Видно, что экспериментальные и теоретические значения совпали с точностью до погрешности измерений.

Апробация. Описанная выше работа была выполнена под руководством автора школьником 9-го класса Вечерней физической школы при физическом факультете МГУ и завоевала диплом I степени на Балтийском научно-инженерном конкурсе (С.Петербург). Выводы. Модель вращающегося диска с неподвижной центральной точкой при отсутствии проскальзывания прекрасно описывает вращение монетки на горизонтальном столе.

Поскольку при решении задачи не требуется математический аппарат, сильно выходящий за рамки школьной программы, то данный эксперимент с проведенными расчетами можно применять в качестве эффектной демонстрации при изучении физики в старших классах.

Литература

1. Рыжиков С.Б. Классический опыт Галилея в век цифровой техники: численное моделирование и лабораторный эксперимент. – М.: МЦНМО, 2008.

2. Рыжиков С.Б. Беседы и компьютерные расчеты, касающиеся нескольких занимательных задач механики. – М.: МГДД(Ю)Т, 2010.

О РАБОТЕ ЦЕНТРА КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ОБРАЗОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА

Профессор *Трухин В.И.*, профессор *Ишханов Б.С.*, ст. науч. сотр. *Терентьев М.А*.

Центр контроля качества образования (ЦККО) функционирует на физическом факультете с 2007 г. Основная функция центра заключается в тестировании студентов на предмет текущей успеваемости и остаточных знаний [1]-[2]. К настоящему моменту в ЦККО налажено регулярное компьютерное тестирование знаний студентов по всем общим дисциплинам, включая:

1 курс	Механика, Молекулярная физика, Математический ана- лиз, Аналитическая геометрия, Линейная алгебра	
2 курс	Электромагнетизм, Оптика, Введение в квантовую физику, Основы геофизики и экологии, Математический анализ, Теория функций комплексной переменной, Дифференциальные уравнения, Интегральные уравнения и вариационное исчисление	
3 курс	Физика ядра и частиц, Атомная физика, Методы матема- тической физики, Основы математического моделирова- ния	

Как правило, по каждому предмету тестирование проводится дважды в семестр. Также периодически проводится тестирование на остаточные знания: первокурсников по школьной программе физики/математики и старшекурсников по курсу общей физики. В течение семестра ЦККО осуществляет свыше 6000 тестирований студентов.

Результаты тестирований используются преподавателями наравне с результатами других проверочных работ, в том числе для промежуточной аттестации студентов. По итогам тестирований составляется разнообразная статистика, включающая распределение количества студентов по набранным баллам, средние баллы по группам и курсу, решаемость разделов теста по группам и курсу, решаемость отдельных задач теста. Вся эта информация передается на преподающие кафедры для дальнейшего анализа и совершенствования методики преподавания.

Следует особенно отметить тестирование по курсу Атомной физики, успешное прохождение которого стало необходимым условием получения зачёта и сдачи экзамена. Экзамен проводится в два этапа – теоретический минимум в виде теста и устный ответ. Слабо успевающие студенты, получившие оценку не выше «удовлетворительно» по итогам теста, не допускаются к устному ответу с простановкой в ведомость оценки за тест. Тем самым, у преподавателей появилась возможность более детально опрашивать студентов, претендующих на высокую оценку за экзамен. С другой стороны, такой подход позволил во многом исключить часто необоснованные претензии студентов по поводу субъективного отношения к ним преподавателей. Данный положительный опыт побудил другие кафедры организовать подобным образом зачёты и экзамены по остальным общим дисциплинам в ближайшем будущем.

Информация, получаемая в ходе тестирований, сохраняется и накапливается с целью анализа динамики успеваемости студентов на протяжении всего времени их обучения на физическом факультете. Вот один из примеров такого анализа.

Категория	Школьная математика сентябрь 2010	Школьная механика сентябрь 2010	Механика октябрь 2010	Механика декабрь 2010
Мужской пол	+ 0,2%	+ 3,5%	+ 3,2%	+ 3,5%
Женский пол	-0,6%	-11,3%	-9,7%	- 10,4%
Москвичи	- 0,3%	+ 0,4%	- 0,9%	- 0,2%
Иногородние	+ 0,3%	-0,4%	+ 1,0%	+ 0,5%
Участники олимпиады	+ 3,5%	+ 4,5%	+ 3,2%	+ 4,0%
Победители олимпиад	+ 11,5%	+ 30,0%	+ 19,6%	+ 33,0%

Таблица относительных отклонений от среднего балла за тест в различных категориях студентов 1 курса, набор 2010 г.

Категория	Школьная математика сентябрь 2010	Школьная механика сентябрь 2010	Механика октябрь 2010	Механика декабрь 2010
Не участники олим- пиад	- 7,7%	- 9,0%	- 6,6%	- 8,1%
ΕΓЭ ΦΜ (Σ < 135)	- 12,8%	-25,6%	- 17,2%	- 28,8%
ЕГЭ ФМ (135 – 145)	- 8,6%	- 9,0%	- 13,0%	- 10,6%
ЕГЭ ФМ (146 – 155)	+ 1,4%	-3,2%	+ 3,6%	- 5,6%
ЕГЭ ФМ (156 – 170)	+ 9,6%	+ 15,3%	+ 11,3%	+ 20,7%
ЕГЭ ФМ (171 – 200)	+ 15,9%	+ 37,3%	+ 27,5%	+ 41,2%
Максимум бал- лов за тест	16	9	8	11
Средний балл за тест	12,5	5,5	4,8	6,2

В таблице ЕГЭ ФМ означает категорию суммы баллов ЕГЭ по физике и математике (выбранное разбиение на диапазоны сравнительно равномерно по числу студентов).

Приведенные выше данные позволяют сделать некоторые любопытные выводы. В частности, категории, не связанные с успеваемостью студентов, демонстрируют относительно стационарную динамику средних баллов (при этом женский пол несколько проигрывает мужскому, тогда как москвичи и иногородние не различаются). Однако в категориях, связанных с успеваемостью, наблюдается некоторое усиление расслоения по успеваемости, что в принципе ожидаемо.

Преподаватели и студенты в целом положительно относятся к тестированию. Тестирование даёт возможность преподавателям оценить уровень группы на независимом материале, а также понять, какие разделы курса следует разобрать в данной группе подробнее. Для студентов – это возможность независимо оценить свои силы перед контрольными работами и зачётами. Тестирование на остаточные знания в большей мере влияет на самооценку студента и заставляет лишний раз задуматься о цели своего обучения на факультете.

На сайте ЦККО в Интернет [3] своевременно публикуется вся информация о работе центра: объявления о предстоящих тестированиях, расписание, результаты и статистика. Кроме того, на сайте публикуются образцы тестовых заданий, так что студенты имеют возможность самостоятельно подготовиться. В дальнейших планах ЦККО – поддержание в актуальном состоянии и пополнение баз данных тестов, совершенствование системы тестирования и анализа результатов.

Литература

1. Трухин В.И, Ишханов Б.С., Терентьев М.А. Центр контроля качества образования физического факультета МГУ // Ломоносовские чтения - 2008. Секция физики. Сборник тезисов докладов. М., Физический факультет МГУ, 2008, с. 183-186.

2. Терентьев М.А. О развитии компьютерного тестирования на физическом факультете МГУ // Ломоносовские чтения - 2006. Секция физики. Сборник тезисов докладов. М., Физический факультет МГУ, 2006, с. 168-171.

3. Справочно-информационный ресурс ЦККО в Интернет: <u>http://ckko.phys.msu.ru</u>

КОМПЬЮТЕРНЫЕ ТЕСТЫ ПО МЕХАНИКЕ. ПЕРВЫЕ ИТОГИ

Доцент В.Ю. Иванов, ст. преподаватель И.Б. Полякова, ст. науч. сотр. М.А. Терентьев

В последние годы на кафедре общей физики была создана структура тестов по механике для студентов первого курса. Цель тестирования – проверка текущих знаний студентов. Механика является первым разделом физики, который студенты изучают, поступив на физфак. В этом разделе они знакомятся с понятием физической модели, понимают важность правильных формулировок основных законов физики, начинают систематическое изучение алгоритмов решения физических задач. В то же время механика – это раздел общей физики, который школьники и абитуриенты знают лучше всего. Став студентами, они зачастую продолжают использовать знания и навыки, полученные в школе, и не усваивают новые алгоритмы решения задач. Тестирование студентов направлено на проверку их умения решать типовые задачи механики. Оно позволяет оперативно получать информацию об общей картине знаний, а также наблюдать динамику освоения нового материала.

Тестирование по механике проходит в три этапа. Первый этап – вступительный тест в начале сентября. Цель теста – проверка школьных знаний студентов, оценка уровня их подготовки к учёбе на физическом факультете МГУ. Вступительный тест содержит типовые задачи из школьного курса физики средней сложности. Он состоит из девяти задач по следующим разделам: кинематика материальной точки; кинематика твердого тела; динамика; импульс; энергия; статика; гидростатика; колебания; волны. Всего тест содержит 153 задачи. На решение задач теста отводится 45 минут.

Вступительное тестирование даёт возможность преподавателю оценить уровень знаний группы в целом и выработать свой подход к изложению материала в данной группе. Выявляются также те студенты, которые хорошо знают школьную механику и те, кто её не знают. В дальнейшем преподаватель имеет возможность проследить за эволюцией и тех, и других студентов.

Второй этап – это промежуточное тестирование в середине октября. К этому моменту обычно изучено примерно 50% объёма курса механики, причём пройденные темы практически повторяют школьную механику. На этом этапе тест состоит из восьми задач по следующим пройденным к этому времени разделам: кинематика материальной точки; кинематические связи; динамика материальной точки и простейших систем; динамика вращательного движения материальной точки; неинерциальные системы отсчета (эта тема введена в тест с 2010 года; до этого была тема «динамика материальной точки и простейших систем II»); импульс, центр масс; работа и энергия; импульс, работа и энергия. Всего тест содержит 89 задач. На решение задач теста отводится 45 минут. Тест состоит из задач среднего уровня сложности, и типы задач, а также методы их решения, уже отличаются от школьных. Тема «Неинерциальные системы отсчета» является для студентов новой.

Третий этап – это итоговое тестирование в конце семестра, обычно в середине декабря. Во второй половине семестра студенты изучают разделы механики, которых нет в школьной программе. Это - кинематика и динамика твердого тела, закон сохранения момента импульса, специальная теория относительности. Изучаются также колебания и волны. Итоговый тест состоит из одиннадцати задач по всем пройденным за семестр разделам. А именно: кинематика; динамика; импульс; работа и энергия; неинерциальные системы отсчета; кинематика твердого тела; динамика твердого тела; момент импульса; колебания; волны и специальная теория относительности. Всего тест содержит 223 задачи. На выполнение теста отводится 90 минут. На этом этапе из теста исключены задачи школьного уровня сложности. Подбор задач осуществляется на основе университетских задачников по механике (сборник задач под ред. И.А. Яковлева, задачник И.Е. Иродова и др.). Благодаря наличию в тесте задач на темы первой половины семестра, помимо проверки текущих знаний, можно оценить также, насколько глубоко студенты усвоили первую часть курса.

Задачи в тестах подобраны таким образом, чтобы по возможности полно отражать тему и быть примерно одного уровня сложности. Все задачи сгруппированы по разделам и, помимо условия, содержат пять вариантов ответов. Из них только один является правильным. Большинство задач требует решения на бумаге.

Ниже приводится гистограмма решаемости разделов итогового теста (в процентах) за три последних года. Видно, что решаемость большинства разделов уменьшается, в то время как среднее время решения задач теста сокращается! Так в 2008 году оно составило 8 мин 39 сек; в 2009 году – 8 мин 38 сек; а в 2010 году среднее время решения задач теста сократилось на 1 минуту и составило 7 мин 36 сек. Это, на наш взгляд, говорит не о снижении уровня знаний студентов, а об их отношении к тестам.

При сравнении итогов тестирования с другими критериями оценки успеваемости студентов обнаруживается хорошая корреляция результатов, т.е. у студентов, плохо работавших на семинарских занятиях и в практикуме, как правило оказываются более низкие результаты тестирования. Но есть и исключения из общего правила. Конечно, отстающие студенты могут подготовиться к тестированию, но чаще всего их довольно



высокие результаты связаны с угадыванием правильного ответа и со списыванием. Чтобы уменьшить влияние списывания, мы постепенно увеличиваем количество задач в разделах тестов (так в итоговом тесте их количество доведено до 20-ти в каждом разделе). Темы задач тестов даются студентам в случайном порядке. Что касается угадывания, то вероятность угадывания m правильных ответов в тесте из N задач уменьшается с ростом m. Поэтому, введя определенный критерий «успешности выполнения» теста, например, «число правильных ответов должно быть больше 6-ти», можно исключить фактор угадывания и считать полученную информацию объективной. Целесообразно также увеличивать количество вариантов ответов для каждой задачи.

В целом, тестирование является перспективным механизмом проверки текущих знаний студентов и дает вполне объективную картину успеваемости в группах, что полезно для преподавателей. Сами студенты положительно отзываются о тестах и считают, что тестирование приносит им несомненную пользу, давая возможность проверить уровень собственных знаний. Итоговое тестирование можно также рассматривать как хорошую подготовку к зачетным контрольным работам и экзаменам.

Литература

1. Иванов В.Ю., Полякова И.Б., Никанорова Е.А. Тестирование по механике студентов первого курса физического факультета МГУ. Материалы X Международной конференции «Физика в системе современного образования (ФССО – 09)», Санкт-Петербург, Россия, т. 1, с. 62 - 64, 2009.

2. Иванов В.Ю., Полякова И.Б. Тесты по механике. – Москва: ООП физического факультета МГУ, 2010, 29 стр.

ТЕСТ ПЕРЕД ЭКЗАМЕНОМ ПО ФИЗИКЕ (МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА)

Ст. преподаватель И.Б. Полякова, доцент В.Ю. Иванов

Для повышения качества оценивания знаний студентов на экзаменах по общей физике с недавнего времени используется тестирование по всему сдаваемому курсу перед началом экзамена. В результате такой практики студенты группы, прежде чем получить экзаменационный билет, должны в течение первых 10-15 минут экзамена ответить письменно на 10 вопросов теста по материалу сдаваемого курса. Лишь после того как преподаватель соберёт листки с ответами студентов, последние получают экзаменационные билеты, и далее экзамен проходит по традиционной схеме. На наш взгляд, такое нововведение оказалось весьма полезным. Прежде всего, ответы студента показывают его владение базовыми знаниями по всему курсу. При ответе на вопросы билета преподаватель оценивает и правильность ответов на вопросы теста. Если в некоторых ответах обнаружены ошибки, преподаватель имеет возможность дополнительно побеседовать со студентом по данным темам. В то же время, если ответ студента на экзаменационный билет не устраивает преподавателя, он может учесть при выставлении итоговой оценки за экзамен ответы на вопросы теста. Таким образом, подход к оценке знаний студента становится более гибким. Преподаватель

также вправе проигнорировать тест. То есть последний никоим образом не подменяет собой основной экзаменационный билет.

Кроме того, поскольку с недавнего времени экзамен по общей физике проходит для всех групп одного потока в один и тот же день в больших физических аудиториях, студенты при подготовке ответов на экзаменационные билеты имеют более широкие возможности для списывания. Списать же ответы на вопросы предварительного теста за 10–15 минут практически невозможно. Поэтому чаще всего тестовый листок с ответами отражает реальные знания студента по базовому материалу курса.

Молекулярная физика является вторым разделом курса общей физики, который изучают студенты. Познакомившись в первом семестре с механикой, поняв важность выбора адекватных физических моделей, важность правильных формулировок основных физических законов, начав систематическое изучение алгоритмов решения физических задач, во втором семестре студенты переходят к изучению строения вещества, к анализу статистических законов и к изучению более сложных физических объектов. Знания, полученные ими в разделе «Механика», расширяются и дополняются очень важными для дальнейшего обучения законами материального мира. Поэтому важно, чтобы студенты хорошо усвоили знания, полученные в разделе "Молекулярная физика и термодинамика".

Как уже упоминалось, цель тестов – по возможности полно охватить весь курс молекулярной физики и термодинамики и проверить базовые знания студентов. Поэтому авторы старались придерживаться следующей структуры теста:

1 вопрос – основные понятия статистической физики;

2-3 вопрос – основные виды распределений, их свойства;

4 вопрос – явления переноса;

- 5 вопрос теплоёмкость, первое начало термодинамики;
- 6 вопрос процессы в идеальном газе;
- 7 вопрос энтропия, второе начало термодинамики;

8 вопрос – циклические процессы;

9 вопрос – реальные газы, поверхностное натяжение;

10 вопрос – фазовые переходы, твёрдые тела, жидкости.

Таким образом, 10 вопросов теста охватывают почти все разделы курса молекулярной физики и термодинамики.

Ниже приводится вариант теста, составленного на основе базовых вопросов по курсу "Молекулярная физика и термодинамика".

1. Выражение для относительного числа частиц идеального газа со ско- ростями в интервале (v, v+dv) в со- стоянии термодинамического равно- весия.	
2. Среднеквадратичная скорость молекул для максвелловского распределения по скоростям (формула).	
3. Нарисовать распределение Пу- ассона P(m) для двух значений $\langle m \rangle$: $\langle m_1 \rangle < \langle m_2 \rangle$.	
4. Уравнение стационарной диф- фузии.	
5. Выбрать правильный ответ: Осн	овное уравнение МКТ - это:
a) $p = nkT$; 6) $p = \frac{1}{3}mn\langle v^2 \rangle$; B) $p = p_0$	$_{0}e^{-mgh/kT}; \Gamma) p = \frac{mRT}{\mu V}, \Delta p = p_{0}(1+\alpha t).$
Нужное подчеркнуть.	
6. Уравнение политропы в коор- динатах (TV).	
7. Неравенство Клаузиуса.	
8. Нарисовать данный цикл в ко- ординатах (<i>TS</i>) P = 1 = 2 T = const 3	
9. Уравнение Ван-дер-Ваальса для v молей газа.	
10. Нарисовать диаграмму фазо- вого равновесия для нормального вещества в координатах (РТ).	

Тест перед экзаменом по молекулярной физике

Приведённый вариант теста даёт представление о характере возможных дополнительных вопросов, которые основаны на материале экзаменационных билетов по курсу "Молекулярная физика и термодинамика".

Литература

1. Полякова И.Б., Иванов В.Ю. Тесты перед экзаменом по молекулярной физике и термодинамике. – Москва: ООП физического факультета МГУ, 2011, 22 стр.

МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВНЕДРЕНИЯ IPv6 ТЕХНОЛОГИЙ

Ведущий программист Д.А. Жалдыбин, доцент Н.А. Сухарева

Развитие телекоммуникационной системы физического факультета МГУ определяется транспортно-координатными параметрами, задающими предельные значения скоростных режимов, топологических решений и интеграции приложений. Начатая во второй половине 2011 года реструктуризация адресного IP пространства физического факультета предусматривает две позиции — полуторное расширение адресной ёмкости IPv4 (с 8 сетей класса С до 12 сетей класса С) и интеграцию адресной ёмкости IPv6 (рис.1).



Рис.1 Согласованное адресное пространство IPv4 и Ipv6

Почти двадцатилетняя практика работы в адресном пространстве IPv4 и сложившаяся инфраструктура сети предполагают повторение основных топологических решений в новой адресной группе, а дополнительная адресная ёмкость используется на ликвидацию «узких мест», накопившихся за годы эксплуатации. Логика интеграции нового типа адресного пространства не должна противоречить сложившейся структуре, но обязана использовать позиционный потенциал новой технологии адресации. На конец октября 2011 года структурная схема телекоммуникационной системы физического факультета МГУ в адресном пространстве IPv4 выглядит как показано на рис.2.



Рис.2 Структура каналов и адресные группы IPv4

Иная ситуация в новом адресном пространстве IPv6. Принятая в сети факультета политика делегирования подразделениям виртуальных сетей позволяет сформулировать ряд позиций создания гибридных решений на смешанном адресном пространстве:

адресный блок IPv6 работает в собственном домене третьего уровня 6phys.msu.ru,

стартовое разделение адресов не должно пересматриваться и не будет в последующем расширяться,

IPv6 адресная ёмкость разделяется на 4 категории, из которых на пилотном этапе инициируется группа академических ресурсов,

на пилотном этапе внедрения за всеми академическими подструктурами — компьютерными классами, учебными аудиториями, конференцаудиториями, центрами тестирования, читальными залами и пр. независимо от расположения и административного подчинения закрепляются подсети IPv6 с префиксом /64.

ОЛИМПИАДЫ ПО ФИЗИКЕ В МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА: ОПЫТ, ПРОБЛЕМЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ

Доцент Аксенов В.Н., науч. сотр. Бербенева Н.А., профессор Макаров В.А., доцент Парфенов К.В., ст. преп. Якута А.А.

В настоящее время МГУ имени М.В.Ломоносова проводит три олимпиады школьников по физике: «ЛОМОНОСОВ», «ПОКОРИ ВОРОБЬЕВЫ ГО-РЫ» и МОСКОВСКУЮ ОЛИМПИАДУ ШКОЛЬНИКОВ. Все эти олимпиады включены в перечень олимпиад школьников, утвержденный Минобрнауки РФ. При проведении всех трех олимпиад значительная часть организационной работы и практически вся методическая работа, работа жюри и апелляционной комиссии обеспечивается физическим факультетом. Следует отметить, что для каждой из олимпиад за время ее существования сложился характерный именно для нее стиль составления заданий и принципы проведения. Победителям и призерам этих олимпиад предоставляются установленные нормативными актами РФ льготы при поступлении в МГУ и в другие вузы. Анализ динамики представительства победителей и призеров среди зачисленных на 1-й курс показывает, что, с одной стороны, олимпиады являются важным инструментом обеспечения набора, а с другой – их эффективность в качестве такого инструмента сильно зависит от конкретных условий года поступления. Эти условия можно разделить на внешние и внутренние (по отношению к МГУ). Внешние – это, в первую очередь, требования к схеме проведения олимпиад, распределение их по уровням и правила предоставления льгот победителям и призерам, устанавливаемые приказами Минобрнауки РФ. Такие приказы издаются ежегодно, и ежегодно устанавливаемые требования и правила подвергаются существенному изменению. Конечно, это в значительной мере затрудняет эффективное использование олимпиад как инструмента приема в вузы. Внутренние условия – это организация проведения каждой из олимпиад и качество работы методической комиссии и жюри олимпиады. Любые сбои в проведении олимпиады также существенно влияют на ее эффективность.

Важное обстоятельство, которое необходимо учитывать при оценке значимости олимпиады для физического факультета и МГУ в целом, состоит в том, что значимость не определяется только количеством принятых на первый курс победителей и призеров. Сегодня олимпиады – один из основных способов установления контактов с наиболее мотивированными на изучение физики школьниками. Олимпиады по физике в МГУ проводятся для учащихся 7-х – 11-х классов, главной целью олимпиад является выявление талантливых школьников, имеющих ярко выраженную склонность к физикоматематическим наукам. Многие из участников олимпиад МГУ, не ставшие победителями и призерами этих олимпиад, поступают на физический факультет, используя результаты других олимпиад из перечня либо по результатам ЕГЭ и дополнительного профильного испытания. При этом именно благодаря их участию в олимпиадах МГУ факультет получает возможность вести с ними профориентационную работу. Это особенно важно, так как в последние годы многие ВУЗы, ведущие подготовку по естественнонаучным и техническим направлениям, тратят значительные средства на широкомасштабные рекламно-агитационные мероприятия, и сужение поля профориентационной работы с нашей стороны может привести к значительному снижению качества нового приема.

По этим причинам очень важно поддерживать престиж существующих олимпиад, совершенствовать схему их проведения, изменяя ее в соответствии с условиями конкретного года. Следует также искать новые перспективные формы работы со школьниками в рамках олимпиадного движения. Некоторые шаги в этом направлении уже предприняты: в рамках Московской олимпиады школьников по физике в качестве одного из ее этапов проводится интернет-олимпиада «Шаг в физику», в прошлом учебном году была проведена первая олимпиада по экспериментальной физике. Формат проведения этих олимпиад является инновационным и может являться предметом для отдельного рассмотрения.

Литература

1. Аксенов В.Н., Бербенева Н.А., Парфенов К.В., Якута А.А. Расширение взаимодействия школы и вуза – необходимое условие качественной подготовки учащихся. Научно-практическая конференция ««Наша новая школа»: грани совершенствования. Технологии организации внеучебной (внеурочной) деятельности в общеобразовательной школе». Сб. трудов. Москва, 09–10 декабря 2010 г. – М.: МИОО, 2011. – С. 68 – 71.

2. Аксенов В.Н., Бербенева Н.А., Парфенов К.В., Якута А.А. Мониторинг учебных достижений студентов – победителей и призеров олимпиад школьников по физике и астрономии. Материалы одиннадцатой международной конференции «Физика в системе современного образования», 19 – 23 сентября 2011 г., Волгоград, том 1, стр. 30 – 31.

3. Физика. Задачи профильного экзамена и олимпиад для школьников в МГУ – 2010 (с подробными решениями). – М.: Физический ф-т МГУ, 2010. – 84 с.

НОВОЕ УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ «ФИЗИКА» ДЛЯ СТУДЕНТОВ ЕСТЕСТВЕННОНАУЧНЫХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ

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

Современная учебная литература по общей физике для студентов не физиков естественно-научных специальностей рассчитана на лиц, имеющих уровень знаний по школьной физике достаточный для успешного освоения общей физики. Поскольку программа курса общей физики в целом повторяет программу школьной физики и физическое содержание дисциплины сохраняется, то основное внимание уделяют переводу предметного материала физики с (языка элементарной) на язык высшей математики

Сегодня ситуация такова, что большая часть студентов неплохо знает математику (обязательный ЕГЭ по математике), но знаний школьной физики у них практически нет (отсутствие обязательного ЕГЭ по физике в школе, отсутствие познавательного интереса к предмету). Как следствие, у большинства студентов возникают большие трудности в освоении курса общей физики. Трудности в освоении связаны не с проведением математических операций, а с физическим содержанием дисциплины (определение физического смысла величин, установление характера причинноследственных связей, выбор нужной модели, выбор нужного закона в рамках выбранной модели, установление конкретных условий и их формализация, знание границ существования моделей, соответствие глобальных моделей реальным объектам и т. д. ...)

Нужна новая учебная литература, которая помогла бы исключить или, по крайней мере, уменьшить трудности освоения общей физики. С этой целью авторами доклада для студентов биологических специальностей был создан курс и написано учебное пособие.

При построении курса авторы руководствовались следующими соображениями:

Была проведена минимизация объема курса: из программы были взяты разделы, указанные в Государственном Образовательном Стандарте, и в каждом разделе, в первую очередь, были выбраны темы, в которых рассматриваются фундаментальные законы, и далее предпочтение отдавалось изучению вопросов, представляющих интерес для биологов.

В пособии использован эмпирический стиль изложения. Во-первых, он знаком и понятен студентам, а, значит, не создает трудностей при освоении материала, а во-вторых, отражает суть физики как науки экспериментальной.

В содержание включена дополнительная информация, цель которой – ускорить освоение предметного материала, конкретно – материал исторического характера и пояснительные тексты.

Характер математического описания подчинен сути физических явлений. Например, истинные уравнения физических полей должны описывать каждую точку поля, и поэтому уравнения Максвелла даются в дифференциальной форме.

Освоение теоретического материала проходит по схеме: фундаментальные уравнения – общие следствия – частные следствия. Именно частные следствия в форме учебных задач необходимы для освоения теоретического материала. В содержание курса включен набор «ключевых задач», знание решений которых (по готовому описанию или самостоятельно полученных) достаточно для освоения теоретического материала каждой темы.

В пособие включен важный, с мировоззренческой точки зрения, материал, касающийся глобальных моделей физики. Для биологов такой материал интересен еще и с методологической точки зрения, т.к. в биологии часто оперируют глобальными представлениями.

Вышеизложенный подход был реализован в течение ряда лет на биологическом факультете МГУ; построенный по данным принципам «Физика» издан с грифом «учебное пособие» (М. Академия. 2011).

В изданном учебном пособии общая физика как формальная система построена по аксиоматическому принципу. Аксиомами служат фундамен-

тальные законы, на базе которых и выводятся следствия различной общности:

а) общие следствия, сами имеющие ранг закона и могущие сами служить в качестве аксиом (например, законы сохранения в механике);

б) локальные следствия, выведенные из аксиом или общих следствий и описывающие свойства конкретных моделей объектов;

в) следствия, представляющие собой описание конкретных ситуаций материального мира и выведенные с использованием фундаментальных законов и (или) локальных следствий и конкретных условий рассматриваемой задачи.

Например, в электростатике фундаментальными законами являются закон сохранения заряда и закон Кулона (сконструированный по аналогии с законом всемирного тяготения и проверенный экспериментально), которые рассматриваются как аксиомы. Общее следствие – теорема Гаусса-Остроградского, выведенная из закона Кулона в рамках использования полевого способа описания. Локальное следствие – формула для напряженности электрического поля равномерно заряженной бесконечной плоскости, выведенная на базе теоремы Гаусса-Остроградского. Описание конкретной ситуации - формула напряженности поля плоского конденсатора, полученная из формулы напряженности поля для плоскости и принципа суперпозиции полей.

В «Курс общей физики» в дополнение к традиционным разделам введен заключительный раздел «физика макромира», необходимость которого диктуется причинами мировоззренческого характера. Наряду со специальной теорией относительности и элементами общей теории относительности этот раздел включает рассмотрение космологических моделей, даёт представление о расширении Вселенной, причинах, по которым были введены понятия «тёмной материи» и «тёмной энергии».

В целом построенный таким образом курс общей физики не выходит за границы требований, установленных в официальных регламентирующих документах. По существу такой курс - необходимая, вынужденная мера, обусловленная изменением реальных условий обучения, и необходимая для того, чтобы студенты могли освоить дисциплину и получить от нее практическую пользу в своей будущей профессиональной работе.

Что касается оценки реальной эффективности пособия, то нужна статистика его практического использования.

НОВЫЕ УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ ШКОЛЬНИКОВ К ОЛИМПИАДАМ ПО ФИЗИКЕ И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ПРОФИЛЬНЫМ ВСТУПИТЕЛЬНЫМ ИСПЫТАНИЯМ В МГУ ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА

Ст. преподаватель Вишнякова Е.А. (МЛЦ МГУ), доцент Зинковский В.И. (зав. кафедрой физики МИОО), профессор Макаров В.А., доцент Семёнов М.В., профессор Черепецкая Е.Б. (МЛЦ МГУ), доцент Чесноков С.С., ст. преподаватель Якута А.А.

Действующее законодательство Российской Федерации предоставляет ряду высших учебных заведений РФ, в том числе и МГУ имени М.В.Ломоносова, право учитывать при конкурсном отборе абитуриентов, наряду с результатами единого государственного экзамена, также результаты дополнительных профильных вступительных испытаний. Кроме того, необходимость подготовки к сдаче «традиционных» вступительных экзаменов по-прежнему сохраняется для выпускников школ, находящихся за пределами Российской Федерации. В связи с этим вновь становится актуальной потребность в учебных материалах, позволяющих учащимся готовиться к вступительным испытаниям в вузы, проводимым в классической форме. При разработке таких пособий нужно также учитывать, что они должны быть пригодными и для подготовки школьников к участию в различных олимпиадах, поскольку получение школьником статуса победителя или призера олимпиады дает ему дополнительную возможность быть зачисленным в избранный вуз без сдачи вступительных испытаний, либо получить льготы при конкурсном отборе.

В течение последних трех лет авторами доклада был создан ряд учебных пособий, дающих возможность последовательной подготовки к решению задач по физике разного уровня сложности. В докладе представлены три таких пособия. Первое из них предназначено для подготовки школьников г. Москвы к сдаче единого государственного экзамена (ЕГЭ) по физике и к участию в заочных отборочных этапах физических олимпиад; второе – для подготовки абитуриентов филиала МГУ в г. Севастополе к сдаче ЕГЭ по физике и дополнительного профильного вступительного испытания по физике в МГУ; третье – для подготовки широкого круга учащихся к сдаче ЕГЭ, дополнительных вступительных испытаний в вузы и к участию в олимпиадах.

1) «Физика. Диагностические работы в формате ЕГЭ 2011». Пособие содержит 5 вариантов полноценных диагностических работ по физике (по 35 заданий в каждом), подготовленных в формате ЕГЭ. Состав заданий, их тематика и уровень трудности в целом соответствуют спецификации кон-

трольных измерительных материалов для проведения ЕГЭ по физике и кодификатору элементов содержания и требований к уровню подготовки выпускников общеобразовательных учреждений для проведения ЕГЭ по физике. Книга содержит также правила заполнения бланков ЕГЭ и сами бланки для заполнения. Все задания частей А и В вариантов снабжены ответами, а задания частей С вариантов – возможными решениями и критериями оценки выполнения. Задания рецензировались методистами кафедры физики и специалистами лаборатории аттестационных технологий МИОО. Все варианты прошли апробацию в школах г. Москвы, для чего привлекались ученики выпускного класса, планирующие сдавать ЕГЭ по физике. Апробация проводилась с использованием дистанционной системы СТАТГРАД (http://statgrad.mioo.ru).

Пособие предназначено, в первую очередь, для школьников 11-х классов, планирующих сдавать ЕГЭ по физике и готовящихся к участию в заочных отборочных этапах физических олимпиад, проходящих дистанционно в тестовом режиме. Оно также может быть полезно школьным учителям физики, готовящим своих учеников к сдаче ЕГЭ по физике и к участию в олимпиадах, школьникам 10-х классов, абитуриентам, а также специалистам, интересующимся вопросами организации контроля качества знаний по физике с использованием тестовых технологий.

2) «Учебное пособие для абитуриентов. Сборник задач для подготовки к дополнительным профильным вступительным испытаниям и олимпиадам по физике в МГУ». Пособие ориентировано на абитуриентов, планирующих попробовать свои силы на испытаниях по физике в форме ЕГЭ и в форме дополнительных профильных вступительных испытаний. Пособие содержит более 280 задач, из которых более 50 использовались в качестве тренировочных заданий ЕГЭ по физике в г. Москве. В сборник включены как классические задачи, так и задачи, являющиеся в значительной степени оригинальными. Все задачи снабжены ответами в общем и в числовом виде.

Пособие прошло рецензирование на кафедре физики МИОО и апробацию на подготовительных курсах филиала МГУ имени М.В.Ломоносова в г. Севастополе. По нему обучались абитуриенты, готовящиеся к поступлению в филиал по специальностям «Прикладная математика» и «Прикладная физика» и планирующие сдавать основное и дополнительное профильное вступительное испытание по физике, а также ЕГЭ.

3) «Отличник ЕГЭ. Физика. Решение сложных задач». Пособие рассчитано на широкий круг читателей, планирующих сдавать ЕГЭ по физике, дополнительные профильные вступительные испытания по физике, а также участвовать в физических олимпиадах различного уровня трудности. Пособие разбито на 16 разделов, соответствующих основным разделам школьного курса физики. В каждом из разделов приведены задачи с подробными решениями, а также задачи с ответами, предназначенные для самостоятельной подготовки. В конце каждого решения приведены краткие методические рекомендации, которые могут представлять собой указание на возможность применения в данном случае тех или иных физических законов или формул, пояснения по поводу использованных в решении математических приемов, описание ошибок, часто встречающихся при решении задач данного вида.

Пособие содержит более 600 задач (более 200 – с решениями и около 400 – с ответами). Большинство из вошедших в пособие задач в течение ряда лет использовались в МГУ имени М.В.Ломоносова в качестве заданий для различных олимпиад школьников по физике, а также при проведении устных и письменных вступительных испытаний на физический факультет, факультет вычислительной математики и кибернетики и факультет наук о материалах. Кроме того, в сборник вошло более 80 задач, которые использовались в качестве заданий экзаменационных работ ЕГЭ по физике прошлых лет. Большинство задач являются в значительной степени оригинальными, их решения и методические рекомендации были написаны авторами.

Пособие предназначено для школьных учителей физики, готовящих своих учеников к сдаче ЕГЭ по физике, а также учеников 10-х –11-х классов, которые желают углубить свои знания в области физики и подготовиться к сдаче ЕГЭ. Оно также может быть полезно абитуриентам, окончившим школу в прошлые годы и готовящимся сдавать или пересдавать ЕГЭ, руководителям школьных физических кружков, преподавателям заочных и вечерних физико-математических школ и подготовительных курсов. Пособие также может использоваться для подготовки к участию в различных олимпиадах школьников.

Авторы надеются, что использование описанных пособий позволит абитуриентам МГУ имени М.В.Ломоносова подготовиться к успешной сдаче ЕГЭ по физике, а также к участию в профильных вступительных испытаниях по физике и в различных физических олимпиадах.

Литература

1. Вишнякова Е.А., Зинковский В.И., Семенов М.В., Якута А.А. Физика. Диагностические работы в формате ЕГЭ 2011. – М.: МЦНМО, 2011. – 85 с. 2. Вишнякова Е.А., Макаров В.А., Семенов М.В., Черепецкая Е.Б., Чесноков С.С., Якута А.А. Физика. Учебное пособие для абитуриентов. Сборник задач для подготовки к дополнительным профильным вступительным испытаниям и олимпиадам по физике в МГУ. / Под ред. В. А. Макарова, М. В. Семенова, А. А. Якуты – Севастополь, филиал МГУ в г. Севастополе, 2011. – 68 с.

3. Вишнякова Е.А., Макаров В.А., Семенов М.В., Черепецкая Е.Б., Чесноков С.С., Якута А.А. Отличник ЕГЭ. Физика. Решение сложных задач. / Под ред. В.А. Макарова, М.В. Семёнова, А.А. Якуты; ФИПИ. – М.: Интеллект–Центр, 2010. – 368 с.

Подсекция:

НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели профессор В.И.Трухин, профессор В.Е.Куницын, профессор К.В.Показеев
СЛОВО О М.В. ЛОМОНОСОВЕ, КАК ИССЛЕДОВАТЕЛЕ «НЕДРА ЗЕМНОГО»

/К 300-летию со дня рождения/

Профессор Петрунин Г.И.

Наш великий соотечественник М.В. Ломоносов, 300-летие которого мы чествуем сегодня, по праву считается основоположником российской науки. Известное высказывание Аполлона Григорьева о другом нашем национальном гении – А.С. Пушкине, характеризующее силу проникновения его в духовность народную, - «Пушкин наше все» - можно отнести и к Михаилу Васильевичу, когда речь касается материй научных. Трудно переоценить все сделанное им в этой области, в том числе и для геофизической науки в России и, прежде всего в Московском Университете.

М.В. Ломоносов был первым русским ученым, который глубоко заинтересовался физическими процессами, происходящими в основных оболочках Земли. По этому поводу он высказал много интереснейших мыслей, догадок, создал ряд оригинальных геофизических приборов, в том числе и первый гравиметр; проводил натурные исследования, особенно в атмосфере. Он сформулировал ряд геофизических проблем касающихся погоды и климата, течений в океане, землетрясений, тектонической активности, пространственных и временных вариаций магнитного поля и поля тяготения Земли, часть из которых нашла свое разрешение только в конце XIX века.

В виду ограниченности доклада во времени, очень кратко остановимся на работах М.В. Ломоносова, касающихся «недра земного», как именовал он наиболее недоступную для прямого исследования твердую оболочку Земли. «Велико есть дело достигать во глубину земную разумом, куда рукам и оку досягнуть возбраняет натура, странствовать размышлениями в преисподней, проникать рассуждениями сквозь тесные расселины и вечною ночью помраченные вещи и деяния выводить на солнечную ясность»...- писал он в своем знаменитом трактате «О слоях земных», где изложено, в основном, большинство его соображений о сущности того самого «недра земного». Этот труд М.В. Ломоносова, как считает профессор Г.Г. Леммлейн, написавший предисловие к переизданию его отдельной книгой в 1949 году, - по законченности изложения «...является образцом ранней русской научной литературы.. С несравненным мастерством переходит он (М.В. Ломоносов) от точного и образного описания явлений к строго обоснованным и убедительным их толкованиям» [1]. В справедливости приведенной характеристики труда М.В. Ломоносова автор настоящего доклада убедился лично, когда, прочитав с большим удовольствием «Слои земные» был поражен логичностью и стройностью изложения текста, образностью языка и многообразием оригинальных мыслей М.В. Ломоносова о строении Земли, процессах, в ней происходящих и

об её возможной эволюции. Очень сожалею, что познакомился с этим трактатом слишком поздно, поскольку, несмотря на некоторые устаревшие взгляды М.В. Ломоносова, например, на происхождение тепловой энергии в недрах, которое он связывает с выгоранием серы, тщательно это обосновывая, и некоторые другие, - этот труд чрезвычайно полезен не только в фактическом, но, особенно, в методологическом отношении. Прав был академик П.Л. Капица, когда готовя доклад «О творческом непослушании», о взаимоотношении гения и общества и о роли гения в развитии науки, на примере М.В.Ломоносова, записал: «Когда говорят о Ломоносове в наши дни, то обычно говорят о его научных достижениях. Сейчас они нам не только понятны, но наука за эти 200 лет настолько ушла вперед, что кажутся самоочевидными, и, чтобы понять силу гения Ломоносова, нам надо вообразить себя на уровне культуры того времени» [2].

В науках о Земле, как раз чтение «Слоев земных» и сравнение мыслей в них высказанных с уровнем геологической и геофизической науки того времени, со взглядами на Землю других ученых современников М.В. Ломоносова, как раз открывает силу его гения в этой области.

Начав трактат с изложения известных на тот момент сведений о земной поверхности и отметив роль воды и ветра в формировании лика Земли, М.В. Ломоносов разделяет формирующие силы на внешние и внутренние и делает вывод о преобладающей роли внутренних сил в образовании гор, вулканов, тектонической активности и происхождении землетрясений, тщательно обосновывая свои выводы многочисленными примерами. Обсуждая образование гор, он пишет: «Сила, поднявшая таковую тягость, ни чему ... приписана быть не может, как господствующему жару в земной утробе». О решающей роли тепла Земли, как внутренней силы, он много рассуждал и в ранее произнесенном им «Слове о рождении металлов от трясения Земли» (6 сент.1757 г): «За истинную и общую причину земного трясения, со всеми почти нынешними и древними философами подземельный огонь признаваю» - и пытался оценить глубину расположения источников этого жара. Опираясь в рассуждениях на проявление тектонической активности, особенно в процессах землетрясения, а также на вулканическую деятельность Земли, он заключает: «...коль ужасна должна быть глубина оных потаенных пропастей и коль толсты их своды. Простираясь по мере современных трясений иногда до трех тысяч верст, держатся не везде подпорами, то есть подземными горами, но и собственною крепостию и толстотою, которую ежели только в сотую долю положить против обширности, тридцать верст найдем...». А по поводу толщины сводов, поддерживающих Тибетские горы, М.В. Ломоносов пишет: "... ежели положить только сотую часть их поперечника, то, несомненно, должны быть на 70 верст толщиною, считая большой поперечник Азии в семь тысяч верст» [1]. Приведенные цифры – это средняя толщина континентальной земной коры под платформами и горами, соответственно, подтверждены были геофизическими методами (сейсмологией, гравиметрией) лишь в XX веке. Не удивительно ли?

Что касается вулканов, которые М.В. Ломоносов связывал с образованием трещин в слоях земных от землетрясений, то они – "... есть не что иное, как трубы или отдушины, коим выходит подземного пожара излишество." Их долговременное существование Ломоносов также считал доказательством большой глубины "...где жительствует сила возвышающая и опровергающая горы", то есть "огонь подземельный". Так, оценив количество вулканического материала, выбрасываемого Этной и Везувием на протяжении веков, он заключает: "...Толь великое количество естьлибы из самых оных гор, или хотя бы из подземных мест в Неаполе и Сицилии выгорело, то бы конечно уже давно в выеденную под ними пропасть слабые своды провалились, отягощенные вагою самих эти гор..., но безмерна глубина потаенной хляби, и потому своды толщины ужасной не допускают обрушиться оным землям" [1].

Рассматривая и подробно обсуждая известные в его время «огнедышащие горы», частоту их извержений, существование жизни подо льдом в Океане и что "... сам великий Океан внутренней земной теплоты бессомнительный есть показатель ... и что дно морское без лучей солнечных от внутреннего земного огня довольно теплоты получает " - он делает вывод о повсеместном распространении глубинных источников тепла на земном шаре. Однако, по Ломоносову, они расположены неравномерно, и значительно, мощнее и обширнее в местах, где действуют вулканы и, в частности: "...Етна, Везувий, Липара и многие островы на Архипелаге, которые хотя не беспрерывном жаром, однако частым отрыганием пламени из самой глубины ясно показывают, что Тирренское и Эгейское море над подземным огнем разливаются "[1]. Действительно, во второй половине XX века экспериментально установлено, что тепловой поток под дном этих морей удивительно высокий. Открыты и другие, так называемые, "горячие точки" на поверхности Земли, которые ученые в концепции тектоники плит, связывают с восходящими из больших глубин ветвями конвективных течений в мантии.

Особенно интересным для геофизиков, изучающих строение Земли и процессы, проявляющиеся в её тектонической активности (образование гор, разломов, извержения вулканов, и др.), являются взгляды М. В. Ломоносова на "земные трясения", причину которых он видел в перераспределении глубинной теплоты земного шара. Подразделяя землетрясения на быстрые и "нечувствительные долговременные", к которым он относил медленные вековые колебания земной поверхности, проявляющиеся в рождении гор и ущелий, в наклонах земных слоев, в разрывах и сдвигах рудных жил, он выделяет 4 возможных их типа: "Страшное и насильственное оное в натуре явление показывается четырьми образы. Первое, когда дрожит земля частыми и мелкими ударами... Второе, когда, надувшись, встает кверху и обратно перпендикулярным движением опускается... Третие, поверхности земной наподобие волн колебание бывает весьма бедственно, ибо отворенные хляби на зыблющиеся здания и на бледнеющих людей зияют и часто пожирают. Наконец, четвертое, когда по горизонтальной плоскости вся трясения сила устремляется, тогда земля из-под строений якобы похищается...." [1, 3].

В приведенной цитате специалисты сейсмологи легко могут усмотреть образное описание механизмов очага землетрясения. Нужно отметить, что волнообразное движение земной поверхности при землетрясении устанавливается и описывается Ломоносовым в 1757 году, в «Слове о рождении металлов от трясения Земли», несколько ранее, чем Майчелом, которому по обыкновению приписывают это открытие (1760) и задолго до Юнга, второго претендента в западном мире на первенство открытия этого явления.

Две другие, не менее важные в геофизическом отношении работы Ломоносова, читаны им в публичном заседании Академии Наук 7 мая 1759 года - "Рассуждение о большей точности морского пути" и "Размышления о точном определении пути корабля на море" [3]. Сами названия уже говорят о практической направленности этих исследований, связанных с развитием мореплавания в России, вздыбленной преобразовательской деятельностью Петра Великого.

В этих работах путем рассуждений, основанных на наблюдениях за поведением стрелки компаса, Ломоносов вслед за У. Гильбертом (1600) приходит к выводу, что Земля - гигантский магнит "из разных великих частей разной доброты составленный или из многих магнитов разной силы в один сложенный, которые по своему положению и крепости сил действуют", - а по сему "то необходимо следует - заключает он, - что на ней, по разности мест разное магнитной стрелки склонение». Временные же вариации направления магнитного поля в данном месте он связывает с меняющимся положением других планет относительно Земли, с возмущающим действием их "магнитной материи". Для построения магнитной теории и усовершенствования на ее основе точности морского пути он призывает мореплавателей записывать наблюдения "магнитной силы во всех странах", т.е. высказывает идею необходимости геомагнитной съемки с помощью самопишущего компаса (прообраза магнитографа). Именно, в этих работах четко прослеживается принцип методологического обобщения Ломоносова, сформулированный им в первых фразах "Рассуждения" — "Из наблюдений установлять теорию, через теорию исправлять наблюдения - есть лучший всех способ к изысканию правды".

В третьей главе "Рассуждения", озаглавленной "О сочинении теории морских течении", стараясь объяснить морские движения или приливы "помешательством в тяготении", т.е. возмущениями гравитационного поля Земли, связанными с относительным движением Луны, Земли, Солнца, Ломоносов описывает способ и прибор для наблюдений за этими возмущениями. Полагая, что под влиянием перемещений морских толщ, вызванных периодическими возмущениями, будет меняться направление силы тяжести, он пытается обнаружить эту "перемену направления к центру падающих вещей" с помощью своего "великого пендула" (маятника). Здесь же описан другой замечательный прибор, предназначенный уже для измерений величины силы тяжести, являющийся, по существу, прародителем семейства первых гравиметров, основанных на статическом принципе. С помощью этого прибора, представляющего модификацию им же разработанного в 1749 г. "универсального барометра", Ломоносов, по его мнению "старался усмотреть, не воспоследуют ли в собственной тягости ртути перемены согласные с переменами вышеописанного отвеса" т.е. маятника. К сожалению, такого согласия Ломоносов не обнаружил, хотя совершенно правильно предугадал его существование. Две причины помешали ему это сделать: во-первых, недостаточная точность приборов, а во-вторых - несовершенная методика наблюдений, предполагавшая измерения только в одной точке.

Заканчивая краткий и беглый обзор взглядов М. В. Ломоносова на недра Земли и на процессы в них происходящие, отметим еще раз, что для объективной оценки значительности и важности его научных трудов в этой области, нужно помнить, что творил он во времена, когда не только геофизики, но и геологии, как науки о Земле, еще не существовало. Это был период накопления фактов, простого описания наблюдаемых на поверхности Земли явлений, методы исследования были неразвиты, аппаратурная база отсутствовала, информационный обмен между учеными был минимален. Все приходилось делать самому, опираясь на опыт и догадки предшественников, в чем он немало преуспел, в том числе и в области наук о Земле. И сегодня, в день 300-летия со дня рождения М.В. Ломоносова, здесь, в Московском Университете, справедливо носящем его имя – поклонимся ему.

Литература.

1. М. Ломоносов. О слоях земных. Госгеолиздат, М-Л, 1949, 211 с

2. Академик П.Капица. О творческом «непослушании», «Наука и жизнь», 1986, №2, с. 80

3. М.В. Ломоносов. ПСС, Из-во АН СССР, т.4, М-Л, 1955, 830 с.

МЕХАНИЗМ АКТИВНОЙ ЖИЗНИ ЗЕМЛИ И ДРУГИХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ: ПРИЛОЖЕНИЯ В НАУКАХ О ЗЕМЛЕ И СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ

Вед. науч. сотр. Баркин Ю.В (ГАИШ МГУ)

В современной науке сложилась не простая ситуация с пониманием и объяснением эндогенной активности Земли и других небесных тел. Оказывается имеющиеся представления о механизмах активности и выполненные исследования природных процессов на планетах и спутниках не способны объяснить даже малой части их активности (порядка нескольких процентов). В силу этого многие задачи геодинамики, геофизики и планетодинамики, которые исследовались в течении веков и десятилетий оказались не разрешимыми. Некоторые ученые возлагали большие надежды на механизм приливного нагревания Земли и других тел солнечной системы. Но в современных работах четко показано, что приливные эффекты характеризуются определенными хоть И астрономическими цикличностями, но обладают чрезвычайно слабой энергетикой, которой совершенно недостаточно, чтобы активизировать вулканы Земли, Ио, гейзеры Энцелада, процессы Титана, Нептуна и многих других небесных тел. Ссылки на неведомые атмосферные или океанические процессы (с непонятным происхождением) являются чисто формальными. Их предназначение – увести научную общественность в сторону от стоящих проблем и они лишь усиливают путаницу. В науках о Земле и планетах сложилась кризисная ситуация. Выполняются и публикаются в престижных журналах многочисленные работы заведомо обреченные на неуспех и отрицательный результат. В первую очередь это касается наук об океане, атмосфере и климате, где в настоящее время создана обстановка полного взаимного не понимания и недоверия к [1]. Причина кроется научным организациям и исследованиям В отстутствии приемлемого механизма эндогенной активности небесных тел.

Академик В.Е. Хаин указал на важную роль в эндогенной активности Земли запаса тепловой энергии приобретенного планетой в период ее аккреции (вследствие соударения образовавших ее планетозималей), а также вследствие дифференциации Земли на оболочки и выделения ядра, которое имело место не позднее первых ста миллионов лет существования нашей планеты. Третьим источником внутренней тепловой энергии планеты является естественная радиоактивность многих из слагающих ее элементов (уран, торий, рубидий, стронций и др.). Четвертый источник связан с гравитационным влиянием Луны и Солнца, порождающим приливы в океане и литосфере, диссипация которых также сопровождается переходом механической энергии в тепловую – так называемый механизм приливного трения [2].

Однако, следует признать раз и навсегда, что первые три из указанных механизмов выделения тепла не вправе претендовать на ведущую роль в мощной циклической эндогенной активности Земли, а также других планет и спутников в современную эпоху. Дело в том, что указанные источники тепловой энергии (кроме приливной диссипации) могут приводить лишь к монотонным изменениям активности тех или иных природных процессов и совершенно неспособны объяснить наблюдаемые циклические вариации активности природных процессов по весьма широкому спектру и в различных шкалах времени от часов до сотен миллионов лет. Кроме того, в современную эпоху все эти процессы характеризуются предельно слабой энергетикой, составляющей несколько процентов от наблюдаемой. Таким образом, первое что должна объяснять реалистичная геодинамическая модель – это высокую энергетику и циклический характер поступления эндогенной энергии, именно с теми цикличностями, амплитудами и фазами, пиками экстремальных значений и т.п., которые подтверждаются данными наблюдений.

Еще раз подчеркнем, что классический механизм приливных деформаций планет и спутников даже в слабой мере не в состоянии объяснить наблюдаемую высокую активность Земли, Марса, Венеры, Нептуна, спутников Юпитера Ио и Европа, спутников Сатурна Титан и Энцелад и многих других тел. Не смотря на многочисленные усилия и попытки довольно маститых и известных ученых – небесных механиков (Пилл, Голдрайх, Мэйер, Висдом и др.). Как показали указанные авторы механизм приливного возбуждения активности указанных небесных тел может претендовать в лучшем случае на малую часть в их энергетике в 1-3% от наблюдаемых значений [3]. По современным данным радиактивное тепло дает еще меньшие вклады в энергетику указанных небесных тел. И уж совсем плохо, что указанные тепловые источники не способны объяснить ни одну из наблюдаемых цикличностей природных процессов. Кроме этого, в последние годы все большее внимание привлекают явления повышенной активности тектонических и иных природных процессов в полярных регионах тел солнечной системы и явление их инверсии (гейзеры на южном полюсе Энцелада, полярная асимметрия атмосферных процессов на Марсе, Венере и Титане, полярная асимметрия в проявлении в прошлом вулканической активности на Меркурии, в распределении Луне, Меркурии И медленное перераспределение скарпов на В современную эпоху водных (флюидных) масс из южного полушария в северное полушарие на Земле и Марсе, на Титане и других телах солнечной системы) [4], [5].

Все указанные явления (в том числе и обнаруженные в последние несколько лет) получают эффектные объяснения на основе геодинамической модели автора – модели вынужденных относительных

колебаний, смещений и поворотов ядра и мантии Земли (планеты) под действием гравитационного притяжения окружающих небесных тел [6]. Более того, некоторые из этих явлений были предсказаны в указанной работе и уже получили проверку и подтверждения в современных космических исследованиях (в частности в космических миссиях аппаратов Кассини и Мессенджер). Вынужденные колебания ядра и мантии, их относительные смещения приводят к деформациям всех слоев свойств мантии, а В силу ИХ диссипативных к шиклическим преобразованиям упругой энергии и к циклическим вариациям запасенной тепловой энергии [6], [7]. Особо активной оболочкой (буферной зоной) этих колебаниях и термодинамических преобразованиях подошвы при мантии являются нижние слои оболочки D" между ядром и мантией, на активность которой указывали известные ученые геологи и геофизики Л.П. Зоненшайн, М.И. Кузьмин [8], А.А. Маракушев [9], А.Ф. Летников [10], Н.Л. Добрецов и А.Г. Кирдяшкин [11] и др. Нами высказано предположение, что в этом слое диаметрально-противоположно по планеты расположены зоны отношению к центру плавления И затвердевания материалов, слагающих подошву мантии, циклически меняющие свои свойства И размеры под действием натисков смещающегося ядра, принуждаемого к этому внешними небесными телами Выполненные расчеты показали, что преобразованиях [12]. В И аккумуляции флюидных масс участвуют исключительно грандиозные запасы энергии, на несколько порядков большие по сравнению с приливной диссипацией энергии. Колебания ядра и мантии проявляются в их малых относительных трансляционных смещениях (в колебаниях их центров масс), в относительных прокручиваниях и поворотах, которые сопровождаются выделением больших количеств тепловой энергии, термодинамическими и даже механическими изменениям подошвы мантии (обрушениями, разломами, смещениями и т.п.). В этом аспекте выводы, полученные в работах акад. А.А. Маракушева и акад. Ф.А. Летникова [9], [10], получают дополнительные обоснования, поскольку в нашей работе указывается источник энергии, которым служат внешние небесные тела, их вращательная и орбитальная энергия [6].

Современные данные космической геодезии свидетельствуют, что центр масс Земли совершает вековой тренд по направлению к полуострову Таймыр со скоростью 5-6 мм/год и циклические колебания с широким спектром частот и известными астрономическими периодами и амплитудами около 1-5 см [13]. Указанные колебания согласно нашей геомодели в основном обусловлены одно-направленными смещениями избыточной массы жидкого ядра Земли, составляющей около 17 масс Луны, по отношению к мантии. В силу специфики указанных смещений должна наблюдаться определенная планетарная асимметрия во всех природных процессах и изменениях физических полей и должно широко проявляться универсальное явление инверсии природных процессов по отношению к полушариям планеты, для которых, активность процесса усиливается в одном полушарии (например, северном) и ослабевает в противоположном [6]. Сказанное относится к планетам и спутникам нашей солнечной системы, других планетных систем [14], а также к Солнцу, звездам и в частности к пульсарам [15].

Важные исследования проведены в последнее время по дегазации Земли и флюидному режиму верхних оболочек Земли. Показана роль флюидов при преобразовании мантийного вещества и роль дегазации Земли во всех тектонических процессах на всех стадиях развития Земли [9]. По А.А. Маракушеву эндогенная активность Земли стимулируется потоками богатых водородом флюидов, восходящих из ее жидкого ядра в течении более чем 4.6 млрд лет: "Импульсы дегазации ядра порождали усиление спрединга океанических структур, ЧТО коррелируется геологической истории с фазами диастрофизма, создававшими орогенные складчатые пояса. В следующие за ним периоды ослабления спрединговой активности океанов происходило разрушение складчатой континентальной распространением коры, сопровождаемое широким базальтового эвгеосинклинального магматизма установлением на И режима континентальных окраинах. Эта закономерно повторяющася цикличность коры коррелируется со спецификой магматизма, земной развития метаморфизма, рудообразования и катастрофами на поверхности Земли" [9]. Флюидная адвекция, то есть подъем с больших глубин флюидов (газа и паров жидкости) или материала, насыщенного флюидами, является наиболее активным процессом. Согласно работам Ф.А. Летникова [10] этот практически ограничений, имеет подъем флюидов механизм не происходит по ослабленным зонам или путем просачивания их сквозь мантийное вещество. "А как полагает Ф.А. Летников, трение на границе внутреннего и внешнего ядра (так же, как и на границе последнего и мантии) может являться одним из источников внутреннего тепла Земли" [2]. Наша геомодель вынужденных колебаний и смещений ядра и мантии Земли фактически указывает на механический источник энергии небесномеханической природы. Она указывает на механизм который направляет смещения ядра и мантии трансляционного характера и прокручивания на границах указанных оболочек, которые приводят к выделению огромной тепловой энергии [10]. Механизм направляет и контролирует описанную флюидную деятельность Земли в ходе ее эволюции и вообще в произвольных шкалах времени. Через которую оказывается влияние на возбуждение и вариации активности природных процессов.

В работе обсуждаются основы геодинамической модели возбуждения системы оболочек Земли внешними небесными телами и ее приложения в

науках о Земле и других небесных тел. Показано, что основными факторами возбуждения системы оболочек (в первую очередь ядра и планеты) эксцентричность в положении мантии являются ядра относительно мантии и эллипсоидальная форма (несферичность) оболочек. Указанная эксцентричность в положении оболочек напрямую связана с эксцентричным положением центра масс небесного тела, которое четко наблюдается методами спутниковой геодезии у Земли (1.1), Меркурия (0.6), Венеры (1.5), Марса (3.3), Титана (0.3), Луны (1.9), Фобоса (1), Амальтеи (2) и других тел солнечной системы (в скобках указаны смещения центра масс небесного тела относительно геометрического центра его фигуры в километрах). При наличии эксцентричности оболочек планеты эффективно проявляют себя свойства неинерциальности, которые передаются через особенности движения барицентра солнечной системы по отношению к центру масс Солнца [1].

Вследствие этого все планеты и Солнце, активно участвующие в смещениях барицентра солнечной системы, дают определенные вклады в возбуждение активности всех природных процессов на планетах и Этот спутниках. определяет единство, синхронность, механизм цикличность природных процессов на всех телах солнечной системы, высокой эндогенной активности, энергетику ИХ но наведенной гравитационным притяжением внешних небесных тел (в случае Земли это в первую очередь со стороны Луны, Солнца и планет), высокую тектоническую и природную активность полярных регионов многих небесных тел и свойства инверсии этой активности. Механизм является универсальным и эффективно проявляет себя на планетах и спутниках в солнечной системе, и должен активно проявляться в других открытых сравнительно недавно, но уже многочисленных планетных системах [14]. применения разрабатываемой результате геомодели получают В объяснения корреляции в движениях барицентра Солнечной системы относительно центра масс Солнца в сейсмической и вулканической активности Земли по данным наблюдений за последние 300-400 лет [16] и в многочисленных иных геофизических, биофизических и общественных процессах на Земле [2].

Важнейшие фундаментальные проблемы в науках о Земле были решены на основе разрабатываемой геодинамической модели. В геологии и геодинамике получили динамическую интерпретацию особенности деформаций океанской и континентальной литосферы, обусловленные направлении вековым дрейфом Земли северном ядра В [17]. меридиональные северные составляющие скоростей смещения центров литосферных плит [18], сжатие северного полушария Земли и расширение ее южного полушария, соответствующие вековые укорачивания широтных кругов в северном полушарии и удлинения широтных кругов в южном полушарии [19]. Контрастный характер тектоники полушарий Земли, ее магматической деятельности, глобального сейсмического процесса, контрастный асимметричный характер тепловых потоков и потерь тепла через поверхность северного и южного полушарий и др. [2].

Широкий ряд явлений был предсказан и они уже получили и получают объяснение в данных современных наблюдений и космических миссий к другим телам Солнечной системы. Например, была предсказана высокая активность спутника Сатурна Титана, поверхность которого до 2005 г. была недоступна для оптических наблюдений из-за мощного облачного покрова, а предсказанные геологические структуры Титана: моря, реки, горы, вулканы, купольные формирования, асимметрия атмосферных и процессов, ИХ свойства получили иных природных И полное подтверждение в ходе космической миссии аппарата Кассини (2005) [1]. На Земле геомодель позволила предсказать существование векового прилива океанических вод (а также атмосферных и иных флюидных мас, из южного полушария в северное (в современную эпоху)) [20]. Это позволило полностью объяснить наблюдаемый береговыми методами (на приливных измерительных станциях) вековое возрастание среднего глобального уровня океана и его средних уровней в северном и южном полушариях Земли [21]. Впервые даны объяснения наблюдаемым неприливным вариациям силы тяжести на 8 ведущих гравиметрических станциях мира [13]. Решены проблемы о неприливном механизме ускорения осевого вращения Земли и о вековом дрейфе полюса оси вращения планеты [22]. Получает объяснение большая активность процессов потепления в современную эпоху в северном полушарии, по сравнению с южным полушарием, явление "климатических качелей" между северным и южным полушариями, открытое несколько лет назад [23], [24], но предсказанное автором в 2004 г. [25]. Выявлена природа и дается объяснение циклическим оледенениям и потеплениям на основе механизма раскачки ядра и мантии с циклами Миланковича [25]. В работе приводится обзор и анализ указанных проблем, а также новых явлений и динамическая позиций интерпретация c дается ИХ развиваемой геодинамической модели и указываются перспективные направления будущих исследований в науках о Земле.

Литература

[1] Barkin Yu.V. (2009) Crisis in geosciences in epoch of altimetry measurments and ways of its overcoming // «Геология морей и океанов: Материалы XVII Международной научной конференции (школы) по морской геологии». Т.V. - М.: ГЕОС. 2009. С. 188-192. http://window.edu.ru/window_catalog/pdf2txt?p_id=45874&p_page=19. [2] Хаин В.Е. (2010) Об основных принципах построения подлинно глобальной модели динамики Земли. Геология и геофизика, 2010, т. 51, № 6, с. 753-760.

[3] Баркин Ю.В. Энергетика планетарных процессов Земли, других планет и спутников // Современное состояние наук о Земле. (Материалы международной конференции, посвященной памяти Виктора Ефимовича Хаина, г.Москва, 1-4 февраля 2011 г.) М.: Изд-во Геологический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова. (CD-ROM). 2011. С. 177-182. http://khain2011.web.ru/khain-2011-theses.pdf.

[4] Barkin Yu.V. Secular redistributions of fluids on the Earth, Mars, Titan and others planets and satellites between opposite hemispheres in present epoch and their uniform mechanism // EPSC Abstracts. 2010.Vol. 5, EPSC2010-421.3 p. http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2010/EPSC2010-421.pdf.

[5] Barkin Yu.V. Forced relative displacements of the core and mantle as the basic mechanism of secular changes of the Earth shape and lithosphere plates tectonics // EGU General Assembly (Vienna, Austria, 2 - 7 May 2010). Geophysical Research Abstracts. 2010. Vol. 12, abstract # EGU2010-13792. 3p. http://www.lpi.usra.edu/meetings/lpsc2006/pdf/ 1669.pdf.

[6] Баркин Ю.В. (2002) Объяснение эндогенной активности планет и спутников и ее цикличности. Известия секции наук о Земле Российской академии естественных наук. М., ВИНИТИ. 2002. Вып. 9. С. 45-97.

[7] Баркин Ю.В. (2011) Энергетика планетарных процессов Земли, других планет и спутников // Современное состояние наук о Земле. (Материалы международной конференции, посвященной памяти Виктора Ефимовича Хаина, г.Москва, 1-4 февраля 2011 г.) М.: Изд-во Геологический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова. (CD-ROM). 2011. С. 177-182. <u>http://khain2011.web.ru/khain-2011-theses.pdf</u>.

[8] Зоненшайн Л.П., Кузьмин М.И. Палеогеодинамика. М., Наука, 1993, 192 с.

[9] Маракушев А.А. (1999) Происхождение Земли и природа ее эндогенной активности. –М.: Наука, 1999, 255 с.

[10] Летников Ф.А. Сверхглубинные флюидные системы Земли. Науки о Земле. РФФИ.

http://csr.spbu.ru/pub/RFBR_publications/articles/geosciences/2006/sverhgl ubinnie_flyuidnie_sistemi_Zemli_06_geo.pdf.

[11] Добрецов Н.Л, Кирдяшкин А.Г. (1994) Глубинная геодинамика. 1-е изд. Новосибирск, Изд-во СО РАН. 299 с.

[12] Barkin Yu.V. (2009) The mechanism of translational displacements of the core of the Earth at inversion molten and solidification of substance at coremantle-boundary in opposite hemispheres // EGU General Assembly (Vienna, Austria, 19-24 April 2009). Geophysical Research Abstracts. 2009. Vol. 11, abstract # EGU2009-6241. http://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2009/EGU2009-6241-1.pdf.

[13] Баркин Ю.В. (2010) Дрейф центра масс Земли и вековые вариации силы тяжести // Геофизические исследования. Том. 11. Спецвыпуск. Р. 18-31.

[14] Barkin Yu.V. Some expected natural phenomena on the planets and satellites in exo-planetary systems // Abstract Book (CD) of European Planetary Science Congress (Potsdam, Germany, 13 – 18 September 2009). 2009. Vol.4, EPSC 2009-217. 3 p.

http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2009/EPSC2009-217.pdf.

[15] Barkin Yu.V. About possible mechanism of inversion cyclic activity and glitches of pulsars // Abstract Book (CD) of European Planetary Science Congress (Potsdam, Germany, 13 – 18 September 2009). 2009. Vol.4, EPSC 2009-220.

3 p. http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2009/EPSC2009-220.pdf.

[16] Белов С.В., Шестопалов И.П., Харин Е.П., Соловьев А.А., Баркин Ю.В. (2010) Вулканическая и сейсмическая активность Земли: пространственно-временные закономерности и связь с солнечной и геомагнитной активностью // Новые технологии. Физика. 2010. Т2. N2, С. 3-12.

[17] Гончаров М.А., Разницин Ю.Н., Баркин Ю.В. Особенности деформации океанской и континентальной литосферы как свидетельство северного дрейфа ядра Земли // Научная конференция "Ломоносовские чтения-2010". Секция "Геология": Тезисы. М., 2010.

http://geo.web.ru/db/msg.html?mid=1183766&uri=44.html.

http://oko-planet.su/spravka/spravkascience/49247-osobennosti-deformacii-okeanskoj-i-kontinentalnoj.html.

[18] Barkin Yu.V. (2000) Kinematical regularities in plate motion // Astronomical and Astrophysical Transactions. 2000. Vol. 18. Issue 6, P. 763-778. <u>http://images.astronet.ru/pubd/2008/09/28/0001230496/763-778.pdf</u>.

[19] Баркин Ю.В. Вековые вариации фигуры земли в современную эпоху // Современное состояние наук о Земле. (Материалы международной конференции, посвященной памяти Виктора Ефимовича Хаина, г. Москва, 1-4 февраля 2011 г.) М.: Изд-во Геологический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова. (CD-ROM). 2011. С. 183-188. http://khain2011.web.ru/khain-2011-theses.pdf.

[20] Barkin Yu.V. S-N secular ocean tide: explanation of observably coastal velocities of increase of a global mean sea level and mean sea levels in northern and southern hemispheres and prediction of erroneous altimetry velocities // EGU General Assembly (Vienna, Austria, 2 - 7 May 2010). Geophysical Research Abstracts. 2010. Vol.12, abstract # EGU2010-9284. 3p. http://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2010/EGU2010-9284.pdf.

[21] Баркин Ю.В. (2011) Объяснение вековых изменений среднего глобального уровня океана и средних уровней океана в северном и южном полушариях Земли // Вестник МГУ. Физ., астрон., N 4, P. 75-83.

[22] Barkin Yu.V., Ferrandiz J.M. Unity of rhythms of Earth rotation, gravity and geodesy variations and their nature. Proceedings of Symposium of IAG Subcommission for Europe "European Reference Frame - EUREF 2003" (4-7 June 2003, Toledo, Spain). 2003. <u>http://www.euref-iag.net/symposia/book2003/7-03-Barkin.pdf</u>.

[23] Barkin Yu.V. "Climatic swing" in N/S hemispheres of the Earth, Mars, Titan and another Solar system bodies // EPSC Abstracts. 2010. Vol. 5, EPSC2010-370. 3 p.

http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2010/EPSC2010-370.pdf.

[24] Barkin Yu.V. Warming: mechanism and latitude dependence // EGU General Assembly (Vienna, Austria, 2 - 7 May 2010). Geophysical Research Abstracts. 2010. Vol. 12, abstract # EGU2010-6014. 3p. <u>http://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2010/EGU2010-6014.pdf</u>.

[25] Barkin Yu.V. (2004) Dynamics of the Earth shells and variations of paleoclimate // Proceedings of Milutin Milankovitch Anniversary Symposium "Paleoclimate and the Earth climate system" (Belgrade, Serbia, 30 August – 2 September, 2004). Belgrade, Serbian Academy of Sciences and Art. 2004. P. 161-164.

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В ОКЕАНЕ

Профессор Доценко С. Ф. (Морской гидрофиз. инст. НАН Украины), профессор Шелковников Н. К.

1. Экстремальные поверхностные гравитационные волны в Мировом океане или волны-убийцы – это одиночные волны или группы волн, которые заметно выделяются по высоте на фоне окружающего их волнения. Поверхностная гравитационная волна классифицируется как волна-убийца, если выполняется условие [1, 2]

$$h_{\max}/h_{1/3} \ge 2,2,$$
 (1)

где h_{max} – высота экстремальной волны (размах колебания), то есть возвышение гребня над подошвой, $h_{1/3}$ – значительная высота волн (средняя высота 1/3 наиболее высоких волн в реализации). Существуют и другие критерии выделения экстремальных волн. Ниже для выделения волн-убийц использован критерий (1).

О волнах-убийцах известно давно. Их прямые измерения до недавнего времени отсутствовали, а вся информация носила в основном описательный характер. Считалось, что волны в океане высотой 28 – 30 м – крайне

редкое событие в жизни волнения, которое наблюдается один раз в десятки лет.

Интерес к проблеме значительно возрос в последнее десятилетие. Одна из причин – большое число аварий крупнотоннажных судов в различных районах Мирового океана, вызванных не только неблагоприятными погодными условиями, но и ударами быстро возникающих и исчезающих морских волн аномальной высоты, крутизны или глубины ложбины (дыры в океане). По оценкам силовые воздействия волн-убийц на корабли могут существенно превосходить нормативные значения, принятые в судостроении.

В последние годы волны-убийцы инструментально зарегистрированы с платформ, специализированными буями и космических носителей во многих районах Мирового океана. Оказалось, что волны-убийцы не столь редкое природное явление, как считалось ранее. Спутниковые наблюдения обнаружили, что волны-убийцы в различных районах Мирового океана образуются чуть ли не раз в два дня [2]. Подробное обсуждение современного состояния исследований волн-убийц дано в работах [1 – 4].

Волны-убийцы могут существовать и в таких относительно небольших морских бассейнах как Черное море. Здесь они были зарегистрированы: в районе Геленджика [1, 5]; с океанографической платформы в пос. Кацивели [6]; с нефтяной платформы «Голицино-4» в Каркинитском заливе [7].

Выполнение критерия (1) не означает, что волна-убийца имеет большую высоту. Высота одиночной волны-убийцы, зарегистрированной 22.11.2001 г. в районе Геленджика, составила 10,32 м, отношение $h_{\text{max}}/h_{1/3}$ = 3,9, продолжительность «жизни» равнялась 4,3 с.

Фрагмент записи смещений свободной поверхности моря с дискретностью 0,25 с, включающий одну из волн-убийц в северо-западной части Черного моря, приведен на рисунке.. Для измерений в декабре 2000 г. максимальное значение $h_{\rm max}/h_{1/3} = 2,64$. В этот период здесь зарегистрировано более трех десятков волн-убийц различной высоты.

В силу недостаточного объема натурных данных, невозможности предсказания времени и места формирования, наконец, благодаря короткой «жизни» экстремальных волн, в настоящее время нет полной ясности относительно основных механизмов образования волн-убийц и физических закономерностей их эволюции в океанах и морях. Все существующие объяснения этого природного явления опираются в наибольшей степени на математическое моделирование и лабораторные эксперименты. Большинство исследователей склоняются к мнению, что в качестве основных физических механизмов формирования волн-убийц могут быть рассмотрены [1 – 4]: а) пространственно-временная фокусировка поверхностных гравитационных волн; б) дисперсионное сжатие волновых пакетов; в) трансформация и усиление поверхностных гравитационных волн в горизонтальнонеоднородных течениях в океане; г) нелинейное взаимодействие и модуляционная неустойчивость поверхностных гравитационных волн.

2. В целях дальнейшего изучения физических механизмов формирования волн-убийц проведены лабораторные эксперименты [8]. Показано, что в результате нелинейного взаимодействия ветровых волн, со временем происходило увеличение их длины, периода и высоты до тех пор, пока непрерывный волновой процесс, не переходил (почти скачком) в дискретный. Как следствие, вместо большого количества ветровых волн на поверхности жидкости возникало всего несколько уединенных волн, в которых сосредоточена энергия ранее существовавших ветровых волн. На этой стадии, в результате нелинейного взаимодействия между уединенными волнами происходило уменьшение их числа, увеличение длины и высоты. Со временем оставался только один ветровой солитон, характерная длина и скорость, распространения которого существенно превышали аналогичные параметры не только гравитационных волн, но и уединенных волн на предыдущем этапе. Этот солитон сохранялся до тех пор, пока не изменялись скорость ветра и глубина жидкости. При увеличении скорости ветра и уменьшении глубины жидкости солитон укручивался и трансформировался в бор. Показано, что при лобовом столкновении нескольких цугов уединенных волн, в прямолинейном канале, последовательно возникали одна, две и три укрученных волны, известные как три сестры. Сопоставляя данные о волнах убийцах в океане с процессом развития ветровых солитонов и уединенных волн, возникающих при лобовом столкновении, делается вывод о возможности солитонного механизма формирования волн-убийц.



Волна-убийца (помечена стрелкой), зарегистрированная в северо-западной части Черного моря 29 декабря 2000 г.

Литература

1. *Куркин А.А., Пелиновский Е.Н.* Волны–убийцы: факты, теория и моделирование. Н. Новгород: Нижегородский гос. техн. ун–т, 2004. 158 с.

2. *Kharif C., Pelinovsky E., Slunyaev A.* Rogue in the ocean. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. 216 p.

3. Бадулин С.И., Иванов А.Ю., Островский А.Г. Волны–убийцы и их дистанционное зондирование // Исследование Земли из космоса. 2006. № 1. С. 77–92.

4. Доценко С.Ф., Иванов В.А. Волны-убийцы. Севастополь: Морской гидрофизический институт НАН Украины, 2006. 44 с.

5. Дивинский Б.В., Левин Б.В., Лопатухин Л.И. и др. Аномально высокая волна в Черном море: наблюдения и моделирование // Доклады РАН. 2004. Т. 395, № 5. С. 948–950.

6. Кузнецов С.Ю., Дулов В.А., Сапрыкина Я.В., Доценко С.Ф., Малиновский В.В., Полников В.Г., Шокуров М.В. Экстремально опасные штормовые условия в Черном море. Севастополь: Морской гидрофизический институт НАН Украины, 2011. 65 с.

7. Доценко С.Ф., Иванов В.А., Побережный Ю.А. Волны-убийцы в северо-западной части Черного моря // Доповіді НАН України. 2009. № 9. С. 113–117.

8. Шелковников Н.К. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т.82, вып. 10. С. 720–723.

ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЙ В ПРЕСНЫХ ВОДОЕМАХ ВЕСНОЙ В ПЕРИОД ОСВОБОЖДЕНИЯ ИХ ОТО ЛЬДА

Ст. науч. сотр. Блохина Н.С., доцент Орданович А.Е.

Изучение механизмов, влияющих на формирование течений и процессов перемешивания в водоемах в различные периоды года, является одним из важнейших направлением гидрофизических исследований. К числу явлений, знание закономерностей которых необходимо для прогноза термического и динамического режима озер и водохранилищ, относится плотностное перемешивание, связанное с переходом воды через температуру максимальной плотности и образованием, связи с этим, фронтального раздела - термического бара (ТБ) [1,2].

Настоящая работа посвящена построению математической модели, позволяющей изучать термогидродинамические процессы в пресных водоемах, частично покрытых льдом в период развития весеннего термобара.

На основе развитой ранее нелинейной системы уравнений термогидродинамики, описывающей процессы, происходящие в турбулентной среде, построена математическая модель [3,4]. Система уравнений термогидродинами и уравнение замыкания в безразмерной форме в переменных ψ , φ и *T* приобретают вид:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_3}\frac{\partial \phi}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi}{\partial x_2}\frac{\partial \phi}{\partial x_3}\right) + = \mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_3^2}\right) - 2\left(T - T4\right)\frac{\partial T}{\partial x_2}$$
(2)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_3}\frac{\partial T}{\partial x_2} - \frac{\partial \Psi}{\partial x_2}\frac{\partial T}{\partial x_3}\right) = \mu \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x_3^2}\right)$$
(3)

$$\Delta \psi = \phi \tag{4}$$

$$\mu^{2} = \left(\frac{v_{T}}{H\sqrt{gH}}\right)^{2} = \frac{c^{3}}{s} \int_{S} \left[4\left(\frac{\partial^{2}\psi}{\partial x_{2}\partial x_{3}}\right)^{2} + \left(\frac{\partial^{2}\psi}{\partial x_{3}^{2}} - \frac{\partial^{2}\psi}{\partial x_{2}^{2}}\right)^{2} ds - (T - T4)\frac{\partial T}{\partial x_{3}} \right] ds, (5)$$

Уравнение состояния для пресной воды в районе температуры аномальной плотности записывалось в виде: $\rho(T) = \rho_0 (1 - \gamma (T - 4^\circ C)^2)$.

В уравнениях μ - безразмерный коэффициент турбулентной вязкости, *T4* – безразмерное значение температуры максимальной плотности, $\gamma=0.000085$ град⁻², ρ_o -плотность воды при 4°C.

Граничные условия для системы уравнений задаются следующие. На дне водоема и правой наклонной боковой границе - условия прилипания и непроницаемости для скорости и отсутствия потока тепла. На левой границе области - условие симметрии для всех переменных. На верхней границе для части водоема свободного ото льда задается условие свободной границы для скорости и поток тепла на водную поверхность, а подо льдом – условия прилипания и непроницаемости для скорости и нулевое значение температуры.

Толщина ледяного покрова *H_i* определяется из уравнения

$$\frac{\partial H_i}{\partial t} = \frac{(Q_{WB} + Q_{WL} + Q_1)}{L_i r_i} ,$$

Здесь L_i и r_i удельная теплота плавления и плотность льда. Q_{WB} и Q_{WL} потоки тепла, поступающие к нижней границе и кромке льда соответственно. $Q_I = Q_R + Q_i$ – суммарный поток тепла, состоящий из потока радиации от Солнца Q_R и Q_i – потока длинноволнового излучения с поверхности льда. По мере прогрева водоема толщина льда уменьшается, лед таит, и ледовая кромка перемещается к центру водоема.

Проводятся сравнения результатов расчетов в одни и те же моменты времени для случаев, когда в начальный момент времени водоем полностью свободен ото льда и частично покрыт им. Рассматривается случай при следующих параметрах: температуре атмосферы $T_a=8^{\circ}$ С, относительной влажности воздуха f=60%, балле облачности n=0. Поток солнечной радиации $Q_R=450$ вт/м². Лед имел в начальный момент времени толщину h=1 см и длину $L_3=50$ м (6 точек по оси абсцисс *Puc. 2*). Отметим, что на всех рисунках - температура воды T обозначена в °С, а по оси абсцисс и ординат отложены номера узлов расчетной сетки по горизонтали и вертикали соответственно.



Рис. 1. Поля распределения температуры (Т) и функции тока (ψ) для случая водоемов свободного ото льда (а) и частично покрытого льдом (b) в различные моменты времени t после начала их прогрева



Рис.2. Поля распределения температуры (Т) и функции тока (ψ) для водоема частично покрытого льдом в начальной фазе развития термобара

Анализ расчетов показал, что наблюдается существенные различия в формировании течений и перемещении ТБ для случаев водоема свободно-

го (а) и частично покрытого льдом (b) (*Puc.1*). В первом случае термобар постепенно перемещается от берега к центру водоема. Во втором случае наблюдается 3 фазы развития течений. Первая фаза связана с началом развития ТБ. В это время у кромки льда формируется столб холодной воды с большим горизонтальным градиентом температуры и глубинный вихрь (ГВ) (*Puc. 2*, t=0.51). Этот вихрь увеличивается в размере до момента времени полного таяния льда

Рис. 2 (t=0.81). Вторая фаза связана с перемещением ТБ до глубинного вихря *Рис.1* (t=17-34). До момента достижения ТБ глубинного вихря скорость его перемещения в случаях (а) и (b) одинакова. Третья фаза, достаточно долгая, связана с прогревом воды в глубинной зоне и вытеснением ГВ прибрежной циркуляцией (t >34). В этот период времени скорость перемещения ТБ значительно уменьшается. Показано, что время жизни термобара весной в водоеме, частично покрытом льдом, и свободном ото льда может отличаться в несколько раз в зависимости от толщины и длины ледяного покрова.

Работа выполнена при финансировании РФФИ (гранты №11 -05-01146-а).

Список литературы

1. Тихомиров А.И., О термическом баре в Якимварском заливе Ладожского озера, Изв. Всесоюзного географического общества, 1959, т.91, №5, с. 424-438.

2. Тихомиров А.И., Термика крупных озер. Л.: Наука, 1982. 232 с.

3. Ковалев В.А., Орданович А.Е. Физико-математическая модель турбулентного горизонтального стратифицированного потока с учетом когерентных структур. //Препринт Московский Университет, 1981.

4. Блохина Н.С., Овчинникова А.В., Орданович А.Е. Математическое моделирование весеннего термобара в неглубоком водоеме, Вест. Мос. Унта Серия 3, Физика. Астрономия, 2002, № 2, с.60-66.

СРАВИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ АЭС И УГОЛЬНЫХ ТЭС

Глав.специалист Старкова М.В. (РосРАО), вед. науч.сотр. Гордиенко В.А., нач. инф.-анал. центра Брыкин С.Н. (РосРАО), нач. лаборатории Кузин Р.Е. (ВНИИХТ), нач. отдела Серебряков И.С. (РосРАО)

Радиационный фактор является барьером в общественном сознании для атомной энергетики при выборе вида энергоисточника, поскольку сформировалось неадекватное восприятие техногенных рисков различной природы. Негативное общественное восприятие этой отрасли во многом укрепилось в связи с ситуацией в Японии после землетрясения и цунами 11 марта 2011 г. Однако при нормальной эксплуатации влияние АЭС на радиоактивное загрязнение окружающей среды является весьма малым по сравнению с естественной радиоактивностью атмосферы и не наносит заметного ущерба прилегающим территориям и наземным экосистемам, т.к. используемые на АЭС технические меры позволяют обеспечить весьма высокие коэффициенты удержания радионуклидов в реакторе.

По нашим данным [1] и обобщенным результатам анализа многочисленных публикаций на эту тему, годовая доза дополнительного облучения для живущих вблизи АЭС почти в 20 раз меньше среднего естественного фона на поверхности Земли (1 м³в/год). Риск от проживания вблизи АЭС оценивается в $7 \cdot 10^{-7}$. Детальное знакомство с проблемой свидетельствует, что атомная энергетика в современном мире дает всего лишь не более 0,1% от всей дозы облучения людей на Земле [2].

Таблица 1. Выбросы ИРГ и остальных радионуклидов на 1 ГВт.ч (эл.)
АЭС за 2010 г.	

Тип реак тора	ВВЭР				РБМК					
АЭС	Балаковская	Калинин- ская	Нововоро- нежская	Кольская	Ростовская	Среднее	Курская	Ленинград- ская	Смоленская	Среднее
ИРГ	0	8,9·10 ¹¹	$3,6\cdot 10^{12}$	0	$1,5.10^{12}$	1,5·10 ¹²	1,8.1013	$8,3.10^{12}$	$2,7 \cdot 10^{12}$	9,7·10 ¹²
Oc-										
таль	$2.7.10^{5}$	$7.6.10^{7}$	$5.4.10^{7}$	$1.6.10^{6}$	$1.8.10^{5}$	$2.6.10^{7}$	$1.2.10^{8}$	$1 1.10^7$	4 9.10 ⁷	6.10 ⁷
ные	2,710	7,010	5,410	1,010	1,010	2,0.10	1,210	1,110	ч, <i>У</i> °10	0.10
PH										

Выбросы АЭС на 99,9% состоят из инертных радиоактивных газов (ИРГ). Большинство радионуклидов газоаэрозольных выбросов, включая ИРГ, имеют довольно небольшой период полураспада и без ущерба для окружающей среды распадаются, не успевая поступить в атмосферу. Тем не менее, для обеспечения безопасности по отношению к этим радионуклидам на АЭС, как правило, предусмотрена специальная система задержки газообразных выбросов в атмосферу. На ряде российских АЭС созданы защитные барьеры, позволяющие практически полностью исключить попадание в атмосферу ИРГ (см. табл.1). В целом за последние два десятилетия наблюдается существенное снижение выбросов в атмосферу.

На порядок больше дают вклад в радиоактивное облучение выбросы ТЭС и ТЭЦ, работающие на органическом топливе – угле, сланце, нефти, которые, наряду с другими энергетическими предприятиями, работающими на этом же топливе, являются самым мощным источником поступления радионуклидов (PH), и в частности радона, в атмосферу. Так, по данным [3] выбросы газообразных ²²⁰Rn и ²²²Rn, не улавливаемых действующими системами очистки ТЭС, составляют около 6·10¹⁰ Бк/ГВт (эл) год.

Согласно проведенной оценке, количество извлекаемых при добыче угля ЕРН в Российской Федерации превышает количество извлекаемых ЕРН при эксплуатации урановых месторождений, а с выбросами и сбросами угольных ТЭС в окружающую среду только в России ежегодно попадает почти 3 тысячи тонн урана, что близко к нынешнему уровню добычи урана на основном урановом руднике РФ – Краснокаменском ГМК.

Химический загрязнитель	Концентрация выбросов, отн.ед.				
Sai pasimi chi	ТЭС	АЭС			
SO ₂	1,18.10-3	1,68.10-7			
Твердые частицы	3,33.10-4	2,08.10-8			
NO _x	1,28.10-4	1,92.10-8			
CO ₂	1,09.10-5	1,82.10-8			

Таблица 2. Сравнительная таблица химических выбросов ТЭС и АЭС на 1 ГВт.ч выработанной энергии.

В угле всегда содержатся природные радиоактивные вещества уранового и ториевого рядов – 232 Th, два долгоживущих изотопа 238 U, 235 U, продукты их распада – 234 U, 226 Ra, 222 Rn, 219 Rn, 220 Rn, 210 Pb, 210 Po, 216 Po, и долгоживущий радиоизотоп калия – 40 K. Во время сжигания угля бо́льшая часть урана, тория и продуктов их распада выделяются из исходной матрицы угля и распределяются между газовой и твердой фракциями. Практически 100% присутствующего радона переходит в газовую фазу и выходит с дымовыми газами [4]. Кроме того, опасными компонентами дымовых газов ТЭС являются твердые частицы, диоксид серы, окислы азота и углекислый газ. В дымовых газах содержатся ароматические углеводороды канцерогенного воздействия, пары соляной и плавиковой кислот, токсичные металлы. Только за счет сжигания угля, в окружающую среду поступает ртути в 8700, мышьяка в 12, кадмия в 40, бериллия и циркония в 10, олова и ванадия в 4 раза больше, чем участвует в естественном биогеохимическом круговороте.

Кроме дымовых газов, к основным источникам поступления радионуклидов в окружающую среду при сжигании угля на электростанции относят вынос частиц угля с открытых площадок углехранилищ (углеунос) и золоотвал. Удельная эффективность золы-уноса повышается с увеличением ее дисперсности. При этом высокодисперсная зола практически не улавливается оборудованием по очистке газов ТЭС [5]. Дополнительными источниками радиоактивного загрязнения окружающей среды становятся продукты сгорания угля в виде золы и шлаков, образующие значительное количество отходов, которые, как правило, не утилизируются.

Несмотря на то, что дымовые газы ТЭС очищаются в золоуловителях с коэффициентом полезного действия 94-99 % и выбрасываются в атмосферу через дымовую трубу высотой 200 *м* и более [5], удельная активность выбросов ТЭС в 5-10 раз выше, чем для АЭС. К этому следует добавить и проблему количества необходимого топлива. Так для ТЭС на угле мощностью 2 ГВт требуется 6 млн. *m* угля (примерно 150 000 вагонов в год), потребление кислорода составляет около $10^{10} \ m^3$ /год, за год накапливается около 1,4 млн. *m* твердых отходов. Для АЭС требуется топлива примерно 2 вагона в год, кислород не потребляется, отработанное ядерное топливо (ОЯТ) составляет 40-50 *m* в год.

Показа-	Радионуклиды							
тель	²²⁶ Ra	²²⁸ Ra	²¹⁰ Pb	²¹⁰ Po	²³² Th	⁴⁰ K		
Годовой выброс, 10 ¹⁰ Бк	1,96	1,11	8,14	7,40	1,96	19,6		

Таблица 3. Средние выбросы основных радионуклидов в расчете на 1 ГВт-ч в районе расположения номинальной ТЭС.

В отличие от электростанций, работающих на угле, организация эксплуатации ядерного топлива на АЭС обеспечивает в настоящее время достаточно высокий уровень безопасности, начиная с отправки ядерного топлива и заканчивая хранением. Сжигание ядерного топлива происходит без участия окислителей, поэтому не вызывает нарушений биогеохимических циклов кислорода, углекислого газа, серы и азота.

В районах расположения АЭС ведется постоянный контроль радиационного воздействия на население и окружающую среду. На всех АЭС функционируют автоматизированные системы контроля радиационной обстановки.

Безусловно, для более точного анализа необходимо сравнение полных циклов атомной и тепловой энергетики от добычи топлива до вывода объектов из эксплуатации и захоронения отходов: комплексной оценки рисков,

полной стоимости жизненного цикла и т.д. Рассмотрение этих вопросов представляется важным направлением дальнейших исследований.

Литература

1. Годовой отчет за 2010 год ОАО «Концерн Росэнергоатом». http://www.rosenergoatom.ru.

2. *И.И.Крышев, Е.П. Рязанцев.* Экологическая безопасность ядерноэнергетического комплекса России. М.: ИздАТ, 2010, 496 с.

3. Акимов А.М., Ковалев Н.И. Характер радиоактивности и дозы от выбросов ТЭС, работающих на органическом топливе// Збірник наукових праць СНУЯЕтаП ЕКОЛОГІЧНА БЕЗПЕКА. 2009. С.70-74.

4. Radioactive Elements in Coal and Fly Ash. United States Geological Survey. http://pubs.usgs.gov/ fs/1997/ fs163-97/ FS-163-97.html

5. *Мауричева Т.С.* Количественная оценка поступления радионуклидов в окружающую среду при работе угольных ТЭЦ (на примере ТЭЦ-1 г. Северодвинска). Автореф. дис. канд. геол.-мин. наук. – М., 2007.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ РОЕВОЙ АКТИВНОСТИ

Мл.науч.сотр. Потанина М., доцент Смирнов В., профессор Пономарев А. (ИФЗ РАН), рофессор Бернар П. (IPGP, Франция)

Лабораторное и численное моделирование дает возможность прояснить как особенности развития сейсмической роевой активности и природу ее возникновения, так и характер физических механизмов, которые управляют динамикой сейсмичности.

В качестве натурных роев исследовались рои, произошедшие в Коринфском заливе в 2001 г и 2003-2004 гг., по данным каталога CRL [2]. Выявлены характерные особенности развития роевой активности [3,4,5]. На стадии активизации происходит уменьшение наклона графика повторяемости (b-value) и увеличение фрактальной размерности множества гипоцентров (d3). На стадии релаксации изменения параметров сейсмического режима противоположное – наклон графика повторяемости увеличивается, фрактальная размерность уменьшается (рис. 1).

Лабораторное моделирование заключалось в проведении эксперимента в 2010 году в ИФЗ РАН по одноосномому нагружению образца из бетона, при квази-всестороннем сжатии, с внесением жидкости в малый резервуар на поверхности образца. Внесение воды возбуждает акустическую активность, сходную с сейсмическими роями, что подтверждает гипотезу флюидного возбуждения невулканических роев (рис. 2).



Рис. 1 Вариации статистических параметров 2-х натурных роев в Коринфе: 2001 г. и 2003-2004 гг.

Вариации параметров сейсмического режима оказываются сходными как при инициации роев ступенчатой механической нагрузкой, так и при инициации уменьшением прочности среды [5]. Это указывает на то, что развитие роевой активности определяется внутренними процессами разрушения (лавинообразного возбуждения и релаксации), а различные внешние воздействия лишь инициируют начало разрушения [1]. Математическое моделирование динамики метастабильного "резервуара" разрушения подтверждает действенность этого вывода.

Полученные результаты открывают перспективу рассмотрения различных режимов сейсмичности как реализации в различных условиях одних и тех же физических процессов формирования и развития разрушения, что, в свою очередь, ставит вопрос об отыскании факторов и параметров, ответственных за реализацию в каждом конкретном случае соответствующего режима (в частности, возникновения роев или очагов сильных землетрясений).



Рис. 2 Вариации статистических параметров роев, полученных при лабораторном моделировании

Литература

1. 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.

2. 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

3. Потанина М., Смирнов В., Бернар П. Исследования роевой активности в Коринфском рифте в 2000-2005 гг. // VIII Международная школасеминар "Физические основы прогнозирования разрушения горных пород", Санкт-Петербург, 24-29 мая 2010 г. Тезисы докладов. С. 68.

4. M. Potanina, V. Smirnov, P. Bernard Dynamics of seismic swarms in Corinth rift in 2000-2005 years // European Seismological Comission, General Assembly, Sept. 6-10, Montpellier, France. Abstracts. P. 255.

5. Смирнов В., Потанина М., Бернар П. Развитие роевой активности в Коринфском рифте в 2000-2005 гг. // Физика Земли. 2011 № 7. С. 54-66.

ВЫДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ ПОВЫШЕННОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ КИТАЯ

Доцент Воронина Е.В.

Китай являет одним из самых сейсмически активных регионов мира. Землетрясения с магнитудой более 7,5 происходят здесь в среднем раз в 6,5 лет, а очень сильные землетрясения, с магнитудой более 8,0 –раз в 28 лет. По наблюдениям, по крайней мере, за последние 200 лет, активность региона увеличивается.

Постановка задачи.

Оценка сейсмического режима региона заключается, прежде всего, в исследовании закона повторяемости землетрясений Гуттенберга-Рихтера:

 $\lg N = a + bM ,$

где : N - число землетрясений, M - магнитуда, a -уровень активности региона, b - угол наклона графика повторяемости. Наиболее важным является параметр b, который при среднем значении близок к 1, возрастает с уменьшением неоднородности и плотности горных пород и определяет напряженное состояние среды региона. Малым значениям b - value соответствуют большие напряжения в исследуемой области. Параметр a не зависит от тектоники региона.

В работе ставилась задача: получить значения величин *a* и *b* для различных сейсмически активных областей Китая, сравнить их между собой и сделать выводы о наиболее опасных районах территории. Далее необходимо было проанализировать параметры деформирования региона и оценить пространственную интенсивность деформационных процессов по анализу поля магнитуд, значениям скорости сейсмотектонической деформации и разности модулей главных напряжений в очагах предшествующих землетрясений.

Считая, что сейсмотектоническая деформация полностью определяется подвижкой в очаговых зонах землетрясений и является малой, определим среднюю скорость сейсмотектонического деформирования выбранного объема среды как:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2\mu VT} \sum_{i=1}^{N} M_{ij}^{\ k}$$

Где: $\dot{\varepsilon}_{ij}$ - тензор скорости сейсмотектонической деформации, μ - модуль сдвига в районе очага, VT - репрезентативная пространственно-временная область среды, $\sum_{i=1}^{N} M_{ij}^{k}$ - суммарный сейсмический момент N землетрясений, произошедших в области объемом V за период наблюдений, равный T (в годах). Поворотом сейсмогенного объема как целого пренебрегаем. Данные о величине сейсмического момента приводятся в единицах: Н·м.

Значение модуля сдвига берется в соответствии с обобщенной моделью строения Земли: $\mu = 3.0 \times 10^{10} \, \Pi a$.

Результаты оценки скорости сейсмотектонической деформации сравнивались с параметрами сейсмического режима Китая. Более подробно исследованы сейсмически опасные области южного Тибета и провинции Сычуань по вариациям магнитуд и характеристикам поля напряжений.

Полученные результаты и выводы.

В настоящей работе использовались данный Мировой сейсмической сети за период с 1980 по 2010 год включительно. По наблюдениям за исследуемый период в Китае произошло 1537 землетрясений с магнитудой более 5,5. Данные включают в себя: дату и время в очаге землетрясения, координаты гипоцентра, магнитуду землетрясений. Кроме того, использовались данные о величине статического сейсмического момента и разности модулей главных напряжений, полученные Гарвардским университетом при определении механизмов очага.



Рис.1. Эпицентры наиболее сильных землетрясений Китая и прилегающих территорий за период 1980-2010гг. Выделены исследуемые области сейсмической активности.

Девять областей наиболее представительной сейсмической активности в регионе с одинаковой площадью на поверхности Земли определили значения угла наклона графика повторяемости и для них были рассчитаны скорости сейсмотектонической деформации. Были построены карты изоуровней магнитуд и разности главных напряжений в очагах произошедших землетрясений и по ним выделены потенциально опасные области сейсмического затишья. Результаты исследования приведены в таблице 1. Таблица 1

	Tuominu T								
№	Координа	ты об-	Параметр	ы сейс-	Скорость	Название про-			
	ласти		мичности		деформации	винции Китая			
	Град	Град	a	b	Ė×10 ⁻⁹ 1/год				
	с.ш.	В.Д.							
1.	40-45	80-95	7,25	-1,30	42,4	Сев.Синьцзян			
2.	35-40	75-90	2,49	-0,77	20,4	Южн.Синьцзян			
3.	35-40	90-105	4,73	-0,85	22,6	Цинхай			
4.	30-35	80-95	5,34	-0,94	25,9	Сев.Тибет			
5.	30-35	95-110	3,40	-0,06	17,6	Сычуань			
6.	25-30	80-95	5,49	-0,12	3,08	Южн.Тибет			
7.	25-30	95-110	5,88	-1,04	32,3	Гуйчжоу			
8.	20-25	95-110	4,25	-0,76	19,3	Юньнань			
9.	20-25	115-130	6,05	-0,95	27,6	Тайвань			

На основании проведенной работы могут быть сделаны следующие выводы:

Области повышенной сейсмической опасности характеризуются высоким уровнем сейсмической активности (параметр a) и высокими локальными напряжениями (низкие значения параметра b в соотношении Гуттенберга-Рихтера),

Наиболее точное расположение области может быть получено по оценкам скорости сейсмотектонической деформации и по разности главных напряжений в очагах произошедших землетрясений,

Наиболее опасными на настоящий момент на территории континентального Китая являются провинции Юньнань на юге и Синьцзян – на северо-западе, а также – район острова Тайвань.

Литература

1.Воронина Е.В., Люсина А.В. Анализ сейсмотектонической деформации японского региона. Вестник МГУ, сер.3., 2002, №6, стр. 47-51.

2. Ch.Qin et al. Velocity field for crustal deformation in China derived from seismic moment tensor summation of earthquakes. Tectonophysics., 2002, vol. 359, pp. 29-46.

3. <u>http://earthquake.usgs.gov</u>

данными.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ТОРОИДАЛЬНЫХ ВИХРЕЙ

Ст. науч. сотр. *Юсупалиев У.*, профессор *Кузьмин Р.Н.*, вед.науч.сотр. *Савенкова Н.П.*, ст.науч.сотр. *Трощиев Ю.В.*, ст.науч.сотр. *Шутеев С.А.*, аспирант *Складчиков С.А.*, науч.сотр. *Винке Е.Э*.

Экспериментально определены условия образования тороидальных вихрей (ТВ): плазменного ТВ и воздушного вихревого кольца в воздухе при атмосферном давлении. Проведено численное моделирование процесса формирования ТВ и получены локальные характеристики импульсной струи, индуцированного течения окружающей среды (воздуха) и формирующегося ТВ в различные моменты времени. Показано, что результаты предварительного численного расчёта согласуются с экспериментальными

Введение. Несмотря на давнюю историю исследования тороидальных вихрей (ТВ) (вихревых колец [1-8], плазменного ТВ (ПТВ) [9-14]) процесс их образования изучен недостаточно подробно. До сих пор не определены такие важные параметры, как трёхмерное поле скоростей, трёхмерные распределения плотности и температуры в вихрях в различные моменты времени при их образовании. Это связано с тем, что определение этих локальных характеристик ТВ в экспериментальном отношении представляет значительные трудности. Так, при диаметре ТВ 10 см для получения поля скоростей необходимо одновременно измерить скорость v жидкости (плазмы, газа) в, по-крайней мере, 500÷1000 точках, что современными методами невозможно реализовать [15]. По этой причине количество экспериментальных работ по определению локальных величин мало. На текущий момент времени авторам известны только три работы в этой области: две по определению поля скоростей (в воздушном ТВ [1,2] и ПТВ [12] для заданного момента времени) и одна работа [12] по определению распределения температуры плазмы в ПТВ для заданного момента времени. Работы по определению распределения плотности в ТВ отсутствуют.

Однако для решения ряда прикладных задач с использованием ТВ необходимо знать именно пространственно-временные распределения скоростей, плотности и температуры в них. Отсюда возникает необходимость дальнейшего исследования процесса образования ТВ.

Условия образования ТВ. Проведённые нами опыты показали, что ПТВ в воздухе образуется при дозвуковом осесимметричном истечении порции плазмы в воздух, а кольцевые вихри в воздухе – при дозвуковом осесимметричном истечении порции газа в воздух. В работе [13] показано, что процессы формирования как плазменного, так и воздушного ТВ имеют сходные черты.

Для образования ТВ характеристики импульсной струи и окружающей среды должны удовлетворять следующим условиям.

1) Истекающая струя должна быть дозвуковой:

$$u_j(0) < c_j \tag{1}$$

и осесимметричной, где $u_j(0)$ – скорость струи на её оси симметрии r=0 (максимальное значение скорости в её радиальном распределении $u_j(r)$ на срезе сопла генератора вихря). Радиальное распределение скорости $u_j(r)$ в импульсной струе устанавливается при взаимодействии струи с поверхностью сопла.

2) Импульсная струя и окружающая среда, куда она истекает, должны быть сплошными средами, т.е. числа Кнудсена для них должны удовлетворять условиям:

$$Kn_i = l_i / r_{nozz} \ll 1, \quad Kn_I = l_I / r_{nozz} \ll 1,$$
 (2)

где l_j , l_I – длины свободного пробега частиц в струе и окружающей среде соответственно.

3) Характерные размеры окружающей среды X_i должны быть намного больше радиуса сопла генератора вихря r_{nozz} : $X_i >> r_{nozz}$.

4) Длина импульсной струи L_j должна удовлетворять условию:

$$2^{r_{nozz}} \leq L_j \leq 15^{r_{nozz}}.$$
(3)

При $L_j < 2 r_{nozz}$ сформировавшийся ТВ неустойчив и быстро распадается, а при $L_j > 15 r_{nozz}$ хвостовая часть струи начинает разрушать уже сформировавшийся ТВ.

5) Длительность Δt_u истечения импульсной струи должна быть не меньше характерного времени образования тороидальной спирали формирующегося вихря τ_B :

$$\tau_B \leq \Delta t_u. \tag{4}$$

Опыт показал, что при выполнении указанных условий ТВ образуются при следующих сочетаниях агрегатных состояний импульсной струи и окружающей среды: истечение плазмы в газ; газа в газ; жидкости в жидкость и газо-жидкости в жидкость.

Механизм образования ТВ. При выполнении указанных выше условий механизмом образования ТВ являются: торможение осесимметричной дозвуковой импульсной струи окружающей средой, создание струею индуцированного течения этой среды вокруг себя, а также самосогласованное взаимодействие между ними, в результате которого формируется твердотельное ядро вращения в ТВ.

Описанный механизм образования ТВ отличается от механизма образования, предложенного в работах [3-8]. В них механизмом образования

предполагается процесс сворачивания пограничного слоя на кромке сопла при выталкивании порции жидкости из генератора ТВ в окружающую среду и торможение истекающего потока этой средой.

Закон сохранения количества движения для процесса образования *TB.* Исходя из механизма и условий образования TB, для процесса его формирования можно применить закон сохранения количества движения. Индуцированное течение окружающей среды (воздуха) появляется в начальной стадии образования TB за счет движения сжатого слоя воздуха перед головной частью струи. То есть, количества движения индуцированного течения окружающей среды $\vec{P}_{in}(t,r,z)$, вихря $\vec{P}_{TV}(t,r,z)$ и хвостовой части струи $\vec{P}_0(t,r,z)$ обусловлены движением импульсно истекающей струи. В соответствии с законом сохранения количества движения для замкнутой системы «импульсная струя –окружающая среда» в любой момент времени *t* до момента образования TB сумма названных величин должна быть равна количеству движения импульсной струи $\vec{P}_i(t)$:

$$\vec{P}_{j}(t) = \vec{P}_{in}(t,r,z) + \vec{P}_{TV}(t,r,z) + \vec{P}_{0}(t,r,z).$$
(5)

В (5) учтёна осесимметричность струи, индуцированного течения и вихря.

Кроме того, опыт показал, что при изменении величины скорости истечения импульсной струи u_j на один-два порядка отношение скоростей V_{TV}/u_j и отношения P_{TV}/P_j , P_{in}/P_j и P_0/P_j в пределах ошибки измерения практически слабо меняются. В таблице приведены значения указанных отношений для ПТВ и воздушного ТВ в воздухе.

Математическое моделирование процесса образования ТВ. Для моделирования процесса формирования ТВ использовались уравнения непрерывности, движения для несжимаемой жидкости (Навье-Стокса) и состояния (Менделеева-Клайперона). В цилиндрической системе координат указанные уравнения в осесимметричном случае имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} + \frac{\partial^2 \mathbf{C}}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial r \partial z} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = -\frac{1}{r} \mathbf{F}, \qquad (6)$$

где

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho v_r \\ \rho v_z \\ \rho \end{bmatrix}, \ \mathbf{A} = \begin{bmatrix} p + \rho v_r^2 \\ \rho v_r v_z \\ \rho v_r \end{bmatrix}, \ \mathbf{B} = \begin{bmatrix} \rho v_z v_r \\ p + \rho v_z^2 \\ \rho v_z \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} -2\eta v_r \\ -\eta v_z \\ 0 \end{bmatrix}, \ \mathbf{D} = \begin{bmatrix} -\eta v_z \\ -\eta v_r \\ 0 \end{bmatrix}, \ \mathbf{E} = \begin{bmatrix} -\eta v_r \\ -2\eta v_z \\ 0 \end{bmatrix}, \ \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v_r^2 + 2\eta v_r / r + 2\eta \partial v_r / \partial r \\ rq_z + \rho v_z v_r + \eta (\partial v_r / \partial z + \partial v_z / \partial r) \\ \rho v_r \end{bmatrix},$$

$$p = \frac{\rho}{\mu} RT.$$
(7)

где v_r , v_z – компоненты скорости газа, ρ , p, η и μ – плотность, давление, динамическая вязкость и молярная масса газа соответственно, q_z – объемная плотность силы f_z , действующей вдоль оси 0z и создающей импульсную струю, R – универсальная газовая постоянная. Функция q_z введена нами для моделирования работы «поршня» генератора TB и зависит от принципа работы «поршня» и её вид должен быть таким, чтобы удовлетворялись условия образования вихря (1)–(4). Рассмотрим вкратце принцип работы «поршня».

«Поршнем» импульсного плазмотрона служит импульсный сильноточный электрический разряд в газе при атмосферном давлении и выше. Для создания ТВ в воде используется электромеханический поршень [4,5], а для создания ТВ в воздухе – газодинамический «поршень» [1,4-8] и «поршень» на основе ВВ [4]. Под действием указанных «поршней» в рабочем объёме генератора сначала повышается давление жидкости (плазмы, газа, воды), в результате чего начинается истечение струи через сопло в окружающую среду. А через некоторое время давление в рабочем объёме снижается до давления окружающей среды (истечение струи прекращается). В этом и состоят общие черты указанных «поршней» независимо от их физической природы.

Таким образом, «поршень» генератора ТВ работает в течение времени Δt и создаёт заданную длину струи L_j с определенным радиальным распределением скорости в струе $u_i(r)$. Исходя из этого, объемную плотность q_z силы f_z зададим следующей функцией:

$$q_{z} = q_{0}f(t)g(r)h(z), \qquad (8)$$

$$f(t) = \frac{1 - \cos(2\pi t / \Delta t)}{2}, \quad g(r) = \frac{1 + \cos(\pi r / r_{nozz})}{2}, \quad h(z) = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{2} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac{2\pi(z - z_{1})}{(z_{1} - z_{1})}\right)}{2}, \quad q_{0} = \frac{1 - \cos\left(\frac$$

амплитуда величины q_Z (в кг/(м²c²), $(z_2 - z_1)\pi r_{nozz}^2$ – объём, в котором действует сила f_Z . Функция q_Z имеет колоколообразную форму с максимумом q_0 .

Для проведения численного расчета необходимо выбрать значения характеристик импульсной струи (r_{nozz} , L_j , T_j , μ_j , η_j , p_j), «поршня» генератора вихря (q_0 , Δt , z_1 , z_2) и окружающей среды (T_0 , p_0 , μ_0 , η_0). Значения этих характеристик выбираются исходя из требований экспериментально установленных условий образования TB (1)-(4).

Согласно этим условиям, рассматривается импульсное дозвуковое осесимметричное истечение воздуха (T_j =293 K, p_j =101325 Па, μ_j =29·10⁻³ кг/моль, η_j =1,82·10⁻⁵ Па·с), через сопло (радиусом r_{nozz} =10⁻² м) в воздух при

где

температуре $T_0 = 293$ К и атмосферном давлении $p_0 = 101325$ Па в цилиндрической системе координат, начало которой совпадает с центром задней стенки рабочего объёма (или неподвижного механического «поршня»), а ось 0z – с осью симметрии рабочего объёма и сопла; струя и окружающий воздух являются сплошными средами, так как длины свободного пробегов частиц равны $l_j = l_I = 2 \cdot 10^{-8}$ м при $r_{nozz} = 10^{-2}$ м ($Kn_j = Kn_I = 2 \cdot 10^{-6}$); вследствие осесимметричности струи параметры индуцированного течения и вихря не зависят от азимутальной координаты φ .

Характерные размеры окружающей среды, куда истекает порция воздуха, выбраны из требования третьего условия образования ТВ: расчёты проводились для цилиндрического объёма диаметром $X_1 \equiv D_0 = 0,1$ м и длиной $X_2 \equiv Z_0 = 0,05$ м ($D_0 >> r_{nozz}$, $Z_0 >> r_{nozz}$).

Начальные и граничные условия. На границах области $t \in [0; 0, 05]$, $r \in [-0, 01; 0, 01]$, $z \in [0, 005; 0, 0075]$ объёмная плотность силы q_z непрерывно и дифференцируемо переходит в нулевое значение (отрицательные значения r в данном случае соответствуют отрицательной координате по оси 0r при проведении сечения плоскостью, проходящей через ось 0z). Начальные и граничные условия для компонент скоростей v_r и v_z определяются объёмной плотностью силы q_z (8).

Ниже приведены результаты численного расчета в системе координат генератора вихря при следующих значениях параметров его «поршня» (объёмной плотности силы q_z): длительность действия $\Delta t = 0,05$ с; амплитуда $q_0 = 100$ кг/м²c² в цилиндрическом рабочем объёме генератора $(z_2 - z_1)\pi r_{nozz}^2 = 1,57 \cdot 10^{-6}$ м³ $(z_2 - z_1 = 0,075 - 0,05 = 0,005$ м), заполненном воздухом при температуре 293 К и давлении 101325 Па до начала действия силы q_z . Значение величины q_0 выбрано из требования того, что истечение струи должно быть дозвуковое (1): максимальное значение скорости $u_i = 0,25$ м/с при $c_i = 330$ м/с.

Поле скоростей. На рис.1 приведено изменение во времени поля скоростей $\vec{V}(t,r,z)$ формирующегося вихря и индуцированного течения окружающей среды, возникающих при импульсном истечении воздушной струи в воздух в осесимметричном случае. На рис.1,*б-г* хорошо прослеживается поля скоростей индуцированного течения окружающей среды.

Расчёт проведён до момента времени 301 мс после начала истечения. В этот момент времени струя продолжает истекать: на рис.1,г видна хвостовая часть импульсной струи. К моменту t=301 мс формирующийся ТВ прошел путь z=3 см. А согласно эксперименталь-ным данным [1,4,5-8,12-14], ТВ полностью сформируется на расстоянии $z=(6\div10)r_{nozz}$ от среза сопла. Поэтому к моменту времени t=301 мс ТВ не полностью сформировался.

Распределение модуля скорости $|\mathbf{v}| = |\mathbf{v}(r, z)|$ в момент времени t=201 мс приведено на рис.2. Максимальное значение скорости достигается не на оси 0*z*, а на некотором расстоянии от неё. Из рис. 2,б видно, что поверхность модуля скорости имеет вид «воронки», координаты нижней точки



Рис.1. Динамика вектора поля скоростей $\vec{V}(t,r,z)$ формирующегося вихря и индуцированного течения окружающей среды во времени. a - t = 1,5 мс; $\delta - t = 101$ мс; e - t = 201 мс; c - t = 301 мс.

которой можно определить из графиков, представленных на рис.3. Из этих графиков найдем координаты нижней точки «воронки»: $z_B = 2,01$ см и $r_B = 0,63$ см. Кроме того, из них (рис.3,а) следует, что на одинаковом расстоянии от координаты $z_B = 2,01$ см по обе стороны максимальные значения скоростей равны $[V_r(z_B + \Delta z) = V_r(z_B - \Delta z)]$ и их направления противоположны. Отсюда можно предположить, что эта «воронка» представляет собой твёрдотельное ядро вращения. Если это так, то из данных графика рис.3,6 можно определить скорость поступательного движения V_{TV} формирующегося ТВ. Действительно, в системе координат вихря, движущегося со скоростью V_{TV} относительно генератора вихря, для твёрдотельного ядра вращения должно выполняться следующее соотношение:

$$(\mathbf{v}_{z})_{\max} - V_{TV} = V_{TV} - (\mathbf{v}_{z})_{\min}.$$
(9)

Из (9) получим, что $V_{TV} = [(v_z)_{max} + (v_z)_{min}]/2 = 7,5 \text{ см/с}, \text{ так как } (v_z)_{max} = 20 \text{ см/с} (v_z)_{min} = -5 \text{ см/с} в системе координат генератора вихря.}$








Скорость формирующегося вихря V_{TV} при t=301 мс также равна 7,5 см/с. Тогда отношение этой скорости к максимальной скорости истечения струи V_{TV}/u_j составляет 0,3, что согласуется с экспериментальными данными (см. таблицу).

Разряжение воздуха наблюдается внутри твёрдотельного ядра вращения. При этом минимум плотности газа приблизительно совпадает с точкой нулевой его скорости.

При известных полях скоростей $\vec{V}(t,r,z)$ и распределении плотности $\rho(t,r,z)$ можно вычислить количества движения $\vec{P}_{in}(t,r,z)$, $\vec{P}_{TV}(t,r,z)$ и $\vec{P}_0(t,r,z)$. Вследствие осе-симметричности импульсной струи, индуцированного течения и вихря у этих векторов имеется только одна *z*-компонента. К моменту времени *t*=301 мс были вычислены значения величин P_j , P_{TV} , P_{in} , P_0 . В таблице также приведены значения отношений P_{TV}/P_j , P_{in}/P_j и P_0/P_j при *t*=301 мс. Из таблицы видно, что расчётные значения для этих отношений в пределах ошибки измерения согласуются с экспериментальными данными.

Таблица

	$V_{_{TV}}$ / $u_{_{j}}$	$P_{_{TV}}$ / $P_{_{j}}$	P_{in} / P_{j}	P_0 / P_j
Опытные данные	0,25÷0,37	0,45÷0,63	0,23÷0,29	0,1÷0,32
для ПТВ и воз-				
душного ТВ в				
воздухе				
Численное моде-	0,3	0,49	0,26	0,25
лирование				

Литература

[1] Ахметов Д. Г., Кисаров О. П., ПМТФ. 7, №4, 120 (1966).

[2] Sullivan J.P., Windall S.E., Ezekiel S., AIAA J 11, 1384 (1973).

[3] Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели (Наука, М., 1973).

[4] Тарасов В.Ф., Дис. на соиск. к.ф.-м.н. (Ин-т гидродинамики СО АН СССР, Новосибирск, 1975).

[5] Shariff K., Leonard M., Ann. Rev. Fluid Mech. 24, 235 (1992).

[6] Ахметов Д. Г., ПМТФ. 42, № 5. 70 (2001).

[8] Ахметов Д.Г., Вихревые кольца. (Академ. издательство «Гео», Новосибирск, 2007).

[9] Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Юсупалиев У. ТВТ, **29**, №1, 108 (1991).

[10] Юсупалиев У., Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 46 (2005).

[11] Юсупалиев У., ЖТФ, 74, №7. 52 (2004).

[12] Юсупалиев У., Физика плазмы **31**, №6, 543 (2005).

[13] Юсупалиев У., Юсупалиев П.У., Шутеев С.А., ЖТФ 77, №7, 50 (2007).

[14] Юсупалиев У., Юсупалиев П.У., Шутеев С.А., Физика плазмы **33**, №3, 226 (2007).

[15] Faber T.E., *Fluid dynamics for physicists* (University press, Cambridge, 2001).

МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ В КОНТИНЕНТАЛЬНОЙ ЛИТОСФЕРЕ С «ВЛАЖНЫМ» АМФИБОЛОСОДЕРЖАЩИМ НИЖНИМ СЛОЕМ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Доцент Попов В.Г., профессор Петрунин Г.И.

Известно, что термическая эволюция Земли – источник большинства геолого-геофизических процессов в ее недрах и на поверхности. Интенсивность и направленность этих процессов связана с перераспределением тепловой энергии Земли, в котором механизм кондуктивной теплопередачи для твердой оболочки Земли играет существенную роль, особенно для горизонтов коры и верхней мантии. В свою очередь, интенсивность кондуктивной теплопередачи при заданной функции распределения источников определяется тепловыми свойствами вещества, такими как теплопроводность, температуропроводность, теплоемкость.

Проблема прогнозирования тепловых свойств вещества оболочки Земли и интенсивности теплопереноса в ее недрах является одной из центральных проблем геотермии. Изучение кондуктивной теплопередачи в горных породах и минералах – традиционная научная тематика лаборатории геотермии физического факультета МГУ. В лаборатории был осуществлен также и первый опыт построения моделей распределения тепловых свойств в литосфере (коре и верхней мантии континентов и океанов) [1]. Этот первый опыт с принятым основным базальтовым слоем коры океанов и с базальтовым (габбровым) слоем нижней коры континентов – лишь один из возможных вариантов и требует значительного пересмотра с учетом современных гипотез о составе континентальной коры.

По современным данным, основанным на изучении эволюции минеральных ассоциаций базальтового состава с изменением давления и температуры в отсутствии воды, ни базальтов, ни габбро в нижнем слое континентальной коры быть не может. Однако, если предположить, что нижняя кора содержит воду, что вполне вероятно, то породы основного (базальтового) состава, согласно экспериментам, должны быть представлены амфиболитами, состоящими из плагиоклаза и роговой обманки, в решетке которой присутствует гидроксильная группа (OH)⁻, если температура не превышает 800К.

Настоящее сообщение и посвящено краткому изложению результатов построения модели распределения тепловых свойств в континентальной литосфере как раз с «влажным» амфиболосодержащим нижним слоем земной коры.

В таблице 1 представлены экспериментальные данные по измерению теплофизических характеристик: температуропроводности (а), удельной теплоемкости (C_n) и теплопроводности (λ) амфиболитов в интервале температур 350 ÷1000К, полученные в лаборатории геотермии методом «температурных волн» (РТР-III рода) на установке с оптическим бесконтактным источником тепловой энергии. Всего было изучено 8 образцов амфиболитов из различных регионов России, в том числе и из Кольской сверхглубокой скважины и скважин-спутников в районе Печенгского комплекса пород Балтийского Щита. Как видно из таблицы 1, теплопроводность и температуропроводность амфиболитов уменьшается с ростом температуры в исследованном диапазоне температур, что соответствует теоретическим представлениям. В целом, температурное поведение тепловых свойств амфиболитов мало отличается от температурного поведения этих свойств для интрузивных пород, таких как гранаты, диориты, габбро, дуниты, гарцбургиты и другие [1]. Различия наблюдаются лишь в тонкостях, связанных, например, с выходом кристаллической воды, а также в величине значений тепловых свойств при фиксированной температуре.

T,K	350	400	500	600	700	800	900	1000
$a \cdot 10^7 \text{ m}^2/\text{c}$	10,2	9,6	7,7	6,8	5,5	5,0	4,6	4,4
С _Р ,Дж/(кг•К)	950	1000	1100	1185	1225	1250	1270	1280
λ,,Вт/(м·К)	2,95	2,85	2,50	2,35	2,0	1,85	1,75	1,7
Ī,Å	7,3	6,87	5.51	4,87	3,94	3,58	3,30	3,15

Таблица 1. Средние значения тепловых свойств амфиболитов ($\overline{\rho} = 2965 \text{ кг/м}^3, \ \overline{\upsilon} = 4,2 \text{ км/c}$)

В таблице 1 представлена также средняя длина свободного пробега фононов \bar{l} , рассчитанная по данным о температуропроводности и средней скорости звука в амфиболитах ($\bar{\upsilon} \approx 4.2 \frac{\kappa_M}{c}$) и, которая, как видно из таблицы, в основании коры при температурах ~850К достигает уже своего минимального значения (~3,5Å).

Построение модели распределения тепловых свойств в литосфере стабильных континентальных областей (щиты, платформы), выполнено путем прямого сопоставления результатов лабораторного исследования веществ с минералогической моделью литосферы и с использованием экспериментальных данных об особенностях кондуктивного (фононного) теплопереноса в сложных многоатомных кристаллических твердых телах, которыми являются основные породообразующие минералы [2]. Подробности методического подхода к построению таких моделей изложены в [1]. Отметим только основные исходные данные. Как и в [1], литосфера стабильных континентальных областей состоит из трех слоев: верхнего слоя земной коры толщиной 20 км, имеющего диоритовый состав; нижнего слоя (20 км), имеющего, в отли-



Рис.1. Профили распределения теплофизических свойств в континентальной коре с амфиболитовым нижним слоем

чие от [1], не базальтовый, а амфиболитовый состав и верхов мантии до глубин ~ (100 – 120) км ультрабазитового состава. Скорости сейсмических волн v_p , v_s и плотности ρ при оценке скачков a и λ на границах раздела и при расчете a_{\min} и λ_{\min} взяты, согласно механической модели РЕМ-С [3], а температура – по геотерме Стейси, обоснованной самой различной геофизической информацией [4].

Полученные профили распределения тепловых свойств в континентальной литосфере с амфиболитовым нижним слоем коры, показаны на рис. 1. Основные выводы из полученной модели следующие:

- температуропроводность на толще континентальной коры интенсивно убывает с глубиной более чем в два раза от значений ~(10÷11)·10⁻⁷ м²/с вблизи поверхности до значений ~(4,5÷5,0)·10⁻⁷ м²/с в основании коры;

- теплопроводность в континентальной коре можно считать слабоизменяющейся со средней величиной $\lambda \approx 2,25$ Вт/(м·К);

- в ультрабазитовом слое литосферы (40 ÷ 120) км, *a* и λ достигают минимально возможных значений (*a* = 6·10⁻⁷ м²/с и λ = 3,0 Вт/(м·К) и практически постоянны на этом диапазоне глубин;

- на границах раздела теплопроводность и температуропроводность испытывают скачки с увеличением значений в 1,2 и 1,5 раза, соответственно, что несколько меньше значений рассчитанных согласно сейсмической модели РЕМ-С в [1], где они составляют 1,3 и 1,7 раза;

- теплоемкость C_P в континентальной литосфере возрастает примерно в 1,5 раза, не чувствуя границ раздела и достигает в основании коры (~ 850К), значений, соответствующих классическому насыщению.

Полученные результаты могут быть использованы для исследования современных термических процессов в литосфере, в том числе, и для уточнения континентальной геотермы.

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

Литература

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

2. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Особенности температурного поведения решеточной теплопроводности минерального вещества Земли. МАИК Наука, Физика Земли, №7-8, 1994, с 35-41.

3. Dziewonski A.M., Hales A.L., Lapwood E.K. Parametrically simple Earth model consistent with geophysical data. Phys. Earth Planet. Inter.> 1975, V.10, pp 12-48.

4. Stacey F.D. A thermal model of the Earth. Phys. Earth Planet. Inter., 1977, V.5, pp 341-348.

ВЛИЯНИЕ ОКИСЛЕНИЯ ТИТАНОМАГНЕТИТА БАЗАЛЬТОВ НА ПАЛЕОМАГНИТНУЮ ИНФОРМАТИВНОСТЬ ИХ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ.

Профессор Максимочкин В.И.

Получение информации об изменении во времени геомагнитного палеополя является фундаментальной проблемой в изучении эволюции Земли. В процессе образовании изверженных горных пород при их охлаждении, они намагничиваются под действием геомагнитного поля и приобретают намагниченность термоостаточной природы. Считается, что эта намагниченность может сохраняться тысячи и миллионы лет и нести информацию о величине и направлении древнего геомагнитного поля. Носителями естественной остаточной намагниченности подводных базальтов являются титаномагнетиты, которые в течение геологической жизни породы могут изменяться в результате низкотемпературных химических процессов окисления, протекающих в условиях дна. При этом первичная термоостаточная намагниченность может разрушаться и образовываться вторичная намагниченность химической природы. Это затрудняет определение характеристик древнего геомагнитного поля по естественной намагниченности.





В данной работе представлены некоторые результаты изучения влияния окисления титаномагнетита при определении палеонапряженности геомагнитного поля методом Телье [*Thellier E., Thellier O.,1959*] на образцах базальтов Красного моря (№72-8) и разлома Романш (G96-34/1). Величины гистерезисных характеристик I_{гs}/I_s>0.1 и H_{cr}/H_c≈1.3-1.4 данных базальтов свидетельствовали согласно критерию Дея [Day, 1977] о псевдооднодо-

менном состоянии входящих в их состав ферримагнитных зерен. Из близости измеренной точки Кюри $T_c=240\pm5$ ⁰C к расчетной $T_{c \text{ расч}}=210$ ⁰C [Максимочкин и др., 2010], был сделан вывод, что титаномагнетит базальта Красного моря №72-5 находится на низкой стадии однофазного окисления. Следовательно, можно заключить, что большая часть естественной остаточной намагниченности имеет термоостаточную природу. При применении стандартной методики Телье, как и следовало ожидать, наблюдалась линейная зависимость $I_n^{Ti}=f(I_{rpT})$ при $H_{ла6}=0.5$, 1.0 и 1.5 Э. Для величины древнего магнитного поля, рассчитанного по формуле $H_{pacч}=k*H_{лаб}$, получились близкие значения $H_{дp}=0.57\pm0.1$ Э. (рис.2). Определение величины магнитного поля, действовавшего при образовании в лаборатории термоостаточной намагниченности, этим методом показало расхождение расчетного и истинного значения не более 5%.

Для оценки применимости метода Телье определения палеонапряженности геомагнитного поля по остаточной намагниченности химической природы (I_{rc}) в лаборатории создавалась химическая намагниченность путем выдержки образцов базальтов при температурах $T_{ottw}=340-380$ ⁰C в течение 12-18 часов в магнитном поле напряженностью $H_{лa6}=2$ Э и охлаждения образца до $T_{комн}$ при H=0. Согласно термомагнитному анализу (рис.1), в результате выдержек образуется новая ферримагнитная фаза с точкой Кюри от 490 ⁰C до 505 ⁰C. Исследование такой намагниченности по стандартной методике Телье показало, что зависимость $I_{rc}^{Ti}=f(I_{rpT})$ на диаграмме Араи-Нагата (Рис.3) при температурах выше $T_{оttw}$ довольно хорошо описывается линейной функцией. Значение коэффициента линейной аппрок-



симации колебалось от k=0.18 до k=0.21. Как видно из рис.3, в температурном интервале от $T_{\text{комн}}$ до $T_{\text{отж}}$, химическая остаточная намагниченности не разрушалась, в том время как наблюдалось образование $I_{\text{грT}}$. Для устранения этого недостатка, сравнение величины разрушения $I_{\text{гс}}$ (T) производилось с величиной парциальной термоостаточной намагниченности $I_{\text{грT}}$ (T), образованной в интервале от T_i до $T_{\text{отж}}$ и измеренной при $T_{\text{отж}}$. Данные полученные таким образом и представленные в виде диаграммы Араи-Нагата (Рис.3 вставка) показали несколько больший коэффициент линейной аппроксимации k=0.234. Исходя из результатов этих экспериментов предлагается расчет величины геомагнитного поля образования химической намагниченности производить по формуле $H_{\text{расч}}$ =k* $H_{\text{лаб}}$ *С, где k- коэффициент линейной аппроксимации на диаграмме Араи-Нагата при применении стандартной методики Телье, $H_{\text{лаб}}$ - напряженность магнитного поля при создании $I_{\text{грT}}$, С= $k_{\text{гг}}/k_{\text{гс}}\approx4,3$ - поправочный коэффициент.

Применение этой методики для исследования получен-ной в лаборатории остаточной намагни-ченности (I_{rΣ}=I_{rc}+I_{rT}), которая имела частично химическую, а частично термооста-точную природу, показало, что зависимость $I_{r\Sigma}^{T} = f(I_{rDT})$ (рис.3) можно аппрок-симировать двумя линейными функциями. Коэффициент аппроксимации данных при T<350°C, оказался близок к единице ($k_1 = k_{rT} = 0.96$), по данным при T>350°C - коэффициент k₂= k_{rc} =0.21, т.е. практически такой же коэффициент, который получился при определении поля образования только химической намагниченности. Исследование базальта разлома Романш (обр. G96-34/1 возраст 23.7-30 млн. лет) с применением метода Телье и предложенной методики показало, что примерно половина I_n имеет термоостаточную с $T_b < 350$ °C, а вторая половина – химическую природу. Величина Н_{расч}=0.42 Э, определенная по пернамагниченности, оказалась довольно вой части близка К Н_{расч}^{Irc}=0.43*k₂*Н_{лаб}=0.43 Э, определенной по химической части намагниченности, что может свидетельствовать о том, что среднее значение величины геомагнитного поля в течение 30 млн лет мало отличается от Н_{лп}, существовавшего в период образования этих базальтов.

Литература

1. *Максимочкин В.И., Мбеле Ж.Р., Трухин В.И., Шрейдер А.А.*. Вестник Московского университета, сер.3. Физика Астрономия. 2010. №6, с.99-105

2. Day R., Fuller, M., and Schmidt, V. Physics Earth Planetary Interiors, 1977 13, 4, p. 260-267.

3. Thellier E., Thellier O. Ann. Geophys. 1959. 15, 285-378.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 10-05-00396.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ГРАДИЕНТНЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ ТЕПЛА С ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Инженер *Плаксина Ю.Ю.*, доцент *Аксенов В.Н.*, ст. науч. сотр. *Андреев Е.Г.*, профессор *Уваров А.В.*

Проводится сравнение экспериментальных результатов, полученных методом термозондирования в натурных и лабораторных условиях, с расчетами по теоретическим моделям. Экспериментальные данные позволяют получить профили температур в определенный момент времени и рассчитать мгновенные потоки [1]. В то же время, для решения целого ряда задач требуется знание средних потоков с достаточно большой поверхности. В работе рассматриваются возможности локальных методов для исследования средних потоков тепла как для натурных, так и для лабораторных измерений, а также проводится сравнение экспериментальных результатов с теоретическими моделями.

В работе проводится сравнение с имеющимися теоретическими данными, в качестве которых используется простая эмпирическая модель COARE (Coupled Ocean Atmosphere Research Experiment) [2], широко используемая в настоящее время (см., например, [3]) и позволяющая в приближении квазистационарного режима рассчитать профили параметров и вычислить потоки тепла по значениям температуры, влажности и скорости ветра на одном горизонте. Мгновенные значения отличаются от средних в этом случае по нескольким причинам. Приближенная модель не учитывает нестационарное перестроение профиля параметров, например, при изменении ветра, не учитываются пульсации потоков, кроме того, конвективные течения вблизи поверхности раздела сред могут содержать восходящие и нисходящие потоки. Эти факторы приводят к тому, что мгновенные значения потоков могут сильно отличаться от теоретических средних величин, однако эти отклонения носят случайный характер и при усреднении по большому массиву данных можно ответить на вопрос о соответствии моделей и экспериментальных результатов.

В качестве массива экспериментальных данных использовались данные измерений, проведённых с морской стационарной платформы Экспериментального отделения Морского Гидрофизического института, которая установлена в 800 м от берега на траверсе пос. Кацивели, близ г. Симеиза (Крым). На самой платформе имеется метеостанция, регистрирующая основные метеопараметры: температуры воды и воздуха, влажность, скорость и направления ветра и пр., кроме того, на платформе установлены датчики измерения температуры воды на разных горизонтах от поверхности до глубины 25 м (через 5 метров), что позволяло получать информацию о начале и конце возникновения апвеллинга, его интенсивности и температуре в слоях. Трёхпоплавковый буй с размещённой на нём аппаратурой дрейфовал на расстоянии 30-50 м от платформы.

Сравнение результатов показало, что в ситуации, когда вода теплее окружающего воздуха и выполнены условия возникновения конвекции, соответствие теоретических и экспериментальных результатов очень хорошее. Хотя экспериментальные значения могут при каждом измерении отличаться от модельных расчетов довольно существенно (в некоторых случаях даже в 2 раза) по указанным выше причинам, но эти отклонения имеют разный знак и при суммировании взаимно компенсируются и суммарное среднее отклонение находится в пределах погрешности обоих методов.

Иная ситуация возникает в условиях, когда вода холоднее воздуха и конвекция в воздухе затруднена. Отличия оценок по методу COARE и экспериментальных данных, полученных методом термозондирования, в этом случае значительны. Укажем основные причины такого отличия. Вопервых, расчеты по теории COARE в условиях затрудненной конвекции значительно усложняются. Модельные коэффициенты в этой области начинают сильно зависеть от скорости ветра и разности температур, то есть приближение прямой пропорциональности потоков и разностей температур и концентраций перестает выполняться [2]. Еще одной причиной может быть увеличение приповерхностных градиентов температуры в воздухе. Инерционность термопары в воздухе существенно хуже, чем в воде, и поэтому может влиять на точность результатов.

Аналогичный анализ был проделан и для лабораторных условий. Для инженерных расчетов тепловых потоков с водной поверхности в бассейнах, в настоящее время часто используются модели, рекомендуемые Американским обществом инженеров по нагреванию, охлаждению и кондиционированию воздуха (American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, ASHRAE) [4,5].

Экспериментальные данные были получены с применением той же аппаратуры, что использовалась в натурных условиях. Для измерений использовался лабораторный бассейн размером 73см×53см×29см. Сравнение полуэмпирических моделей ASHRAE и экспериментальных измерений в лабораторных условиях привело к результатам, которые в целом совпадают с полученными в натурных условиях. В случае, когда вода теплее воздуха, результаты термозондирования в пределах погрешности методов хорошо совпадают с теоретическими оценками. В то же время, при наличии холодной воды данные существенно расходятся, что связано с теми же причинами, которые рассматривались выше.

Таким образом, сравнение экспериментальных данных с теоретическими моделями показывает, что в случае, когда вода теплее воздуха (а именно такая ситуация чаще всего возникает в натурных условиях), совпадение результатов очень хорошее и приближенные теоретические модели дают не только порядок величины, но и хорошее соответствие с точки зрения усредненных значений. В случае, когда вода холоднее воздуха, необходимы дополнительные исследования как точности экспериментальных методик, так и точности эмпирических моделей.

Литература

1. Хунджуа Г.Г., Андреев Е.Г. //ДАН СССР, 1973, т.220, №4, с.841-843.

2. Liu W.T., Katsaros K.B., Businger J.A.// J. Atmos. Sci, 1979, 36:1722-1735.

3. http://www.soest.hawaii.edu/COARE/; coare.org.

4. Shah M.M. // Energy and Buildings, 2003, v. 35, Issue 7, 707-713.

5. <u>http://www.ashrae.org</u>.

Подсекция:

ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели профессор Н.Н. Сысоев, профессор АИ. Осипов, профессор В.М. Шибков

ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ МОЛЕКУЛЫ СN В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Ст.науч.сотр. Григорьян Г.М., магистрант Печенкина О.С. (С-ПбГУ)

Изучению спектров молекулы циана посвящено огромное количество экспериментальных работ. Однако до настоящего времени существует очень мало информации о константах скоростей процессов с её участием и механизмы ее образования мало изучены. Схема процессов, описывающая образование и возбуждение СN, не до конца ясна даже в случае, когда CN образуется в плазме газового разряда в смеси, содержащей азот и простейшую углеродсодержащую молекулу – СО [1-3].

В работе [3] на основании проведенных измерений концентраций $CN(B^2\Sigma)$ и $CN(A^2\Pi)$ в плазме охлаждаемого жидким азотом проточного разряда постоянного тока в смесях He-CO-N₂ и He-CO-N₂-O₂ была предложена схема образования и возбуждения молекул CN. Было показано, что молекулы $CN(X^2\Sigma)$ возникают в разряде в результате процессов:

$$CO(X^{1}\Sigma) + N_{2}(A^{3}\Sigma^{+}, v \ge 2) \rightarrow CN(X^{2}\Sigma^{+}) + NO(X^{2}\Pi)$$
(1)

$$CN(A^2\Pi) \rightarrow CN(X^2\Sigma^+) + hv$$
 (2)

а электронно-возбужденные состояния $A^2\Pi$ и $B^2\Sigma$ молекулы CN заселяются в реакциях:

$$CN(X^{2}\Sigma^{+}) + e \rightarrow CN(B^{2}\Sigma^{+}) + e$$
 (3)

$$CN(X^{2}\Sigma^{+}) + e \rightarrow CN(A^{2}\Pi) + e$$
 (4)

$$N_2(A^3\Sigma) + CO(X^1\Sigma^+, \nu \ge 6) \to CN(A^2\Pi) + NO$$
(5)

В связи с тем, что в [3] не была измерена концентрация молекул циана в основном электронном состоянии $X^2\Sigma$ и сравнить расчет с экспериментом в [3] можно было только для электронно-возбужденных состояний, не было возможности всесторонне проверить адекватность предложенной модели.

Целью нашей работы является исследование процессов образования молекул циана в основном и электронно-возбужденных состояний $A^2\Pi$ и $B^2\Sigma$ в смесях He-CO-N₂, He-CO-N₂-O₂ и He-CO₂-N₂. Были выполнены одновременные измерения концентраций молекул CN($X^2\Sigma$), CN($A^2\Pi$), CN($B^2\Sigma$) в разряде и проведены сравнения результатов эксперимента с расчетами.

Экспериментальная установка

Исследования проводились в плазме проточного разряда постоянного тока в разрядной трубке из молибденового стекла диаметром 23 мм и длиной 50 см. Трубка могла охлаждаться жидким азотом или проточной водой. Скорость газового потока в разрядной трубке составляла несколько м/с. Общее давление газа в разрядной трубке менялось в диапазоне 5-20 Тор, ток разряда – в диапазоне 10-100 мА. Молекулы СN возникали в плазме газового разряда в результате плазмохимических реакций. Концентрация молекул CO в смеси рабочих газов составляла $4 \div 15\%$, молекул N₂ – $1\% \div 15\%$, молекул CO₂ – $0 \div 20\%$. Излучение положительного столба разряда регистрировалось спектрометром в диапазоне 200 - 3000 нм, что позволяло определять заселенности колебательных уровней CO(X¹ Σ), температуру газа на оси разрядной трубки и ее радиальный профиль (по анализу вращательной структуры полос Ангстрема молекулы CO), а также измерять концентрации электронно-возбужденных частиц в плазме газового разряда. Для определения концентрации молекул CN в состояниях $B^2\Sigma$ и $A^2\Pi$ использовалось излучение полос красной ($A^2\Pi \rightarrow X^2\Sigma$) и фиолетовой ($B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$) систем циана. Излучение собиралось из приосевой области разряда диаметром 3 мм. Измерение концентрации молекул CN в основном электронном состоянии проводилось по поглощению.

Теоретическая модель

Измеренные в эксперименте концентрации молекул $CN(X^2\Sigma)$, $CN(A^2\Pi)$ и $CN(B^2\Sigma)$ сравнивались с расчетными. Для расчета концентраций молекул $CN(X^2\Sigma)$, $CN(A^2\Pi)$, $CN(B^2\Sigma)$ решалась система балансных уравнений, включающих процессы с участием колебательно- и электронновозбужденных молекул азота и окиси углерода. Сечения возбуждения состояний $B^2\Sigma$ и $A^2\Pi$ молекулы CN электронным ударом рассчитывались по формуле Бете.

Скорость дрейфа электронов, доля энергии, идущая на возбуждение колебаний молекул, и константы скоростей с участием электронов находились из численного решения стационарного уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в двухчленном приближении. Расчеты ФРЭЭ были проведены И.В.Кочетовым. Описание используемых сечений рассеяния электронов на атомах, молекулах приведено в работах [4, 5].

Результаты и их обсуждение

Измерения показали, что в смесях He-CO-N₂ в исследованном диапазоне условий концентрация молекул CN(X) составляет $5 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Концентрации электронно-возбужденных молекул CN(A²П) и CN(B²Σ) находились в диапазоне соответственно $10^{10} - 10^{11}$ см⁻³ и $10^7 - 10^9$ см⁻³. В смесях He-CO₂ -N₂ концентрация CN была в 10-30 раз меньше.

Колебательная температура молекул CN (в приосевой зоне разрядной трубки) в состоянии $B^2\Sigma$, v составляла 1500÷2000 К, колебательная температура CN($A^2\Pi$, v) превышала 10000 К. Вращательная температура CN($B^2\Sigma$) совпадала с газовой температурой. Было проведено сравнение экспериментальных колебательных температур возбужденных состояний молекулы CN с расчетными.

Исследования показали, что существенную роль в образовании $CN(X^2\Sigma^+)$ и $CN(A^2\Pi)$ в плазме газового разряда в исследуемых смесях иг-

рают электронно-возбужденные молекулы окиси углерода и азота, а состояние $B^2\Sigma$ CN возбуждается преимущественно прямым электронным ударом. В широком диапазоне экспериментальных условий концентрация молекул CN в приосевой зоне разряда в этих смесях хорошо описывалась схемой процессов предложенной в работе [3]. Сравнение концентраций, полученных в эксперименте, с данными расчета позволило определить константы скоростей реакций (1) и (5): $K_1 = 7 \cdot 10^{-12}$ см³/с, $K_5 = 2 \cdot 10^{-11}$ см³/с.

Были проведены измерения интенсивностей излучения $CN(B^2\Sigma)$ у поверхности графитового и танталового катодов. Измерения показали, что в случае танталового катода концентрации CN(B) в пределах погрешности совпадают с расчетными. Величины колебательной и вращательной температур CN(B) в прикатодной области совпадает с полученными в приосевой области разряда. При использовании графитового катода концентрации CN(B) в несколько раз превышали результаты расчетов, использующих предложенную модель. Колебательная и вращательная температуры CN(B) у поверхности графитового катода ($T_v = 7000 \div 10000$ K, $T_B = 1000 \div 3000$ K) значительно отличались от полученных в приосевой области. Можно предположить, что у поверхности графита доминирующую роль в используемых смесях начитают играть гетерогенные процессы с участием атомов и метастабильных молекул азота.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект РФФИ №10-02-01289-а).

Литература

1. Трубачев Э.А. Изучение физико-химических свойств плазмы СОлазера. //Труды ФИАН 1977. Т.102. С.1

2. Соболев Н.Н., Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Трубачееа Э.Н. //Кв.электроника, 1974 т.4 С.319

3. Григорьян Г.М., Ионих Ю.З., Труды XXII съезда по спектроскопии, часть 1, с.109, 2001

4. Григорьян Г. М., Кочетов И. В.// Физика плазмы, 2004 Т.30. с.788

5. Григорьян Г. М., Кочетов И. В.// Физика плазмы, 2006 Т.32. с.273.

ТЕРМОДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПРИСТЕНОЧНЫМ СЛОЕМ, НАГРЕТЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ РАЗРЯДОМ

Аспирант Коротеева Е.Ю., профессор Знаменская И.А., доцент Иванов И.Э.

В работе экспериментально и численно исследовалась динамика остывания неравновесного приповерхностного газового слоя, нагретого им-

пульсным распределенным скользящим разрядом наносекундной длительности («плазменным листом»). Исследование проводилось на основе анализа газодинамического течения, возникающего при распространении плоской ударной волны с числом Маха 1.5-3.0 вдоль поверхности разряда через 40-500 мкс после его инициирования.

Разряд типа «плазменный лист» был реализован на нижней стенке канала ударной трубы в области площадью 100х30мм², в виде системы параллельных светящихся каналов на поверхности диэлектрика. В [1] было получено, что за время тока разряда (порядка 200 нс) 30-40% электрической энергии (~ 0.4 Дж) переходит в тепловую в тонком слое средней толщиной 0.5 мм, что приводит к повышению поступательной температуры вблизи поверхности на 600-1000 К.

В экспериментах [2] плоская ударная волна подходила к началу разрядного промежутка через определенные промежутки времени после инициирования разряда, превышавшие 40-50 мкс. На этих временных стадиях вблизи поверхности шли интенсивные процессы релаксации возбужденного разрядом газа, сопровождавшиеся охлаждением и расширением нагретой области за счет процессов переноса. Течение, возникавшее при движении ударной волны по области разряда, регистрировалось прямым теневым методом и, благодаря геометрии эксперимента, было близко к двумерному. На структуру течения оказывала влияние как неоднородность приповерхностной области, так и слабые ударные волны, распространяющиеся от области разряда в результате вложения большого количества энергии в ограниченный объем (с числами Маха 1.2-1.4).

Было также проведено численное 2D моделирование взаимодействия плоской ударной волны с областью поверхностного энерговклада. Расчет выполнялся на основе системы нестационарных уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа. Численная схема представляла собой вариант метода Годунова повышенного порядка точности, описанного в [3]. С учетом того, что время горения разряда было существенно меньше характерных газодинамических времен, импульсный энерговклад моделировался соответствующим заданием начальных условий — увеличением энергии в области разряда (длиной 10 см и толщиной до 1 мм).

Решалась обратная задача оценки величины и пространственного распределения энерговложения от «плазменного листа» в момент его инициирования путем сравнения теневых изображений и результатов численного моделирования с различными начальными условиями (рис. 1а). Совпадение экспериментальных и расчетных конфигураций позволило исследовать термодинамические параметры течения, в том числе распределение температуры по разрядной камере (рис. 1б), для каждого случая взаимодействия.

Расчет также показал, что при условии однородного энерговклада за 400-450 мкс происходит охлаждение приповерхностного теплого слоя до

300-350 К, и эффект от инициирования разряда практически исчезает. В то же время, в случае неоднородного энерговклада, вблизи поверхности остаются локальные нагретые области, приводящие к возникновению интенсивного вихревого течения за фронтом ударной волны.



Рис. 1. (а) Теневой снимок (слева) и численная теневая визуализация течения в модели однородного импульсного энерговклада 146 мкс после разряда ($P_0=25$ Topp, M=2.4). (б) Распределение поступательной температуры газа по разрядной камере перед фронтом ударной волны по вертикали (слева) и по горизонтали вдоль теплого слоя на расстоянии 0.8 мм (сплошная линия) и 1.6 мм (пунктир) от нижней стенки (справа).

Литература

1. И.А. Знаменская, Д.Ф. Латфуллин, А.Е. Луцкий, И.В. Мурсенкова, Н.Н. Сысоев. Развитие газодинамических возмущений из зоны распределенного поверхностного скользящего разряда // ЖТФ, 2007, Т. 77, вып. 5.

2. Знаменская И.А., Иванов И.Э., Орлов Д.М., Сысоев Н.Н. Импульсное воздействие на ударную волну при самолокализации сильноточного поверхностного разряда перед ее фронтом // ДАН, 2009, Т. 425, № 2, с. 174-177. 3. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Особенности расчета турбулентных сверхзвуковых течений // Препринт № 882 Институт проблем механики РАН, 2008, 38 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЦЕЗИЯ В ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

Доцент Благонравов Л.А, науч. сотр. Соболева А.В.

Изучение теплофизических свойств металлов в закритической области является довольно сложной задачей. Наиболее развитые методы изучения этих свойств связаны с необходимостью пропускания через образцы электрического тока. В закритической области металлы перестают быть проводниками, поэтому для изучения теплофизических свойств в этой области требуются иные методы, которые пока еще не созданы. В настоящей работе сделана попытка использования результатов экспериментов, основной целью которых было определение теплоемкости в докритической области. Измерения проводились методом периодического нагрева [1], при этом часть измерений удалось провести в закритической области. Результаты, полученные при закритических температурах и давлениях (критические параметры цезия: Т=1930К, Р=92 атм), качественно отличались от полученных при докритических температурах. На Рис.1 представлены осциллограммы, на которых изображены температурные колебания на поверхности ячейки, полученные при П-образной модуляции мощности электрического тока. На Рис 1а показаны температурные колебания в докритической области, а на Рис.16 – в закритической области. Последние результаты было трудно интерпретировать, поскольку теория метода рассчитана на проводящий образец. Развитие численных методов расчета сложных тепловых процессов дало возможность получить оценку теплофизических параметров в закритической области.

В рассматриваемой работе жидкометаллический образец представляет собой не однородный стрежень, а составную систему, в которой сердцевиной является собственно жидкий металл (цезий), а оболочкой – стенка ячейки (молибден). Задача о температурных пульсациях жидкометаллического образца решалась с одновременным учетом как неоднородности образца, так и теплообмена на его поверхности.

Так как представлялось интересным промоделировать эксперимент как в докритической, так и в закритической областях, возникла необходимость построения двух соответствующих модификаций модели. Первая модификация создавалась для случая, когда и цезий и молибден являются проводниками, и при этом температурные колебания происходят за счет выделения мощности как в одном, так и в другом металле. Вторая модификация модели относится к случаю, когда цезий не является проводником. В этом случае температурные колебания в нем возникают за счет молибденовой оболочки, нагреваемой электрическим током, и передающей тепло в цезий. Целью использования модификаций модели являлось получение температурного поля внутри ячейки при нагреве периодически изменяющейся мощностью в условиях существования радиационного излучения и наличия конвекции газа у стенок молибденовой трубки. Получение распределения температуры внутри ячейки дает дополнительные сведения о происходящих процессах, что позволяет определять ранее неизвестные значения теплофизических величин.



Рис.1. Осциллограммы температурных колебаний: a) при T=1960К и Р=119 атм; б) при T=2350К и Р=116 атм

Основной целью компьютерного моделирования было создание и анализ модели, максимально приближенной к физическому процессу, наблюдаемому в проведенном эксперименте. Помимо теоретической основы, исходя из которой создавалась модель, было необходимо найти и добиться точного соответствия результатов работы модели с результатами эксперимента. В ходе проведенных экспериментов были получены температурные зависимости на поверхности молибдена. Получение близких по параметрам температурных колебаний на поверхности в результате работы компьютерной модели было выбрано критерием правильности модели. Указанное соответствие было достигнуто. С помощью итерационной процедуры удалось получить сходящееся решение тепловой задачи, что позволило оценить не только значение теплоемкости, но и температуропроводности цезия в закритической области. Таким образом, получено количественное значение теплоемкости цезия в закритической области (T=2350 K, P=116 атм): $c_p \rho = (8 \pm 2) \cdot 10^4 \ Dm/m^3 \cdot K$. Независимая оценка была получена по уравнению состояния цезия в закритической области на основе данных работы [2]: $c_p \rho = 6 \cdot 10^4 \ Dm/m^3 \cdot K$.

Полученное значение температуропроводности цезия при T = 2350 К и P=116 атм составило $(0.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-6} M^2/c$, что в сорок раз ниже, чем оценка, имеющаяся для цезия в металлической фазе в околокритическом состоянии.

Литература

1. *Благонравов Л.А.* Изобарная теплоемкость легкокипящих металлов в области высоких температур и давлений // Теплофизика высоких температур. 1993 г., т. 31, № 3, с.476-497.

2. F. Hensel, S. Jungst, B. Knuth, H. Uchtmann, M. Yao Dielectric and pVT properties of metals in the critical region //Physica. 1986. 139 & 140B. P. 90

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГООБМЕНА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ВОДА – ВОЗДУХ: ТЕНЕВОЙ ФОНОВЫЙ МЕТОД И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Профессор *Уваров А.В.*, ст. науч. сотр. *Винниченко Н.А.*, инженер *Плаксина Ю.Ю*.

Исследования энергообмена в тонком слое вблизи поверхности раздела сред в последние годы сильно меняются как с точки зрения эксперимента, так и в теоретическом плане. Изменения в экспериментальных исследованиях связаны с применением новых методов, таких, как PIV (Particle Image Velocimetry), лазерная доплеровская анемометрия и теневой фоновый метод. В теоретическом описании происходит переход от простых одномерных эмпирических формул к двух- и трехмерному моделированию. В работе проводится экспериментальное и теоретическое исследование энергообмена на границе раздела сред "вода-воздух" с помощью теневого фонового метода и численного моделирования. Точное описание процессов переноса тепла и массы на поверхности воды представляет большую важность как с точки зрения объяснения наблюдаемых градиентов температуры и влажности воздуха у поверхности, так и с точки зрения технических расчетов скоростей испарения и связанного с ним потока тепла.

Теневой фоновый метод, основанный на анализе сдвига изображения фоновых точек при прохождении лучей через неоднородности плотности и температуры в исследуемой среде, активно развивается в последние годы [1]. Проведенные в работе исследования показали его высокую эффективность при анализе процессов энергообмена на границе раздела сред [2]. Создание собственной программы обработки изображений для данной задачи позволило поднять точность измерения температуры до десятой доли градуса и получить хорошее согласие с расчетами и с измерениями при помощи термопары. Развитие этого простого и эффективного метода позволит изучить температурные поля в воде с разрешением порядка 1 мм. Анализ точности метода применительно к рассматриваемым задачам составляет отдельный раздел работы.

Теоретический анализ систем с энерговыделением и конвекцией в настоящее время может быть выполнен достаточно точно, то есть с учетом гидродинамических движений и процессов энергообмена [3,4]. Численный анализ энергообмена на границе раздела сред позволяет в настоящее время перейти от простых эмпирических одномерных формул, связанных с оценкой теплопередачи, к расчету двух- и трехмерных гидродинамических моделей. Однако такой переход осложняется необходимостью одновременного рассмотрения гидродинамической задачи в обеих средах. В настоящее время полная задача, как правило, не анализируется. Тепловой поток (называемый в этом случае контактным) рассчитывается с помощью гидродинамических моделей, а поток, связанный с испарением и конденсацией, в стандартных пакетах (типа ANSYS) по-прежнему рассчитывается из простых одномерных соотношений (см. например, [5]). На первом этапе в работе рассматривается раздельный алгоритм расчета воздушной среды и воды со сшивкой средней температуры и потоков на границе. На втором этапе предполагается реализовать полный алгоритм расчета без каких-либо эмпирических предположений.

При построении теоретической модели также используется оригинальная программа, что позволяет, в отличие от стандартных пакетов, задать физически обоснованные граничные условия и выработать алгоритм расчета без использования эмпирических соотношений.

Получаемые профили параметров сравниваются с экспериментальными результатами, полученными теневым фоновым методом и с помощью термопар, а также с теоретическими расчетами по упрощенным эмпирическим формулам. Показано, что результаты находятся в хорошем соответствии.

Литература

1. Meier G.E. // Exp. Fluids, 2002, v.33, p.181-187.

2. Vinnichenko N.A., Uvarov A.V., Plaksina Yu.Yu., Vetukov D.A. // 2nd Int. Conf. on Fluid Mechanics and Heat Mass Transfer, Corfu, Greece, 14-16 Jul, 2011.

3. Уваров А.В., Сахарова Н.А., Винниченко Н.А. // Физика плазмы, 2011, т.37, №11, с.1-7.

4. Osipov A.I., Uvarov A.V., Roschina N.A. // Int. J. Heat Mass Transfer, 2007, v.50, issue 25-26, pp.5226-5231.

5. Bukhari S.J.K., Kamran Siddiqui M.H. // Heat Mass Transfer, 2007, v.43, pp.415-425.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ ПРОЦЕССАХ ЭНЕРГОПОДВОДА В ГАЗЕ

Профессор Знаменская И.А., доцент Мурсенкова И.В., профессор Сысоев Н.Н., аспирант Цзинь Ц.

Экспериментально исследовалась динамика ударно-волновых конфигураций, возникающих при инициировании импульсных сильноточных локализованных разрядов в ударной трубе. На противоположных стенках канала инициировались поверхностные распределенные разряды, скользящие по поверхности («плазменные листы»). Разряд представлял собой квазинепрерывную систему параллельных скользящих по поверхности каналов, площадью 100х30мм² и толщиной 0,5мм. Импульсное вложение энергии в тонком слое воздуха у стенок канала приводило к значительному росту давления и температуры в области «плазменного листа»; от приповерхностной зоны по покоящемуся газу распространялись ударные волны, образованные интерференцией множества полуцилиндрических волн от параллельных каналов скользящего разряда. Второй тип разряда – комбинированный: объемный разряд с предионизацией от плазменных листов. В этом случае ударные волны от плазменных листов распространялись по релаксирующей плазме объемного разряда.

При исследованиях взаимодействия плоской ударной волны с зоной импульсного энергоподвода на основе объемного разряда с предионизацией ударно-волновые поля формируются на основе явления распада разрыва на границе газ-плазма либо на основе эволюции плоской ударной волны в неоднородной релаксирующей среде.



Рис.1 Схема двойной теневой лазерной визуализации.

Собрана двойная теневая схема с лазерным источником подсветки, позволяющая одновременно получать теневое изображение определенной стадии быстропротекающего процесса и изображение теневым фоновым методом (Рис.1). Получены изображения последовательных стадий четырех названных процессов. Эволюция течений исследовалась при различном начальном давлении в разрядной камере (Р0=20-80 Торр) и для разных чисел Маха (М=1,5-3). Геометрия эксперимента позволила считать течение квазидвумерным, теневые снимки сравнивались с результатами численного 2D моделирования.

Исследованы пространственно-временные характеристики ударноволновых фронтов (Рис.2). Построены поля смещений и поля плотностей газа для некоторых ударно-волновых конфигураций.



Рис. 2. Движение ударной волны в объемном разряде при Р0=75 Торр

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант 11-08-00297-а).

СТАБИЛИЗАЦИЯ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММИРОВАННОГО СВЧ РАЗРЯДА ГОРЕНИЯ ЖИДКОГО УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА, ИНЖЕКТИРУЕМОГО В КАПЕЛЬНОЙ ФАЗЕ В ДОЗВУКОВОЙ ВОЗДУШНЫЙ ПОТОК

Аспирант Копыл П.В., мл.научн.сотр. Сурконт О.С., профессор Шибков В.М.

Для стационарной работы гиперзвукового прямоточного воздушнореактивного двигателя при использовании для воспламенения воздушноуглеводородных смесей низкотемпературной плазмы необходимо оптимизировать режим инициации разряда, т.е. величину вкладываемой в плазму энергии, длительность и частоту следования импульсов. Это можно осуществить при создании разряда в режиме программированного импульса [1], когда пробой газа и создание плазмы осуществляется с помощью мощного короткого импульса, или пачки коротких мощных импульсов, а поддержание разряда и вклад энергии в плазму происходит в течение длительного маломощного импульса, следующего с некоторой временной задержкой после первого импульса, или после пачки импульсов. В докладе исследуется влияние низкотемпературной нестационарной плазмы программированного разряда на эффективность горения жидкого спирта, инжектируемого в капельной фазе в трансзвуковой $M \sim 1$ воздушный поток.

Для исследования возможности осуществления стабилизации с помощью комбинированного разряда горения жидкого спирта инжектируемого в высокоскоростную воздушную струю, истекающую в затопленное пространство, использовалась экспериментальная установка, включающая в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, электромеханический клапан, систему для создания высокоскоростного потока с секундным массовым расходом воздуха $dm_1/dt = 10-100$ г/с, систему инжекции в высокоскоростной воздушный поток жидкого углеводородного топлива с секундным массовым расходом спирта $dm_2/dt = 0.5-3$ г/с, прямоугольный аэродинамический канал, магнетронный генератор, систему для ввода СВЧ-энергии в камеру, высоковольтный источник питания, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Система синхронизации позволяет вводить воздух и жидкие углеводороды в аэродинамический канал с фиксированными задержками по отношению друг к другу. В данной работе программированный разряд создавался в режиме, когда маломощный импульс включается в течение времени, равном длительности пачки коротких мощных импульсов. Число импульсов N в пачке можно было изменять от 1 до 100, частота повторения импульсов f = 50 Гц. В качестве маломощного импульса накачки использовался электродный разряд постоянного тока, который создавался с помощью источника постоянного тока с выходным напряжением 5 кВ. Разрядный ток мог изменяться от 1 до 20 А. В экспериментах длительность т программированного импульса изменялась от 0.8 до 1.2 с. В качестве жидкого углеводорода использовался технический спирт. Время задержки t₂ подачи жидкого спирта относительно переднего фронта программированного разряда изменялось от 0.2 до 0.3 с. В экспериментах использовался автоматизированный диагностический комплекс, состоящий из оптических рефракционных датчиков, фотоэлектронных умножителей, импульсной теневой установки, системы для измерения проводимости пламени, электрических зондов, термопар, датчиков давления, двухпроводной линии, цифровых монохроматоров, спектрографов, осциллографов, фото и видеокамер.



Рис. 1.

С помощью программированного импульса осуществлена стабилизация горения жидкого спирта на поверхности диэлектрической пластины длиной 10 см, обтекаемой дозвуковой воздушной струей. На рис. 1 представлен общий вид процесса горения жидкого спирта, инжектируемого в воздушную струю, распространяющуюся слева направо. Скорость струи на выходе из канала равна 250 м/с. Рассеяние света от пламени на капельках спирта позволяет визуализировать поток горючего (на фотографии слева). Справа от зоны горения (область яркого белого свечения) вниз по потоку наблюдается слабосветящаяся зона.

На рис. 2 представлена осциллограмма импульса напряжения на разрядном промежутке. Инжекция спирта в трансзвуковой поток начинается спустя 0.3 с после включения разряда. До этого времени наблюдаются сильные осцилляции величины падения напряжения на разряде. После начала инжекции спирта в течение приблизительно 0.15 с сильные колебания напряжения сохраняются, а затем они резко уменьшаются и остаются на низком уровне вплоть до окончания импульса разрядного тока. Следует отметить, что, если инжекция спирта в поток прекращается до момента окончания импульса разрядного тока, то разряд переходит в пульсирующий режим, а колебания напряжения на разрядном промежутке снова резко возрастают. Что касается импульса разрядного тока (рис. 2, сигнал инвертирован и уменьшен в 4 раза), то после 0.45 с величина разрядного тока несколько возрастает, а его пульсации сглаживаются. После начала инжекции спирта испытывает резкий скачок интенсивность интегрального свечения, регистрируемая фотоэлектронным умножителем (рис. 3). Это связано с началом процесса воспламенения спирта. Однако, так же как и при разряде в воздухе в этот период интенсивность свечения нестабильна. После того, как осцилляции напряжения на разрядном промежутке резко уменьшаются, сглаживается и сигнал с фотоэлектронного умножителя. Спустя время 0.3 с (рис. 3) происходит также резкий излом на сигнале, регистрируемом термопарой, расположенной на расстоянии z = 10 см от области горения, при этом скорость нарастания сигнала резко возрастает, что свидетельствует о том, что при горении происходит дополнительное выделение тепла в результате химических реакций. Зная мощность разряда, и изменение сигнала от термопары в результате горения спирта, можно рассчитать какая дополнительная энергия выделяется в условиях эксперимента. В различных реализациях при изменении внешних условий полнота сгорания спирта в условиях программированного разряда в дозвуковом воздушном потоке изменяется в пределах 60-80 %.





Рис. 4.

На рис. 4 представлена динамика развития программированного разряда в дозвуковом воздушном потоке при атмосферном давлении воздуха в камере p = 1 атм, длительности воздушного потока $\tau_1 = 1.5$ с, длительности импульса источника постоянного напряжения $\tau = 0.8$ с, длительности инжекции спирта $\tau_2 = 0.5$ с, время задержки начала впрыска спирта по отношению к моменту создания программированного разряда $t_2 = 0.3$ с, средней мощности разряда постоянного тока $W_2 \approx 11$ кВт, длительности СВЧимпульсов $\tau = 20$ мкс, частоте их следования f = 50 Гц, числе импульсов в пачке N = 40, импульсной мощности $W_1 = 100$ кВт, средней мощности W = 100 Вт. Режим работы высокоскоростной камеры – время экспозиции одного кадра – 4 мкс, временной интервал между кадрами – 200 мкс. Слева – вид сбоку разряда в дозвуковом воздушном потоке. Посредине – переходный процесс воспламенения воздушно-спиртового потока. Справа – стабилизация горения.

Температура газа в условиях программированного разряда без инжекции спирта порядка 800 К (рис. 5), тогда как при воспламенении инжектируемого в поток спирта температура газа резко возрастает и достигает на расстоянии z = 4 см от кончиков электродов T = 1800 К. Концентрация заряженных частиц в пламени при горении жидких углеводородов в условиях программированного разряда измерялась с помощью двойного зонда, установленного вниз по потоку на расстоянии z = 10 см от электродов (рис. 6). В эксперименте использовались симметричные зонды с диаметром зондов 1 мм, длиной рабочей части 10 мм и расстоянием между центрами зондов 5 мм. Концентрация электронов на расстоянии z = 10 см от области горения порядка $n_e \sim 10^9$ см⁻³.



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

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

ГОРЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПОТОКОВ В УСЛОВИЯХ РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО В РЕЖИМЕ ПРОГРАММИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА

Аспирант Копыл П.В., мл.научн.сотр. Сурконт О.С., профессор Шибков В.М., доцент Шибкова Л.В.

Представлены результаты исследований влияния низкотемпературной плазмы комбинированного СВЧ разряда на стабилизацию горения высокоскоростных потоков углеводородного топлива. Экспериментально реализовано стационарное горение высокоскоростного пропан-воздушного потока в различных застойных зонах аэродинамического канала (внутреннее горение), а также пропан-спирт-воздушного потока на поверхности диэлектрической пластины (внешнее горение).

В научной литературе уже в течение нескольких десятилетий обсуждается вопрос о поиске возможных способов эффективного управления процессами горения с помощью различных физических воздействий. Применение газового разряда является одним из таких способов воздействия, приводящих к интенсификации цепного механизма горения углеводородов. На первом этапе влияние низкотемпературной плазмы на кинетику горения газообразного топлива экспериментально исследовалось на примере воспламенения сверхзвукового пропан- воздушного потока с числом Maxa M = 2.

Установка состоит из цилиндрической вакуумной камеры с внутренним диаметром 1 м и длиной 3 м, ресивера высокого давления воздуха, ресивера высокого давления пропана, системы смешения пропана с воздухом, системы создания сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси, аэродинамического канала, системы инжекции в поток жидких углеводородов, разрядной секции, различных генераторов плазмы, импульсного высоковольтного источника питания, системы синхронизации и диагностической системы. Секундный массовый расход воздуха составляет 25-100 г/с, секундный массовый расход пропана изменяется от 1 до 8 г/с, секундный массовый расход спирта меняется от 0.5 до 3 г/с. Основой экспериментальной установки является откачиваемая камера, которая одновременно служит и для создания сверхзвукового потока, и в роли резервуара для выхлопных газов и продуктов горения. Вакуумная система позволяет проводить исследования в широком диапазоне давлений $p = 10^{-3} - 10^3$ Тор.

Комбинированный разряд предложен с целью уменьшения периода индукции и увеличения интенсификации горения высокоскоростного потока углеводородного топлива. Разряд представляет собой комбинацию импульсно-периодического поверхностного СВЧ разряда и разряда постоянного тока, создаваемых в рециркуляционной зоне аэродинамического канала или на поверхности пластины. При этом поверхностный СВЧ разряд служит для нескольких целей. Во-первых, он способствует инициации разряда постоянного тока. Во-вторых, в условиях СВЧ разряда имеет место эффективный вклад энергии в плазму. Это ведет к эффективному созданию активных радикалов, возбужденных и заряженных частиц, а также к интенсивному объемному облучению газового потока ультрафиолетовым излучением. Эти факторы могут приводить к быстрому воспламенению газообразного топлива. Разряд постоянного тока служит для вклада тепловой энергии в газ, и стабилизации горения высокоскоростного потока углеводородного топлива. С целью проверки эффективности комбинированного разряда для его применения в плазменной аэродинамике была разработана и изготовлена лабораторная модель аэродинамического канала с различными застойными зонами, позволяющая проводить исследования процесса горения углеводородного топлива. СВЧ энергия вводилась в канал через диэлектрическую антенну прямоугольного сечения, при этом на ее внешней поверхности создавался импульсно-периодический поверхностный СВЧ разряд. СВЧ мощность, длительность импульса и частота повторения импульсов могли изменяться в широком диапазоне. Использовались различные застойные зоны: обратная ступенька; прямоугольная каверна с различными высотами передней и задней стенок; прямоугольная каверна с наклонной передней стенкой; прямоугольная каверна.



Рис. 1. Рис. 2. Длительность СВЧ импульсов $\tau = 10^{-5}$ с, частоте их следования f = 100 Гц, длительности разряда постоянного тока t = 1 s. Воздушный поток направлен справа налево.

На рис. 1 представлено горение пропан-воздушного потока (M=2), полученное при использовании прямоугольной каверны на широкой стенке аэродинамического канала. Горение пропан-воздушного потока, полученное при использовании прямоугольной каверны с наклонной передней стенкой, созданной на широкой стенке аэродинамического канала, в качестве стабилизатора пламени представлении на рис. 2. Получено, что в условиях комбинированного СВЧ разряда и разряда постоянного тока, создаваемого в прямоугольной каверне, эффективность горения увеличивается по сравнению со случаем создания разряда в застойной зоне в форме обратной ступеньки.

Временной ход давления в аэродинамическом канале с застойной зоной в условиях горения высокоскоростного пропан-воздушного потока представлен на рис. 3. Можно видеть, что после некоторой временной задержки от момента включения комбинированного разряда осуществляется стабилизация горения.



Рис. 3. Временная зависимость давления в аэродинамическом канале с застойной зоной в условиях горения высокоскоростного пропан-воздушного потока при $p_0 = 40$ Тор, $v_{\text{поток}} = 520$ м/с, $\tau_{\text{CBY}} = 30$ мкс, f = 100 Гц, $W_{\text{CBY}} = 55$ кВт, N = 100, $\tau_{\text{DC}} = 1$ с, i = 12 А



Рис. 4. Горение высокоскоростного воздухспирт-пропан потока (бедные смеси) в условиях программированного СВЧ разряда. Эквивалентное отношение относительно расхода спирта меняется от 0.3 (нижняя фотография) до 0.77 (верхняя фотография)



Рис. 5. Временной ход сигнала, регистрируемого термопарой, расположенной вниз по потоку на расстоянии z = 15 см от электродов

Результаты, полученные при изучении внешнего горения пропан-спиртвоздушного потока на диэлектрической пластине в условиях программированного СВЧ разряда, представлены на рис. 4 и рис. 5.

Полученные результаты подтверждают эффективность использования комбинированного СВЧ разряда в плазменной аэродинамике.

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

ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В УСЛОВИЯХ ПРОГРАММИРОВАННОГО СВЧ РАЗРЯДА

Аспирант *Константиновский Р.С.*, профессор Шибков В.М., доцент Шибкова Л.В., зав.лабораторией Битюрин В.А. (ОИВТ РАН)

До недавнего времени в экспериментальных и теоретических исследований, посвященных применению различного типа газовых разрядов для воспламенения горючих смесей, газовый разряд рассматривался только как источник вводимой в систему тепловой энергии. Но различная степень ионизации газа достигается для разных типов газовых разрядов при одной и той же вкладываемой мощности. При этом вкладываемая электрическая энергия различным образом перераспределяется по внутренним степеням свободы молекулярного газа. Это перераспределение в очень сильной степени зависит от приведенного электрического поля, которое, в свою очередь, определяется электродинамикой разряда. Например, для воспламенения высокоскоростного пропан-воздушного потока с числом Maxa M=2 использовался импульсно-периодический поперечный электродный разряд, свободно локализованный безэлектродный СВЧ-разряд и поверхностный СВЧ-разряд. Все эти разряды создавались при использовании одного и того же импульсного источника питания. Зависимость индукционного периода от приведенного электрического поля для этих условий показана на рис. 1.

Воспламенение пропан-воздушной смеси с помощью поверхностного СВЧ-разряда имеет место уже при длительности импульса $\tau = 5-20$ мкс, тогда как при тех же условиях импульсно-периодический поперечный электродный разряд приводит к воспламенению только при $\tau \ge 150-200$ мкс. Это подтверждает, что в плазме СВЧ-разряда нарабатывается больше заряженных и активных частиц, чем в плазме импульсно-периодического поперечного электродного разряда. Следовательно, необходимо в деталях исследовать влияние заряженных и возбужденных час-

тиц на уменьшение задержки воспламенения и на увеличение полноты сгорания пропан-воздушной смеси.

Для выявления механизма, приводящего к воспламенению сверхзвукового пропан-воздушного потока, была разработана математическая модель, позволяющая моделировать процесс автовоспламенения пропанвоздушной смеси при пристеночном выделении тепла, а также рассчитывать процесс плазменно-стимулированного горения. На основе кинетической модели горения в условиях неравновесной плазмы программированного СВЧ-разряда при учете влияния электрического поля на процессы диссоциации молекул и наработку активных радикалов, возбужденных и заряженных частиц проведено математическое моделирование плазменностимулированного воспламенения пропан-воздушной смеси.



Рис. 1. Зависимость периода индукции от приведенного электрического поля. Высокоскоростной пропан-воздушный поток с числом Маха потока M = 2. DC – электродный разряд постоянного тока; TPPED – поперечный импульсно-периодический электродный разряд; FLMWD – свободно локализованный CBЧ-разряд; SMWD – поверхностный CBЧ-разряд. Расчёт 1 – самостоятельный пробой, расчёт 2 – после пробоя CBЧ-импульсом с E/N = 150 Td, $\tau = 1.3$ мкс.

Помимо данных эксперимента, на рис. 1 представлены результаты расчёта зависимости времени индукции пропан-воздушной смеси от приведённого поля в случае самостоятельного разряда и предварительного пробоя газа СВЧ-импульсом с приведённым полем 150 Td. При этом длительность импульса задавалась 1,3 мкс, что приводило к увеличению концентрации электронов до 10^{12} см⁻³. Видно, что в этом случае разряд существует, однако при полях меньше 130 Td самостоятельного пробоя не происходит.

Результаты выполненных экспериментальных исследований и данные математического моделирования позволяют сделать вывод о том, что низкотемпературная неравновесная газоразрядная плазма микроволновых разрядов является перспективным средством для инициирования воспламенения, а использование программированного режима создания разряда эффективно для поддержания стационарного горения сверхзвуковых потоков углеводородного топлива.

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

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция «Оптика и лазерная физика»

ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГУМИНОВЫХ ВЕЩЕСТВ Пацаева С.В	4
СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Ca _{1-x} Sr _x F ₂ (0 <x<1), активированных="" ионами="" трехвалентными="" церия<br="">Бежанов В.А., Каримов Д.Н., Колобанов В.Н.</x<1),>	3
ДВА МЕТОДА НАХОЖДЕНИЯ КООРДИНАТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРОВ КВАДРАТИЧНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ОДНОМЕРНО НЕОДНОРОДНОЙ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ Голубков А.А., Макаров В.А	5
ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУР И ГРАНИЦ РАЗДЕЛА МЕТОДОМ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ Майдыковский А.И.	8
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ Lu _x Y _{1-x} BO ₃ :Eu ³⁺ Михайлин В.В., Левушкина В.С., Спасский Д.А., Заднепровский Б.И., Третьякова М.С	21
РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ ШИРОКОЗОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ Михайлин В.В., Спасский Д.А 2	24
Подсекция «Радиофизика, физическая электроника и акустика»	
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ СОНОГРАФИЧЕСКОГО АНАЛИЗА С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ И ПРОСТРАНСТ- ВЕННОГО РАЗДЕЛЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ИСТОЧНИКОВ НА АКВАТОРИИ	-
Гордиенко В.А., Некрасов В.Н., Краснописцев Н.В., Торопов В.Н 2	26

НОВЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ АВТОКОЛЛИМИРОВАННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ	
ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ	
Можаев В.Г., Козлов А.В.	34
ПЬЕЗОКВАРЦЕВЫЙ СЕНСОР С МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫМ СЛОЕМ	
Алешин Ю.К., Васильев А.Б., Чоба М.А.	38

АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАВЛЕНИЯ И КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ДЕКАНА В ПОРАХ СИНТЕТИЧЕСКОГО ОПАЛА Великоруссов П.В. Чарная Е.В. Шевченко Е.В.	39
АКУСТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ КОРПУСКУЛЯРНЫХ И ГУБЧАТЫХ СТЕКЛЯННЫХ МАТРИЦ Борисов Б.Ф., Великоруссов П.В., Шевченко Е.В.	41
СЕГНЕТОЭЛАСТИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В НАНОЧАСТИЦАХ КРИ- СТАЛЛА LiCsSO4, ВНЕДРЕННЫХ В ПОРЫ МОЛЕКУЛЯРНОГО СИТА МСМ-41 Борисов Б.Ф., Пирозерский А Л., Столбова А.В., Чарная Е.В	43
УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ ПУЧКИ В ЗАДАЧАХ НЕИНВАЗИВНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВО ХИРУРГИИ Хохиора В. А. Юниашер П. В. Шменера С. М. Цисари С. А. Саножникор О. А.)Й 46
ПУЧКОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В КОНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ ВБЛИЗИ ПОЛОСЫ НЕПРОЗРАЧНОСТИ Карташов И.Н., Кузелев М.В.	49
СРАВНЕНИЕ МЕТОДИК РАСЧЁТА ГРАВИТАЦИОННОЙ ПОСТОЯННОЙ G ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ ПЕРИОДОВ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ КРУТИЛЬНЫХ ВЕСОВ Шахпаронов В.М.	51
ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА НАСЫЩЕНИЯ ЯРКОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ПЛОТНОМ ГАЗЕ Юсупалиев У.	55
Подсекция «Физика конденсированного состояния и физика полупроводников»	»
НЕМОНОТОННОЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ ИНДИЯ В ФОЛЬГАХ СПЛАВА Pd-In-Ru-H В ПРОЦЕССЕ РЕЛАКСАЦИИ Авдюхина В.М., Акимова О.В., Левин И.С., Ревкевич Г.П.	68
ДВОЙНИКОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА И ЭФФЕКТ ПАМЯТИ ФОРМЬ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА Птицын А.Г., Хунджуа А.Г.	Ы 71
МАГНИТНЫЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ Ni-Mn-In Казаков А.П., Прудников В.Н., Грановский А.Б., Прудникова М.В., Лубенко И С. Али Н	73
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕХНОЛОГИЙ АТОМАРНЫХ ВЗРЫВОВ Кузьмин Р.Н., Макарова А.П., Мискинова Н.А., Швилкин Б.Н	76
СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМОПОДОБНЫХ СРЕДАХ Кузьменков Л.С., Андреев П.А.	80

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ ПАРАБЕНЗОХИНОНА НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ Антропов И.М., Семисалова А.С., Козлов С.Н., Константинова Е.А., Перов Н.С 82
ВЛИЯНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОГО МЕТАЛЛА НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ СТРУК- ТУР НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ К МОЛЕКУЛАМ УГЛЕВОДОРОДОВ Антропов И.М., Демидович Г.Б., Козлов С.Н
ОСОБЕННОСТИ ОДНО- И ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСНОГО ЭКСИТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS Козлова М.В., Днепровский В.С., Жуков Е.А
ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ЛЬДОМ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ПЛАВЛЕНИЯ Силонов В.М., Чубаров В.В

Подсекция «Биохимическая и медицинская физика»

КОСМОФИЗИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ В СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССАХ Шноль С.Э	94
МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЧИСЛА СВОБОДНЫХ РАДИКАЛОВ В КЛЕТКЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАДИАЦИИ Василенко О.И., Петрунькин Г.В.	3 . 97
НЕКОТОРЫЕ МЕДИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ РАДИАЦИИ В ИНФРАЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ НА ОРГА- НИЗМ Гордиенко Т.В., Гончаренко Б.И., Гордиенко В.А.	. 99
КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ Осминкина Л.А., Гонгальский М.Б., Тимошенко В.Ю 1	103
МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОЗНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ, ПОЛУЧАЕМЫХ НА УСТАНОВКАХ ДЛЯ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОЙ ХИРУРГИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РАЗМЕРАХ КОЛЛИМАТОРОВ. Осипов А.С., Белоусов А.В 1	112
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕР НАПЕРСТКОВОГО ТИПА ПРИ ФОТОННОЙ ТЕРАПИИ Белоусов А.В., Осипов А.С., Черняев А.П 1	Ы 116
ВОЗМОЖНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ И РАДИОСПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ Макуренков А.М., Петрова Г.П., Берловская Е.Е., Федорова К.В., Папиш Е.А 1	} 118
ОСОБЕННОСТИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПОДВИЖНОСТИ ФЕРМЕНТА ПЕПСИНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАЗЛИЧНЫХ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ Чжан Сяолэй, Петрова Г. П	3 122
Подсекция «Теоретическая и математическая физика»

АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ Николаев П.Н	. 126
МЕТОД КВАНТОВОЙ ГИДРОДИНАМИКИ ДЛЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО КОНДЕНСАТА БОЗЕ–ЭЙНШТЕЙНА Кузьменков Л.С., Андреев П.А	128
О СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКОМ НЕЛИНЕЙНОМ УРАВНЕНИИ ШРЕДИНГЕРА Кузьменков Л.С., Андреев П.А., Иванов А.Ю.	131
ГЕНЕРАЦИИ ФЕРМИОННОЙ МАССЫ С УЧАСТИЕМ КАЛУЦА-КЛЕЙНОВСКИ ФЕРМИОНОВ В МОДЕЛИ С 2+1 ИЗМЕРЕНИЯМИ ПОД ВЛИЯНИЕМ КАЛИБРОВОЧНОГО ПОЛЯ Жуковский В.Ч., Степанов Е.А	X . 134
ЛОКАЛИЗАЦИЯ СОБСТВЕННЫХ ФУНКЦИЙ ОПЕРАТОРА ЛАПЛАСА В НЕРЕГУЛЯРНЫХ ОБЛАСТЯХ Делицын А.Л	. 137
ДИСКРЕТНЫЕ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ МОДЕЛИ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОГО ТРАФИКА Постников Н.С., Сухарева Н.А.	D 138
НАЧАЛЬНО-КРАЕВАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОГО ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ С КРАТНЫМИ КОРНЯМИ ВЫРОЖДЕННО УРАВНЕНИЯ Бутузов В.Ф., Бычков А.И	ГО . 141
СТАЦИОНАРНЫЕ И ДВИЖУЩИЕСЯ ВНУТРЕННИЕ СЛОИ В НЕЛОКАЛЬНОЙ ЗАДАЧЕ «АКТИВАТОР-ИНГИБИТОР» С АДВЕКЦИЕЙ Нефедов Н.Н., Никитин А.Г	. 143
РАЗРУШЕНИЕ В НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЯХ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО И ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ТИПОВ Корпусов М.О.	. 143
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ С НЕГЛАДКОЙ ГРАНИЦЕЙ Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е., Ерохин А.И.	. 144
МЕРИДИОНАЛЬНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ В ДИНАМО ПАРКЕРА Попова Е.П., Соколов Д.Д	146
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОПРОЦЕССОРНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ РЕШЕНИЯ МНОГОМЕРНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ	140
лукьянснко д.б.	149

Подсекция «Методика преподавания»

ВОЗМОЖНО ЛИ ВОЗРОЖДЕНИЕ КАЧЕСТВЕННОЙ ФИЗИКИ: МЕРЦАЮЩИЙ ЭФИР И СУТЬ СВЕТА? Шака Ю Р	152
щека Ю.В.	132
СПЕЦИФИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ СТУДЕНТАМ ПСИХОЛОГАМ Гордиенко Т.В., Черняев А.П.	155
ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ В СРЕДНЕЙ ШКОЛЕ НА ПРИМЕРЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО И ТЕОРЕТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ЭЙЛЕРА С ВРАЩАЮЩИМСЯ ДИСКОМ Рыжиков С.Б.	156
О РАБОТЕ ЦЕНТРА КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ОБРАЗОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА Трухин В.И., Ишханов Б.С., Терентьев М.А.	159
КОМПЬЮТЕРНЫЕ ТЕСТЫ ПО МЕХАНИКЕ. ПЕРВЫЕ ИТОГИ Иванов В.Ю., Полякова И.Б., ст. Терентьев М.А	162
ТЕСТ ПЕРЕД ЭКЗАМЕНОМ ПО ФИЗИКЕ (МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА) Полякова И.Б., Иванов В.Ю.	165
МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВНЕДРЕНИЯ IPv6 ТЕХНОЛОГИЙ Жалдыбин Д.А., Сухарева Н.А	168
ОЛИМПИАДЫ ПО ФИЗИКЕ В МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА: ОПЫТ, ПРОБЛЕМЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ Аксенов В.Н., Бербенева Н.А., Макаров В.А., Парфенов К.В., Якута А.А	170
НОВОЕ УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ «ФИЗИКА» ДЛЯ СТУДЕНТОВ ЕСТЕСТВЕННОНАУЧНЫХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ Неделько В.И., Хунджуа А.Г.	162
НОВЫЕ УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ ШКОЛЬНИКОВ К ОЛИМПИА ДАМ ПО ФИЗИКЕ И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ПРОФИЛЬНЫМ ВСТУПИТЕЛЬНЫМ ИСПЫТАНИЯМ В МГУ ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА Вишнякова Е.А., Зинковский В.И., Макаров В.А., Семёнов М.В., Черепецкая Е.Б., Чесноков С.С., Якута А.А.	\- 165

Подсекция « Науки о Земле»

СЛОВО О М.В. ЛОМОНОСОВЕ, КАК ИССЛЕДОВАТЕЛЕ «НЕДРА ЗЕМНОГО»	
Петрунин Г.И. 18	80
МЕХАНИЗМ АКТИВНОЙ ЖИЗНИ ЗЕМЛИ И ДРУГИХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ: ПРИЛОЖЕНИЯ В НАУКАХ О ЗЕМЛЕ И СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ	
Баркин Ю.В	85

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В ОКЕАНЕ Доценко С. Ф., Шелковников Н. К.	193
ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЙ В ПРЕСНЫХ ВОДОЕМАХ ВЕСНОЙ В ПЕРИОД ОСВОБОЖДЕНИЯ ИХ ОТО ЛЬДА Блохина Н.С., Орданович А.Е	196
СРАВИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ АЭС И УГОЛЬНЫХ ТЭС Старкова М.В., Гордиенко В.А., Брыкин С.Н., Кузин Р.Е., Серебряков И.С.	199
ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ РОЕВОЙ АКТИВНОСТИ Потанина М., Смирнов В., Пономарев А. Бернар П	203
ВЫДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ ПОВЫШЕННОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ КИТА Воронина Е.В.	АЯ 206
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ТОРОИДАЛЬНЬ ВИХРЕЙ Юсупалиев У., Кузьмин Р.Н., Савенкова Н.П., Трощиев Ю.В., Шутеев С.А., Складчиков С.А., Винке Е.Э.	IX 209
МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ В КОНТИНЕНТАЛЬНОЙ ЛИТОСФЕРЕ С «ВЛАЖНЫМ» АМФИБОЛОСОДЕРЖАЩИМ НИЖНИМ СЛОЕМ ЗЕМНОЙ КОРЫ Попов В.Г., Петрунин Г.И.	217
ВЛИЯНИЕ ОКИСЛЕНИЯ ТИТАНОМАГНЕТИТА БАЗАЛЬТОВ НА ПАЛЕОМАГ- НИТНУЮ ИНФОРМАТИВНОСТЬ ИХ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ Максимочкин В.И.	220
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ГРАДИЕНТНЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ ТЕПЛА С ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ Плаксина Ю.Ю., Аксенов В.Н., Андреев Е.Г., Уваров А.В.	224
Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»	
ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ МОЛЕКУЛЫ СN В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА Григорьян Г.М., Печенкина О.С.	228
ТЕРМОДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПРИСТЕНОЧНЫМ СЛОЕМ, НАГРЕТЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ РАЗРЯДОМ Коротеева Е.Ю., Знаменская И.А., Иванов И.Э.	230
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЦЕЗИЯ В ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ Благонравов Л.А, Соболева А.В.	233

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГООБМЕНА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ВОДА – ВОЗДУХ: ТЕНЕВОЙ ФОНОВЫЙ МЕТОЛ И ЧИСЛЕННОЕ МОЛЕЛИРОВАНИЕ
Уваров А.В., Винниченко Н.А., Плаксина Ю.Ю
КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ ПРОЦЕССАХ ЭНЕРГОПОДВОДА В ГАЗЕ Знаменская И.А. Мурсенкова И.В. Сысоев Н.Н. Цзинь Ц. 237
СТАБИЛИЗАЦИЯ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММИРОВАННОГО СВЧ РАЗРЯДА ГОРЕНИЯ ЖИДКОГО УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА, ИНЖЕКТИРУЕМОГО В КАПЕЛЬНОЙ ФАЗЕ В ЛОЗВУКОВОЙ ВОЗЛУШНЫЙ ПОТОК
Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М
ГОРЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПОТОКОВ В УСЛОВИЯХ РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО В РЕЖИМЕ ПРОГРАММИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА
Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В
ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В УСЛОВИЯХ ПРОГРАММИРОВАННОГО СВЧ РАЗРЯДА
Константиновский Р.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В., В.А.Битюрин 246