РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУК
ОТДЕЛЕНИЕ ПРОБЛЕМ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ, НАНОФИЗИКИ И ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

РЭНСИТ:

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА. НАНОСИСТЕМЫ. ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ.

2017, том 9, № 1

ОСНОВАН В 2009 г. - печатное издание
С 2014 г. - печатное и сетевое издание
ВЫХОДИТ ДВА РАЗА В ГОД
МОСКВА

Главный редактор
Грачёв В.И.
grachev@cplire.ru
Зам. гл. редактора
Илюшин А.С.
Зам. гл. редактора
Губин С.П.
Ответственный секретарь
Беляев Р.В.
belyaev@cplire.ru

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Андреев А.В.
Баришполец В.А.
Бецкий О.В.
Бушуев В.А.
Дмитриев А.С.
Илюшин Я.А.
Козарь А.В.
Колесов В.В.
Корнилова А.А.
Макаров В.А.
Панас А.И.
Петров И.Б.
Русаков В.С.
Сигов А.С.
Силонов В.М.
Солдатов Е.С.
Фетисов Ю.К.
Черепенин В.А.
Верона Э. (Италия)
Кавазое Е. (Япония)
Кадыржанов К.К. (Казахстан)
Мак Кен Питер Пауль (США)
Сангаа Дэлег (Монголия)
Скиртач А. (Бельгия)
Ушпурас Е.В. (Литовская Республика)
Энхтор Л. (Монголия)

ISSN 2218-3000
Журнал зарегистрирован в Министерстве связи и массовых коммуникаций Российской Федерации. Свидетельство ПИ №ФС77-38976 от 02.03.2010 г.

Все права защищены. Никакая часть этого издания не может быть репродуцирована в какой-либо форме без письменного разрешения издателя.

©РАЕН 2017

АДРЕС РЕДАКЦИИ:
125009 МОСКВА, РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ,
ул. Моховая, 11, корп. 7, к. 218-219,
тел. +7 495 629 3368, факс 495 629 3678 Грачеву В.И.
Отпечатано в типографии "Тверской Печатный Двор",
170518 Тверская область, Калининский район, с. Никольское, д. 26.

СОДЕРЖАНИЕ

ОТ РЕДАКЦИИ

НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ПРОГНОЗ
Грачев В.И., Губин С.П 3

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

LENR В РОССИИ
Рухадзе А.А., Грачев В.И. 5

ГАРМОНИЧЕСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР И СВЯЗАННЫЕ С НИМ СОСТОЯНИЯ С БОЛЬШИМ ЗНАЧЕНИЕМ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ
Андреев В.А. 8

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ РЕАЛИЗАЦИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ
Высоцкий В.И., Высоцкий М.В. 21

О МЕХАНИЗМАХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕРНО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
Тимашев С.Ф. 37

СИНТЕЗ И ТРАНСМУТАЦИЯ СТАБИЛЬНЫХ И РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ В БИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ
Корнилова А.А, Высоцкий В.И. 52

НЕЛИНЕЙНОЕ ТУШЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ СОЛЕЙ НУКЛИДОВ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ
Андреев С.Н., Шафеев Г.А. 65

НИКЕЛЬ-ВОДОРОДНЫЕ РЕАКТОРЫ: ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ, ИЗОТОПНЫЙ И ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ ТОПЛИВА
Пархомов А.Г., Алабин К.А., Андреев С.Н., Забавин С.Н., Соболев А.Г., Тимербулатов Т.Р. 74

МНОГОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В КОНДЕНСИРОВАННОМ ГЕЛИИ
Мышинский Г.В. 94

ПЕРЕХОД ВИСМУТА В СВИНЕЦ В ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ
Балакирев В.Ф., Крымский В.В., Плотникова Н.В. 106

РОССИЙСКАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ХОЛОДНОЙ ТРАНСМУТАЦИИ ЯДЕР, 1993-2017
Бажутов Ю.Н. 113

СЕМИНАР "ХОЛОДНЫЙ ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ И ШАРОВАЯ МОЛНИЯ" В РУДН
Самсоненко Н.В. 116

PERSONALIA

ДЕВЯТКОВ НИКОЛАЙ ДМИТРИЕВИЧ (к 110-летию со дня рождения) 118

ГУБИН СЕРГЕЙ ПАВЛОВИЧ (к 80-летию со дня рождения) 120

БУШУЕВ ВЛАДИМИР АЛЕКСЕЕВИЧ (к 70-летию со дня рождения) 122

РУСАКОВ ВЯЧЕСЛАВ СЕРАФИМОВИЧ (к 70-летию со дня рождения) 124

ХРОНИКА

ГРАФЕНИКА. РОССИЙСКИЙ СЕМИНАР С.П. ГУБИНА (МОСКВА)
Буслаева Е.Ю. 126

ВТОРАЯ РОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ "ГРАФЕН - МОЛЕКУЛА И 2D-КРИСТАЛЛ" (Новосибирск, 7-11.08.2017) 128

CONTENTS

FROM THE EDITOR

SCIENTIFIC-TECHNOLOGICAL FORECASTING
Vladimir I. Grachev, Sergey P. Gubin 3

NUCLEAR PHYSICS

LENR IN RUSSIA
Anri A. Rukhadze, Vladimir I. Grachev..... 5

HARMONIC OSCILLATOR AND RELATED STATES WITH LARGE VALUE OF UNCERTAINTY
Vladimir A. Andreev 8

UNIVERSAL MECHANISM OF REALIZATION OF NUCLEAR REACTIONS AT LOW ENERGY
Vladimir I. Vysotskii, Mikhail V. Vysotskyy 21

ON MECHANISMS OF LOW-ENERGY NUCLEAR-CHEMICAL PROCESSES
Serge F. Timashev 37

SYNTHESIS AND TRANSMUTATION OF STABLE AND RADIOACTIVE ISOTOPES IN BIOLOGICAL SYSTEMS
Alla A. Kornilova, Vladimir I. Vysotskii 52

NONLINEAR QUENCHING OF THE RADIOACTIVITY OF AQUEOUS SOLUTIONS OF SALTS OF NUCLIDES BY LASER ABLATION OF NANOPARTICLES OF METALS
Stepan N. Andreev, George A. Shafeev 65

NICKEL-HYDROGEN REACTORS: HEAT GENERATION, ISOTOPIC AND ELEMENTAL COMPOSITION OF FUEL
Alexander G. Parkhomov, Kirill A. Alabin, Stepan N. Andreev, Sergey N. Zabavin, Alexander G. Sobolev, Timur R. Timerbulatov 74

MULTINUCLEAR REACTIONS IN CONDENSED HELIUM
Gennady V. Mishinsky 94

TRANSITION OF BISMUTH TO LEAD IN THE PULSE ELECTROMAGNETIC FIELD
Vladimir F. Balakirev, Valeriy V. Krymsky, Nataliya V. Plotnikova 106

RUSSIAN SCIENTIFIC CONFERENCE ON COLD TRANSMUTATION OF NUCLEI, 1993-2017
Yuri N. Bazhutov 113

SEMINAR ON COLD FUSION AND FIREBALL IN RUDN
Nikolay V. Samsonenko 116

PERSONALIA

NIKOLAY D. DEVYATKOV (to 110 anniversary of birth) 118

SERGEY P. GUBIN (to 80 anniversary of birth) 120

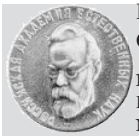
VLADIMIR A. BUSHUEV (to 70 anniversary of birth) 122

VYACHESLAV S. RUSAKOV (to 70 anniversary of birth) 124

CHRONICLE

GRAFENIKA [GRAPHENICS].
RUSSIAN GUBIN'S SEMINAR (MOSCOW)
Elena Yu. Buslaeva 126

SECOND RUSSIAN CONFERENCE "GRAPHENE – MOLECULE AND 2D CRYSTAL" (Novosibirsk, 7-11.08.2017) 128



RUSSIAN ACADEMY OF NATURAL SCIENCES

DEPARTMENT OF RADIOELECTRONICS, NANOPHYSICS AND INFORMATION TECHNOLOGIES PROBLEMS

RENSIT:

RADIOELECTRONICS. NANOSYSTEMS. INFORMATION TECHNOLOGIES.

2017, VOL. 9, № 1

FOUNDED IN 2009
2 ISSUES PER YEAR
MOSCOW

Editor-in-Chief
VLADIMIR I. GRACHEV
grachev@cplire.ru
Deputy Chief
ALEXANDER S. ILYUSHIN
Deputy Chief
SERGEY P. GUBIN
Executive Secretary
ROSTISLAV V. BELYAEV
belyaev@cplire.ru

EDITORIAL BOARD
Anatoly V. Andreev
Vitaly A. Barishpolets
Oleg V. Betzkiy
Vladimir A. Bushuev
Vladimir A. Cherepenin
Alexander S. Dmitriev
Yuri K. Fetisov
Yaroslav A. Ilyushin
Anatoly V. Kozar
Vladimir V. Kolesov
Albina A. Kornilova
Vladimir A. Makarov
Andrey I. Panas
Igor B. Petrov
Vyacheslav S. Rusakov
Alexander S. Sigov
Valentine M. Silonov
Eugeny S. Soldatov
Lkhamsuren Enkhtor (Mongolia)
Yoshiyuki Kawazoe (Japan)
Kayrat K. Kadyrzhanov (Kazakhstan)
Peter Paul Mac Kenn (USA)
Deleg Sangaa (Mongolia)
Andre Skirtach (Belgium)
Enrico Verona (Italy)
Eugeny V. Ushpuras (Republic of Lithuania)

ISSN 2414-1267

The journal on-line is registered by the Ministry of Telecom and Mass Cjmmunications of the Russian Federation. Certificate El. no. FS77-60275 on 19.12.2014

All rights reserved. No part of this publication may be reproduced in any form or by any means without permission in writing from the publisher.

©RANS 2017

EDITORIAL BOARD ADDRESS
218-219 of., 7 b., 11, Mokhovaya str., 125009 MOSCOW, RUSSIAN FEDERATION,
TEL. +7 495 629 3368
FAX +7 495 629 3678 FOR GRACHEV

НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ

Грачев В.И.
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, Российская академия наук, http://cplire.ru
Москва 125009, Российская Федерация
Главный редактор журнала "Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии" (РЭНСИТ)
grachev@cplire.ru

Губин С.П.
Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова, Российская академия наук, http://www.igic.ras.ru
Москва 117901, Российская Федерация
Заместитель главного редактора журнала РЭНСИТ
gubin@igic.ras.ru

Поступила в редакцию 14.06.2017

Редакция журнала РЭНСИТ анонсирует один из важнейших принципов издательской политики журнала – публикацию материалов исследований, имеющих характер научно-технологического прогнозирования. В качестве первого опыта таких публикаций в настоящем выпуске журнала представлена серия статей об исследованиях низкоэнергетических ядерных реакций (LENR) в России.

Ключевые слова: **научно-технологическое прогнозирование, низкоэнергетические ядерные реакции**
УДК 001.18

Предлагаемый вниманию читателей выпуск журнала – тематический. Но это не просто подборка статей с определённой направленностью исследований. Мы полагаем, что представленный материал может служить основой для дальнодействующего научно-технологического прогноза развития энергетики в будущем.

Слово «прогноз» в буквальном переводе с греческого означает «перед знанием», т.е. до того, как появится реальное знание (наблюдение) предмета или явления, до того, как событие наступит. В русском языке синонимами прогноза служат слова "предвидение, предсказание".

Инновационная деятельность, о которой так много говорят в последнее время, требует наличия научно-технологического прогноза развития как общества в целом, так и отдельных его частей. Разработаны и используются ряд приемов и методов, позволяющих с той или иной долей вероятности предсказывать развитие отдельных областей человеческой деятельности. Это, по существу, разновидность экстраполяции. Такой прогноз позволяет вкладывать всегда ограниченные средства (ресурсы) в развитие отдельных областей на достаточно ограниченный временной срок в надежде получить эффективный результат.

Широкий, но всё равно «догоризонтный» прогноз обычно звучит примерно так. «Новая технологическая революция в … на рубеже 20…–20… годов приведет к созданию ... Задачи, которые будут решаться одним ведомством, окажутся актуальны и для других областей. Типичный подход экспертов и управленцев: необходимо выработать «дорожную карту», применимую для как можно более широкого круга реципиентов из высокотехнологичных отраслей. В результате можно будет обеспечить концентрацию ресурсов и развитие центров компетенций...».

Иными словами – это работа «до горизонта». Существуют методы, позволяющие подняться «повыше» и тем самым отодвинуть линию горизонта, но выйти за пределы горизонта такие методы, как правило, не позволяют.

По нашему мнению, наибольший интерес представляет то, что находится именно за горизонтом. Для такого «загоризонтного» прогнозирования необходимы глубочайшие знания и нестандартное мышление плюс интуиция. Такое, как правило, не под силу одному человеку, а вот группа людей с нестандартно-критическим мышлением, как показывает опыт, позволяет осуществить такое загоризонтное прогнозирование.

Научно-технологический прогноз – это форма познания будущего, это особый вид научной деятельности. Тот прогноз, о котором здесь идет речь – это прогноз явления. Такой научно-технологический прогноз по определению должен быть вневедомственным, междисциплинарным.

Но при этом возникает проблема – как пройти между Сциллой огромного массива научно-фантастической литературы с одной стороны и Харибдой так называемой «лженауки» – с другой. Главное условие успеха – состав участников прогноза. Это должны быть высококвалифицированные специалисты, которые наряду с глубокими знаниями в той или иной области, обладают способностью широкого видения, умением выйти за рамки своего узкого направления.

В этом выпуске журнала мы делаем попытку реализовать такой подход и представить научно-технологический прогноз в области энергетики будущего – самой острой проблемы человечества. Наши авторы в своих статьях убедительно демонстрируют перспективность низкоэнергетических ядерных реакций в качестве источника энергии и метода получения стабильных изотопов. При интенсивном развитии работ в этом направлении можно будет выйти на принципиально иной уровень развития энергетики.

О качестве и значимости того, что получилось из нашей попытки – судить не нам. Мы будем признательны всем, кто захочет высказать свое мнение в той или иной форме по проблемам, затронутым в данном выпуске журнала.

Какова отдача от такого прогноза? Каковы возможные последствия его использования? Кто должен его воспринять? Кому он адресован?

На эти вопросы сейчас трудно дать ответы. В случае обычных ведомственных прогнозов такой адресат всегда есть – это соответствующие управленческие структуры. Вероятным потребителем представленного здесь прогноза должны быть структуры стратегического планирования. В какой мере взаимодействие с ними окажется плодотворным покажет время.

Публикациями в настоящем номере журнала мы надеемся открыть (начать) публикации серии материалов по различным аспектам междисциплинарного научно-технологического прогнозирования. Мы надеемся, что читатели примут активное участие в обсуждении поднятых в настоящем выпуске журнала вопросов, выскажут свои критические замечания и предложения по дальнейшему развитию данной темы. Если потребуется, мы готовы открыть в следующих выпусках журналах специальный дискуссионный раздел. Что касается поднятой в данном выпуске журнала темы холодной трансформации химических элементов («холодного термояда», по хлесткому выражению журналистов), то мы ни минуты не сомневаемся, что если хотя бы сотая доля из того, что здесь изложено, – реально, то это сможет обеспечить человечество энергией на многие столетия вперед.

Грачев Владимир Иванович
член-корреспондент РАЕН
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия
grachev@cplire.ru.

Губин Сергей Павлович
д.х.н., проф., академик РАЕН
Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН
31, Ленинский просп., Москва 119991, Россия
gubin@igic.ras.ru.

SCIENTIFIC-TECHNOLOGICAL FORECASTING

Vladimir I. Grachev
Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, http://www.cplire.ru
Moscow 125009, Russian Federation
Editor-in-Chief of journal "Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies" (RENSIT)
grachev@cplire.ru
Sergey P. Gubin
Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry, Russian Academy of Sciences, http://www.igic.ras.ru
Moscow 119991, Russian Federation
Deputy Chief of journal RENSIT
gubin@igic.ras.ru

Abstract. **The editorial board of the journal RENSIT announces one of the most important principles of publishing policy of the journal is the publication of the materials researches having the character of scientific-technological forecasting. As a first experience of such publications in the present issue of the journal a series of articles on researches into low energy nuclear reactions (LENR) in Russia is represented.**

Keywords: **scientific-technological forecasting, low energy nuclear reactions**
УДК 001.18
Received 20.06.2017
RENSIT, 2017, 9(1):3-4
DOI: 10.17725/rensit.2017.09.003

LENR В РОССИИ

[1]Рухадзе А.А., [2]Грачев В.И.

[1]Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Российская академия наук, http://www.gpi.ru
Москва 119991, Российская Федерация

[2]Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, Российская академия наук, http://cplire.ru
Москва 125009, Российская Федерация

Поступила 20.06 2017

Представлена информация об исследованиях низкоэнергетических ядерных реакций, проводимых в России. Показано большое разнообразие методических подходов, что характерно для российских исследований в этой области. Перечислены наиболее яркие эксперименты, отмечена проблема низкой воспроизводимости их результатов. Приведены также основные теоретические работы, иллюстрирующие попытки интерпретации известных экспериментальных результатов. Сформулировано возможное на настоящий момент понимание низкоэнергетических ядерных реакций как коллективных ядерных превращений, протекающих при энергиях, недопустимо низких для термоядерных реакций и дающих изменение изотопного состава и большое тепловыделение при полном отсутствии остаточной радиоактивности.

Ключевые слова: **холодная трансформация ядер, разнообразие методических подходов, воспроизводимость экспериментальных результатов, попытки теоретической интерпретации**

УДК 530.145, 539.17

Содержание

1. **Введение (4)**
2. **LENR в России (5)**
3. **Публикации этого номера (5)**
4. **Заключение (6)**

Литература (6)

1. ВВЕДЕНИЕ

С первых шагов ядерной физики ее развитие складывалось, в целом, в двух направлениях – высоко- и низкоэнергетическом. Э. Резерфорд (1871-1937), «отец» ядерной физики, открывший (1919) искусственную «трансмутацию элементов» – ядер ($^{14}_{7}N + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H$, [1, 2]) быстрыми альфа-частицами воспринимал эту «современную алхимию» как область высокоэнергетических процессов, открывающую эру ядерной энергетики. Имевшиеся к тому времени работы по ядерным превращениям стабильных изотопов в естественных условиях, и прежде всего получение американскими химиками К. Айрионом и Дж. Вэндтом (1922) гелия при альфа-распаде вольфрама, индуцированного электровзрывом [3], Резерфорд объявил ошибкой [4]. После чего низкоэнергетическая («холодная») трансмутация ядер на долгие годы оказалась «лженаукой».

Тем не менее сообщения об исследованиях низкоэнергетических ядерных реакций изредка появлялись. В том числе, кроме прочих, известная лекция 1956 г. о термоядерных реакциях в газовом разряде И.В. Курчатова [5] в Харуэлле (Англия), пузырьковый термояд Е.И. Забабахина [6], а также первый в мире реактор LENR 1957 г. московского конструктора И.С. Филимоненко, генерирующий избыточное тепловыделение в системе "палладий-дейтерий" [7]. А после публикации в 1989 году М. Флейшмана и С. Понса (США) в Journal of Electroanalytical Chemistry [8] и их интервью на пресс-конференции 23 марта 1989 г., опубликованном в газете "Financial Times", в которых они заявили, что возможно создание энергетического источника промышленных масштабов на основе слияния ядер тяжелого водорода при комнатной температуре, такие исследования широко развернулись во многих лабораториях мира под хлестким названием «холодный ядерный синтез, Cold Fusion», придуманным журналистами. Появились генераторы JET-MIT “NANOR” (МТИ, США), Паттерсона (США), Майера (США), Й. Арата (Япония), Yasuhiro Iwamura (Япония), Шоулдерса (США), R. Mills, США), никель-водородный реактор А.Росси (Италия) и т.д. В таких странах,

как США, Япония, Италия, Китай и других эти исследования финансируются государственными программами и крупнейшими фирмами.

2. LENR В РОССИИ

В России в эти исследования включились московский РНЦ "Курчатовский институт", дубнинский Объединенный институт ядерных исследований, арзамасский ВНИИЭФ, новосибирский ИЯФ СО РАН, институт физической химии РАН и др. Исследования объединяются термином «низкоэнергетические ядерные реакции» (low energy nuclear reactions, LENR) и проводятся при большом разнообразии методических подходов (что характерно именно для российских исследований в этой области). Это аналоги реактора А.Росси А.М. Пархомова, плазменный вихревой реактор А.И. Климова (ОИВТ РАН), дейтериевый теплогенератор В.А. Киркинского (ИГМ СО РАН), теплогенератор плазменного электролита Ю.Н. Бажутова (ИЗМИРАН), электровзрыв фольги Л.И. Уруцкоева, нано-импульсный генератор В.В. Крымского, тлеющий разряд И.В. Савватимовой, дейтерированный ацетон Р.И. Нигматулина-Р.П. Талейархана, лазерное тушение радиоактивности Г.А. Шафеева (ИОФ РАН), трансмутация элементов в биологических системах А.А. Корниловой (МГУ им. Ломоносова) и многие другие.

Т.е. проявления низкоэнергетических ядерных реакций были обнаружены в самых различных экспериментальных постановках. Это и реакции в кристаллической решетке металлов, индуцированных электролизом или при насыщении ее водородом, и реакции в кристаллической решетке, индуцированные ударным воздействием, различные реакции при диффузии через мембрану. Это целый класс экспериментов, использующих электроразряд, электровзрыв, ультразвук в газе или жидкости. Это реакции, индуцированные корпускулярным и волновым воздействием на конденсированные среды, и, наконец, реакции в биологических системах.

Для многих работ в данной области характерна низкая воспроизводимость экспериментальных результатов. Это связано с тем, что пока не удается найти ключевой параметр, управляющий процессом, т.к. нет понимания физической модели явления, а также условий реализации режимов, способствующих низкоэнергетическим реакциям.

Существует также немало достаточно проработанных теоретических моделей, которые, как правило, сосредоточены на разрешении наличия аномально большой прозрачности кулоновского барьера и практически не рассматривают другие, не менее важные особенности низкоэнергетических ядерных реакций, такие, как отсутствие радиоактивных дочерних изотопов, а также особенности сопутствующих излучений.

Из имеющихся на настоящий момент результатов следует, что низкоэнергетические ядерные реакции – это не синтез и не распад, а, по-видимому, некие коллективные ядерные превращения, которые протекают при энергиях недопустимо низких для термоядерных реакций и дают изменение изотопного состава и большое тепловыделение при полном отсутствии остаточной радиоактивности.

3. ПУБЛИКАЦИИ ЭТОГО НОМЕРА

Редакция журнала «Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии» (РЭНСИТ) предоставляет страницы своего выпуска для публикации серии обзорных материалов по исследованиям низкоэнергетических ядерных реакции, проводимых в России. Сформированная выборка включает в себя три теоретических обзора В.А. Андреева (ФИАН им. П.Н. Лебедева), С.Ф. Тимашева (НИФХИ им Л.Я. Карпова) и В.И. Высоцкого (КНУ им. Т. Шевченко), развивающие свои подходы на фундаменте современной квантовой теории, и пять экспериментальных работ Г.А. Шафеева (ИОФ РАН им. А.М. Прохорова), А.Г. Пархомова (ОГИ "К.И.Т."), Г.В. Мышинского (ОИЯИ), В.В. Крымского (УрГУ) и А.А. Корниловой (МГУ им. М.В. Ломоносова), результаты которых получены при использовании современной экспериментальной и диагностической техники. Под обложку одного номера не представилось возможным поместить также не менее интересные результаты других авторов [9]. Но и эта подборка дает представление об уровне и размахе российских исследований в этой области.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные работы свидетельствуют о существенном продвижении в понимании слабых ядерных процессов и могут служить многообещающим предметом плодотворных дискуссий, широкого экспертного обсуждения феномена ядерных реакций при низких энергиях.

Очевидно, что освоение низкоэнергетических ядерных реакций позволит решить массу прикладных задач, в том числе, создание дешевых автономных энергетических установок, высокоэффективных технологий дезактивации ядерных отходов, получения редких изотопов и преобразования химических элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rutherford E. Collision of α-particles with light atoms. I. Hydrogen. II. Velocity of the hydrogen atom. III. Nitrogen and oxygen atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen. – *London, Edinburg and Dublin Philos. Mag. and J. Sci.*, London, 1919, ser. 6, 37, p. 537-585.
2. Резерфорд Э. Современная алхимия. *УФН*, 1938, 19(1):18-48.
3. Wendt GL, Irion CE. Experimental attempts to decompose tungsten at high temperatures. *J.of the American Chemical Society,* 1922, 44(9):1887-1894.
4. Rutherford E. Identification of a missing element. *Nature,* London, 1922, 109:781.
5. Курчатов ИВ. О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде. *УФН*, 1956, 59(4):603-618.
6. Забабахин Е.И., Забабахин И.Е. *Явления неограниченной кумуляции.* Москва, Наука, 1988, 161 с.
7. Филимоненко ИС. Демонстрационная термоэмиссионная установка для ядерного синтеза. *Материалы 3 научн. симп. "Перестройка Естествознания"-92*, Волгодонск, Россия, 17-19 апр. 1992.
8. Fleishmann M, Pons S, Hawkins M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium. *J. Electroanal. Chem.*, 1989, 261:301-308.
9. Эрлих ГВ, Андреев СН. *История ядерной физики в зеркале алхимии.* М., ЛЕНАНД, 2017, 232 с.

Рухадзе Анри Амвросиевич
д.ф.-м.н., проф., г.н.с., действительный член РАЕН
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
38, ул Вавилова, Москва 119991, Россия
rukh@fpl.gpi.ru

Грачев Владимир Иванович
член-корреспондент РАЕН
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул Моховая, Москва 125009, Россия
grachev@cplire.ru

LENR IN RUSSIA

[1]Anri A. Rukhadze, [2]Vladimir I. Grachev

[1]Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, http://www.gpi.ru
Moscow 119991, Russian Federation
rukh@fpl.gpi.ru
[2]Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, http://www. cplire.ru
Moscow 125009, Russian Federation
grachev@cplire.ru

Abstract. **Provides information on research into low energy nuclear reactions, held in Russia. Shows a great variety of methodological approaches, which is typical for Russian studies in this area. Lists the most vivid experiments, the problem of low reproducibility of their results also provided the basic theoretical work that illustrate attempts of interpretation of the known experimental results. Formulated possible at the moment understanding low-energy nuclear reactions, collective nuclear transformations occurring at energies unacceptably low for conventional nuclear reactions, and give a variation of the isotopic composition and high heat in the absence of residual radioactivity.**

Keywords: **cold transformation kernels, the reproducibility of the experimental results, the attempts of theoretical interpretation**
УДК 530.145, 539.17
Bibliography - 9 references *Received 20.06.2017*
RENSIT, 2017, 9(1):5-7 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.005**

ГАРМОНИЧЕСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР И СВЯЗАННЫЕ С НИМ СОСТОЯНИЯ С БОЛЬШИМ ЗНАЧЕНИЕМ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

Андреев В. А.

Физический институт им. П.Н. Лебедева, Российская академия наук, http://www.lebedev.ru
Москва 119991, Российская Федерация

Поступила 22.04.2017
Представлена действительным членом РАЕН А.А.Рухадзе

Дан обзор свойств двух типов квантовых состояний, обладающих большой неопределенностью по координате и импульсу. Оба они получаются из состояний гармонического осциллятора с помощью некоторых преобразований. Первый тип – это коррелированные состояния, они получаются из когерентных состояний с помощью преобразования Боголюбова. Дисперсии координаты и импульса такого состояния зависят от параметров этого преобразования и могут принимать, вообще говоря, сколь угодно большие значения. Их конкретные величины определяются теми физическими процессами, с помощью которых реализуется преобразование Боголюбова. Рассмотрен конкретный пример такого физического процесса. Другой тип – растянутые состояния. Формально они возникают, когда частичное состояние гармонического осциллятора подвергается преобразованию, ассоциированному с масштабным преобразованием фазового пространства. Дисперсии координаты и импульса этих состояний зависят от параметра масштабного преобразования и также могут принимать сколь угодно большие значения. Физически растянутые состояния можно получить, пропуская n-фотонные состояния через квантовый усилитель. При этом роль масштабного преобразования фазового пространства играет коэффициент усиления квантового усилителя.

Ключевые слова: **гармонический осциллятор, коррелированные состояния, сжатые состояния, растянутые состояния, соотношения неопределенностей, постоянная Планка**

УДК 530.145, 539.17

Содержание

1. **Введение (8)**
2. **Соотношения неопределенностей (9)**
3. **Сжатые и коррелированные состояния (11)**
4. **Возбуждение сжатых и коррелированных состояний (14)**
5. **Растянутые состояния (16)**
6. **Заключение (18)**

Литература (19)

1. ВВЕДЕНИЕ

Данный обзор ставит задачу систематизировать разрозненные факты, относящиеся к области низкоэнергетических ядерных реакций (НЯР, Low Energy Nuclear Reactions – LENR), а также необычных явлений, связанных с электромагнитным полем. До недавнего времени эта область находилась вне широкого научного обсуждения. Поскольку большинство наблюдаемых явлений данного типа не имели теоретического объяснения и находилось в противоречии с устоявшимися представлениями о физике процессов такого рода. Их списывали на недостаточную чистоту экспериментов, малую статистику и слабую, по мнению критиков, квалификацию авторов. К тому же некоторые из авторов не давали детального описания своей установки и условий эксперимента, что делало невозможным независимую проверку результатов и порождало сомнения в их добросовестности. Как результат, исследования такого рода, не имея авторитетной поддержки в академической среде, соответственно не получали и необходимой финансовой и административной поддержки, приобретали одиозный оттенок и отбрасывались в маргинальную область.

В последние годы ситуация изменилась. Во-первых, количество перешло в качество, и обилие результатов, полученных в авторитетных научных центрах в разных странах, уже не позволяло от них отмахиваться. Во-вторых, что более важно, выяснилось, что разработка этой темы сулит человечеству неисчерпаемый безопасный источник энергии и открывает пути к дешевой и быстрой дезактивации радиоактивных изотопов, возникающих при работе атомных реакторов. Это стимулировало и активность теоретиков в этой области, что привело к пониманию того, что такие явления и процессы не противоречат законам природы и многие из них могут быть описаны с помощью традиционных теоретических подходов. Здесь мы даем ссылки на некоторые наиболее доступные и информативные источники по данной тематике [1-6], при желании этот список можно значительно расширить.

Одной из первых работ, в которой обсуждались НЯР, была [7].

Вместе с тем, по нашему мнению, для объяснения некоторых фактов необходимо выйти за рамки традиционных методов и более широко посмотреть на законы природы и на те следствия, которые из них следуют.

Это представляется вполне естественным, ведь круг тех явлений, о которых мы будем говорить в данном обзоре, весьма широк, и трудно ожидать, что все их удастся описать с помощью одной модели. В данном обзоре мы разберем две такие модели: модель коррелированных состояний и модель растянутых состояний.

Эти модели построены в рамках традиционной квантовой механики и не используют никаких дополнительных физических допущений, отличных от общепринятых. Ранее они использовались в других задачах. В данном обзоре мы изложим их формальную структуру, но не будем касаться их возможных приложений.

Одно из явлений, которое активно обсуждается в связи с НЯР, это туннельный эффект. Известно, что вероятность протекания ядерных реакций с участием заряженных частиц при малой или средней энергии определяется, в значительной степени, существованием кулоновского барьера. Заряженные частицы могут преодолевать этот барьер благодаря туннельному эффекту. Вероятность протекания ядерных реакций определяется вероятностью прохождения заряженных частиц сквозь барьер, поэтому представляет интерес рассмотреть те факторы, которые повышают эту вероятность.

Одним из таких факторов является связь произведения дисперсий координаты и импульса с вероятностью прохождения частицы сквозь потенциальный барьер. Предполагается, что возрастание произведения дисперсий координаты и импульса приводит к возрастанию прозрачности барьера, что, в свою очередь, повышает вероятность ядерных реакций при низкой энергии взаимодействующих частиц. Вообще говоря, это утверждение нельзя считать абсолютно справедливым, чем-то вроде математической теоремы, иногда оно может выполняться, а иногда – нет. Все зависит от конкретной ситуации. В данной работе мы рассмотрим два типа состояний, для которых неопределенности координаты и импульса могут принимать произвольно большие значения. Вопроса о том, возникают ли они в атомных ядрах, и если возникают, то способствуют ли протеканию низкоэнергетических ядерных реакций, мы здесь касаться не будем.

Но сначала мы приведем основные сведения, касающиеся соотношений неопределенностей. Это необходимо для унификации терминологии и обозначений, которые мы будем использовать в дальнейшем.

2. СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ

Соотношения неопределенностей являются важнейшей характеристикой квантовых состояний, которая отличает их от классических состояний. Тот факт, что у таких состояний невозможно одновременно измерить с произвольной точностью некоторые параметры, с одной стороны ограничивает наши возможности в локализации данного состояния, но с другой, обеспечивает возможность обнаружить его вне области классической локализации.

Приведем основные факты, касающиеся соотношений неопределенности. Здесь мы следуем, в основном, работе [8].

Пусть мы имеем некоторую наблюдаемую величину A, которой сопоставлен оператор $\hat{A}$.

Под "неопределенностью" величины A понимают ее среднеквадратичное отклонение ΔA, полагая

$$\Delta A = \sqrt{\sigma_A}. \quad (1)$$

Здесь σ_A – дисперсия величины A:

$$\sigma_A = \left\langle \hat{A}^2 \right\rangle - \left\langle \hat{A} \right\rangle^2. \quad (2)$$

Если состояние системы является чистым и описывается волновой функцией ψ, то среднее значение наблюдаемой A по этому состоянию имеет вид

$$\left\langle \hat{A} \right\rangle = \int \psi^* \hat{A} \psi dV. \quad (3)$$

Если же состояние является смешанным и описывается матрицей плотности $\hat{\rho}$, то

$$\left\langle \hat{A} \right\rangle = Sp(\hat{\rho}\hat{A}). \quad (4)$$

Соотношение неопределенностей Гейзенберга было получено в 1927 году для операторов координаты и импульса. Оно имеет вид [9]

$$\sigma_p \sigma_x \geq \frac{\hbar^2}{4}. \quad (5)$$

В 1930 году независимо Робертсоном и Шредингером было получено неравенство, справедливое для произвольных эрмитовых операторов $\hat{A}$ и $\hat{B}$ [10, 11].

$$\sigma_A \sigma_B - \sigma_{AB}^2 \geq \frac{\hbar^2}{4} \left| \left\langle \left[\hat{A}, \hat{B} \right] \right\rangle \right|. \quad (6)$$

Здесь

$$\sigma_{AB} = \frac{1}{2} \left\langle \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A} \right\rangle - \left\langle \hat{A} \right\rangle \left\langle \hat{B} \right\rangle. \quad (7)$$

Неравенство (6) называется неравенством Робертсона-Шредингера, его частным случаем является неравенство для операторов координаты и импульса

$$\sigma_p \sigma_x - \sigma_{px}^2 \geq \frac{\hbar^2}{4}. \quad (8)$$

Неравенства (5) и (6) выполняются для любых квантовых состояний, но в ряде случаев их можно уточнить. А именно, рассматривая некоторые классы состояний, или даже отдельные состояния, можно обнаружить, что для них левые части неравенств превосходят минимальные значения неопределенностей. Прежде всего отметим, что знак равенства в соотношениях (5),(6) может достигаться только на чистых состояниях. Если же состояние является смешанным, и задается матрицей плотности $\hat{\rho}$, то неравенства (5),(6) принимают вид

$$\sigma_p \sigma_x \geq \frac{\hbar^2}{4} \Phi(\mu),$$

$$\sigma_A \sigma_B - \sigma_{AB}^2 \geq \frac{\hbar^2}{4} \left| \left\langle \left[\hat{A}, \hat{B} \right] \right\rangle \right| \Phi(\mu). \quad (9)$$

Здесь μ – т.н. параметр чистоты (purity)

$$\mu = Sp(\hat{\rho}^2), 0 < \mu \leq 1. \quad (10)$$

Величина Φ(μ) – функция, монотонно растущая при уменьшении параметра μ, такая, что Φ(1) = 1. Для чистых состояний $\rho^2 = \rho$ и μ = 1.

Однако, и для чистых состояний левая часть соотношений неопределенностей может оказаться больше минимального значения. В качестве примера рассмотрим N-частичные состояния гармонического осциллятора $|N\rangle$. Для таких состояний соотношение (5) имеет вид

$$\sigma_p \sigma_x = (2N+1)\frac{\hbar^2}{4}. \quad (11)$$

И для некоторых других, более сложных состояний, можно получить оценки для отвечающих им соотношений неопределенностей.

Так, в случае коррелированных состояний правая часть неравенств (5), (6) умножается на величину $1/(1 - r^2)$, где $0 \leq r < 1$ – коэффициент корреляции. А в случае растянутых состояний права часть неравенств (5),(6) умножается на величину λ^{-2}, где $0 < \lambda \leq 1$ – коэффициент масштабного преобразования в фазовом пространстве. Ниже мы подробно обсудим эти состояния. Сейчас же отметим только то, что во всех этих случаях можно ввести величину $\hbar_{eff}$ – эффективную постоянную Планка.

$$\hbar_{eff} = \hbar\sqrt{\Phi(\mu)}, \hbar_{eff} = \frac{\hbar}{\sqrt{(1-r^2)}}, \hbar_{eff} = \frac{\hbar}{\lambda}. \quad (12)$$

В контексте идеологии данной работы увеличение неопределенности тех или иных состояний можно попытаться связать с возрастанием вероятности прохождения квантовых состояний сквозь потенциальный барьер. Надежда на то, что такая зависимость имеет место, обусловлена тем, что при подходящих выборах параметра чистоты μ и коэффициентов корреляции r и масштабного преобразования λ величина эффективной постоянной Планка $\hbar_{eff}$ может значительно превышать величину обычной постоянной Планка $\hbar$. Это указывает на то, что флуктуации координаты и импульса

соответствующего квантового состояния возрастают, и в результате этих флуктуаций оно может перескочить потенциальный барьер. Кроме того, если посмотреть на формулу для вероятности туннельного перехода, то видно, что чем больше величина постоянной Планка, тем больше и вероятность туннельного перехода.

Впрочем, примеры показывают, что прямой связи между неопределенностью и вероятностью прохождения через потенциальный барьер не существует. Так, в частности, если мы имеем волновую функцию $\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2$, являющуюся суперпозицией двух волновых функций, максимумы амплитуд которых расположены на оси X по одну сторону от потенциального барьера, то коэффициент прохождения T через потенциальный барьер для такой функции ψ имеет вид

$$T = |c_1|^2 T_1 + |c_2|^2 T_2, \qquad (13)$$

где T_1 и T_2 коэффициенты прохождения, отвечающие по отдельности волновым функциям ψ_1 и ψ_2.

Выражение (13) не зависит от того, как локализованы по отношению друг к другу волновые пакеты ψ_1, ψ_2, а вот соотношение неопределенности для функции ψ от этого зависит, и, раздвигая положения локализации волновых пакетов ψ_1, ψ_2 относительно друг друга, можно увеличивать неопределенность волновой функции ψ, но коэффициент прохождения (13) при этом меняться не будет. Это точный результат, и он показывает, что в каждом конкретном случае связь между неопределенностью волновой функции и вероятностью прохождения через потенциальный барьер надо изучать отдельно.

Эта проблема изучалась также в работах [12, 13]. В работе [12] изучалась эволюция волнового пакета, имеющего гауссову форму, при наличии отталкивающего дельта-потенциального барьера. Для начального пакета, локализованного достаточно далеко от барьера, был определен коэффициент прохождения как вероятность обнаружить частицу на всей полуоси по другую сторону барьера. Этот коэффициент зависит от двух безразмерных параметров: нормализованного отношения силы потенциала к начальному среднему значению импульса и отношения начальной дисперсии импульса к начальному среднему значению импульса. Было показано, что при малых значениях второго параметра результат сводится к известной формуле прозрачности дельта-барьера, полученной в приближении плоской волны путем решения стационарного уравнения Шредингера. При больших значениях второго параметра коэффициент прохождения может быть намного больше, чем рассчитанный в приближении плоских волн.

В работе [13] рассматривалась задача о туннелировании волнового пакета через кулоновский барьер. Показано, что величина коэффициента прохождения может сильно отличаться от стандартного выражения, полученного в приближении плоских волн (ВКБ), и может превосходить его во много раз. Установлено, что величина коэффициента прохождения сильно зависит от формы пакета.

Отметим также работу [14], в которой изучалась связь между соотношением неопределенностей Гейзенберга и соотношением ошибка измерения-возмущение.

На самом деле, помимо упомянутых, существует много и других состояний с большим соотношением неопределенностей. Наш интерес к коррелированным и растянутым состояниям обусловлен тем, что известны процессы, с помощью которых их можно генерировать.

Так, в частности, лет 20-30 назад многие научные группы, как в России, так и за рубежом занимались изучением сжатых состояний и разрабатывали способы их получения. При этом они интересовались только их коэффициентом сжатия, а про коэффициент корреляции и не вспоминали. Нам представляется полезным проанализировать сейчас эти работы на предмет того, какие коэффициенты корреляции возникали у их состояний.

3. СЖАТЫЕ И КОРРЕЛИРОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Одним из возможных объектов, с помощью которых можно пытаться объяснить НЯР, являются сжатые и коррелированные состояния. С формальной точки зрения это специальные обобщения когерентных состояний гармонического осциллятора. Их отличительной чертой является то, что для них дисперсии координаты и импульса могут

принимать различные значения, в зависимости от параметров состояния. Эти значения могут быть сколь угодно большими, что позволяет связать эти состояния с явлениями увеличения вероятности прохождения частиц через потенциальный барьер.

Действительная и мнимая части электромагнитного поля, находящегося в когерентном состоянии $|\alpha\rangle$, испытывают флуктуации с равными дисперсиями. Основное состояние гармонического осциллятора является частным случаем когерентного состояния. Ему отвечает α = 0. У этих состояний область распределения канонических переменных в фазовом пространстве имеет форму круга. Волновой пакет когерентного состояния движется в осцилляторном потенциале между классическими точками поворота, сохраняя свою форму. Ширина этого волнового пакета тождественна ширине волнового пакета основного состояния осциллятора.

Существуют такие состояния, у которых распределение канонических переменных в фазовом пространстве деформировано таким образом, что дисперсия одной канонической переменной уменьшается за счет увеличения дисперсии другой канонической переменной. Область распределения канонических переменных принимает овальную форму, схожую с эллипсом. Такая деформация области распределения называется «сжатием», а сами такие состояния – сжатыми состояниями. В отличие от когерентных состояний, ширина волнового пакета сжатого состояния осциллирует, когда эти пакеты движутся туда и обратно в осцилляторном потенциале.

Сжатые состояния активно изучались, как теоретически, так и экспериментально. Были предложены и реализованы различные способы их генерации. Однако тот факт, что они зачастую являются еще и коррелированными состояниями, оставался в тени. Конечно, этот факт отмечался некоторыми авторами, но никак не использовался. В настоящее время именно наличие у таких состояний внутренней корреляции привлекает к ним внимание. Именно этот факт используется в работах [15-17] для объяснения НЯР.

В данном разделе мы опишем основные свойства сжатых и коррелированных состояний, а также некоторые методы их генерации.

Дадим формальное определение сжатых и коррелированных состояний, и опишем их основные свойства [8, 18]. Как уже отмечалось, эти состояния являются обобщением когерентного состояния. Пусть мы имеем одномерный гармонический осциллятор. Его гамильтониан $\hat{H}$ имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + \frac{m\omega^2}{2}x^2 = \frac{1}{2m}(\hat{p}^2 + m^2\omega^2\hat{q}^2) = \hbar\omega\left(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}\right), \quad (14)$$

Операторы координаты $\hat{q}$ и импульса $\hat{p}$, а также операторы рождения и уничтожения $\hat{a}^\dagger, \hat{a}$ имеют вид

$$\hat{p} = -i\hbar\frac{d}{dx}, \hat{q} = x, \quad (15)$$

$$\hat{a}^\dagger = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{q} - i\sqrt{\frac{1}{2m\omega\hbar}}\hat{p}, \hat{a} = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{q} + i\sqrt{\frac{1}{2m\omega\hbar}}\hat{p}. \quad (16)$$

Операторы (15), (16) удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$\left[\hat{p}, \hat{q}\right] = -i\hbar, \left[\hat{a}, \hat{a}^\dagger\right] = 1. \quad (17)$$

Операторы координаты и импульса выражаются через операторы рождения-уничтожения следующим образом

$$\hat{q} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(\hat{a}^\dagger + \hat{a}), \hat{p} = i\sqrt{\frac{m\omega\hbar}{2}}(\hat{a}^\dagger - \hat{a}). \quad (18)$$

n-частичные состояния гармонического осциллятора $|n\rangle$ являются собственными функциями гамильтониана (14)

$$\hat{H}|n\rangle = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right)|n\rangle. \quad (19)$$

Когерентные состояния гармонического осциллятора имеют вид

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle. \quad (20)$$

Здесь α – произвольное комплексное число.

Состояния (20) удовлетворяют уравнению

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle. \quad (21)$$

Соотношение (21) можно считать определением когерентного состояния.

Когерентное состояние $|\alpha\rangle$ можно получить из вакуумного состояния $|0\rangle$ с помощью оператора сдвига $\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a})$:

$$|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha)|0\rangle. \quad (22)$$

Используя определение (18) операторов $\hat{q}$, $\hat{p}$ можно найти их средние значения в когерентном состоянии (20).

$$\langle\alpha|\hat{q}|\alpha\rangle=\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\operatorname{Re}\alpha,\langle\alpha|\hat{p}|\alpha\rangle=\sqrt{2\hbar m\omega}Im\alpha. \quad (23)$$

Также можно вычислить дисперсии операторов $\hat{q}$, $\hat{p}$:

$$\sigma_q=\langle\alpha|\hat{q}^2|\alpha\rangle-\langle\alpha|\hat{q}|\alpha\rangle^2=\frac{\hbar}{2m\omega},$$

$$\sigma_p=\langle\alpha|\hat{p}^2|\alpha\rangle-\langle\alpha|\hat{p}|\alpha\rangle^2=\frac{1}{2}m\omega\hbar. \quad (24)$$

Из соотношений (24) получаем, что

$$\sigma_q\sigma_p=\frac{1}{4}\hbar^2. \quad (25)$$

Таким образом, мы видим, что на когерентных состояниях (20) соотношение неопределенностей Гейзенберга принимает вид равенства, т.е. эти состояния обладают минимальной неопределенностью.

Рассмотрим линейное преобразование операторов рождения-уничтожения $\hat{a}^\dagger,\hat{a}$, которое переводит их в другие операторы.

$$\hat{b}=u\hat{a}+v\hat{a}^\dagger,\hat{b}^\dagger=v^*\hat{a}+u^*\hat{a}^\dagger. \quad (26)$$

В том случае, когда комплексные числа u, ν удовлетворяют соотношению

$$|u|^2-|v|^2=1, \quad (27)$$

операторы $\hat{b}^\dagger,\hat{b}$ удовлетворяют коммутационному соотношению

$$\left[\hat{b},\hat{b}^\dagger\right]=1. \quad (28)$$

Такие преобразования называются преобразованиями Боголюбова.

В этом случае операторы $\hat{b}^\dagger,\hat{b}$ можно рассматривать как некоторые новые операторы рождения-уничтожения. Для них можно ввести вакуумное состояние $|0\rangle_\beta$ и когерентное состояние $|\beta\rangle$. Эти состояния определяются соотношениями

$$\hat{b}|0\rangle_\beta=0,\hat{b}|\beta\rangle=\beta|\beta\rangle,\langle\beta|\beta\rangle=1. \quad (29)$$

Когерентное состояние $|\beta\rangle$ можно получить из вакуумного состояния $|0\rangle_\beta$ с помощью преобразования, аналогичного (22)

$$|\beta\rangle_\beta=\hat{D}(\beta)|0\rangle_\beta. \quad (30)$$

Оператор сдвига имеет вид $\hat{D}(\beta)=\exp(\beta\hat{b}^\dagger-\beta^*\hat{b}).$.

В координатном представлении состояние имеет вид

$$\psi_\beta(x)=\left[\frac{\omega(|u|+|v|)^2}{\pi\hbar}\right]^{1/4}\exp\left\{-\frac{\omega}{2\hbar}\frac{u-v}{u+v}\left[x-\left(\frac{2\hbar}{\omega}\right)^{1/2}\frac{\beta}{u+v}\right]^2\right\}. \quad (31)$$

При u = 1, ν = 0 выражение (31) переходит в волновую функцию обычного когерентного состояния.

Преобразование (26) задается двумя комплексными числами $u=|u|e^{i\varphi_u}$ и $v=|v|e^{i\varphi_v}$, на которые наложено соотношение (27). Введем следующие обозначения

$$\varphi=\varphi_u,\quad \theta=-\varphi_u-\varphi_v,\quad \tau=\ln(|u|+|v|). \quad (32)$$

Из (27) следует, что τ ≥ 0.

Найдем теперь средние значения операторов $\hat{q}$, $\hat{p}$, заданных формулами (18), в когерентном состоянии (30).

$$\langle\beta|\hat{q}|\beta\rangle=\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}\left[(u^*-v^*)\beta+(u-v)\beta^*\right],$$

$$\langle\beta|\hat{p}|\beta\rangle=-i\sqrt{2\hbar m\omega}\left[(u^*-v^*)\beta-(u-v)\beta^*\right]. \quad (33)$$

Вычислим также дисперсии операторов $\hat{q}$, $\hat{p}$ в когерентном состоянии $|\beta\rangle$.

$$\sigma_q(\beta)=\frac{\hbar}{2m\omega}\left[ch(2\tau)-sh(2\tau)\cos(2\varphi+\theta)\right],$$

$$\sigma_p(\beta)=\frac{m\omega\hbar}{2}\left[ch(2\tau)+sh(2\tau)\cos(2\varphi+\theta)\right]. \quad (34)$$

Соотношение неопределенностей Гейзенберга для состояния $|\beta\rangle$ принимает вид

$$\sigma_q(\beta)\sigma_p(\beta)=\frac{\hbar^2}{4}\left[ch^2(2\tau)-sh^2(2\tau)\cos^2(2\varphi+\theta)\right]=$$

$$=\frac{\hbar^2}{4}\left[1+sh^2(2\tau)\sin^2(2\varphi+\theta)\right]\geq\frac{\hbar^2}{4}. \quad (35)$$

Из формул (34), (35) видно, что в результате преобразования (26) у состояния (30) изменились как значения дисперсий координаты и импульса, так и общая величина неопределенности. При этом, в зависимости от значений параметров преобразования (32) дисперсии $\sigma_q(\beta)$ и $\sigma_p(\beta)$ могут, как возрастать, так и убывать, а вот их произведение $\sigma_q(\beta)\sigma_p(\beta)$ всегда возрастает, т.е. возрастает неопределенность преобразованного когерентного состояния (30).

Свойства состояний $|\beta\rangle$ удобно характеризовать с помощью двух величин: коэффициента корреляции r

$$r=\frac{Im(uv^*)}{\sqrt{(1/2+|v|^2)-(Re(uv^*))^2}}=$$

$$=\frac{\sin(\theta+2\varphi)}{\sqrt{cth^2 2\tau-\cos^2(\theta+2\varphi)}}, \quad (36)$$

и коэффициента сжатия k

$$k=\frac{1/2+|v|^2-(Re(uv^*))^2}{1/2+|v|^2+(Re(uv^*))^2}=$$

$$\left[1-\frac{\cos(\theta+2\varphi)}{cth2\tau}\right]\left[1+\frac{\cos(\theta+2\varphi)}{cth2\tau}\right]^{-1}. \quad (37)$$

Сравнивая выражения (35) и (36), можно выразить произведение дисперсий $\sigma_q(\beta)\sigma_p(\beta)$ через коэффициент корреляции

$$\sigma_q(\beta)\sigma_p(\beta)=\frac{\hbar^2}{4(1-r^2)}. \quad (38)$$

Мы видим, что произведение дисперсий, которое входит в соотношение неопределенностей Гейзенберга, зависит от коэффициента корреляции, но не зависит от коэффициента сжатия. Выбирая параметры (32) преобразования (26) нужным образом, можно получать те или иные значения коэффициентов корреляции и сжатия.

Так, например, если $\theta + 2\varphi = 0$, мы имеем

$$r = 0,\ k = e^{-4\tau}. \quad (39)$$

В этом случае возникают сжатые, но некоррелированные состояния. Величины дисперсий (34) принимают вид

$$\sigma_q(\beta)=\frac{\hbar}{2m\omega}e^{-2\tau},\sigma_p(\beta)=\frac{m\omega\hbar}{2}e^{2\tau}. \quad (40)$$

Мы видим, что величина дисперсии координаты уменьшается, а величина дисперсии импульса возрастает. Если же $\theta + 2\varphi = \pi$, то

$$\sigma_q(\beta)=\frac{\hbar}{2m\omega}e^{2\tau},\sigma_p(\beta)=\frac{m\omega\hbar}{2}e^{-2\tau}. \quad (41)$$

В этом случае наоборот, величина дисперсии координаты возрастает, а величина дисперсии импульса уменьшается. Но в обоих случаях (40) и (41) соотношение неопределенностей Гейзенберга имеет вид (25).

Если же $\theta + 2\varphi = \pi/2$, то

$$r = \mathrm{th}2\tau,\ k = 1. \quad (42)$$

У таких состояний сжатие отсутствует, но имеется корреляция. Дисперсии (34) принимают вид

$$\sigma_q(\beta)=\frac{\hbar}{2m\omega}ch(2\tau),\sigma_p(\beta)=\frac{m\omega\hbar}{2}ch(2\tau). \quad (43)$$

Произведение дисперсий (43) имеет вид

$$\sigma_q(\beta)\sigma_p(\beta)=\frac{\hbar^2}{4}ch^2 2\tau. \quad (44)$$

Мы видим, что у таких состояний область распределения канонических переменных в фазовом пространстве сохраняет симметричную форму круга, но радиус этого круга увеличивается.

Рассмотрим теперь некоторые способы генерации сжатых и коррелированных состояний.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ СЖАТЫХ И КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ

С формальной точки зрения наиболее простым способом возбуждения сжатых и коррелированных состояний является параметрическое возбуждение гармонического осциллятора. Это связано с тем, что для осциллятора с переменной частотой, находящегося под действием внешней силы, можно найти точные решения нестационарного уравнения Шредингера и проанализировать их свойства. Здесь мы рассмотрим систему, у которой внешняя сила равна нулю, а переменной является частота.

Рассмотрим нестационарное уравнение Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial\psi(x,t)}{\partial t}=\frac{1}{2}\left[-\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\omega^2(t)x^2\right]\psi(x,t). \quad (45)$$

Его решение имеет вид

$$\psi_\beta(x,t)=\left[\frac{\omega_0}{\pi\hbar\epsilon^2(t)}\right]^{1/4}\times$$

$$\times\exp\left[\frac{i\dot{\epsilon}(t)}{2\hbar\epsilon(t)}x^2+\left(\frac{2\omega_0}{\hbar}\right)^{1/2}\frac{\beta}{\epsilon(t)}x-\frac{\beta^2\epsilon^*(t)}{2\epsilon(t)}-\frac{|\beta|^2}{2}\right]. \quad (46)$$

Решение (46) зависит от функции $\epsilon(t)$, которая является решением уравнения

$$\frac{d^2\epsilon(t)}{dt^2}+\omega^2(t)\epsilon(t)=0, \quad (47)$$

с начальным условием

$$\epsilon(0)=1,\ \dot{\epsilon}(0)=i\omega_0. \quad (48)$$

Решения уравнения (47) нельзя записать в явном виде, но они хорошо исследованы. В том случае, когда $\omega(t)$ является периодической функцией, оно сводится к уравнениям Матье и Хилла.

Введем параметры

$$u=\frac{1}{2}\left(\frac{\dot{\epsilon}(t)}{i\omega_0}+\epsilon(t)\right),\ v=\frac{1}{2}\left(\frac{\dot{\epsilon}(t)}{i\omega_0}-\epsilon(t)\right) \quad (49)$$

Величины (49) удовлетворяют соотношению (27). С их использованием функция (46) принимает вид (31). Также с их помощью

можно найти коэффициент корреляции (36) и коэффициент сжатия (37).

На практике одним из методов генерации сжатых состояний является использование нелинейных процессов. В качестве примера рассмотрим процесс вырожденного параметрического преобразования частоты вниз (down-conversion). В этом процессе пучок света частотой ω_0 падает на нелинейный кристалл, и в результате взаимодействия фотон с частотой ω_0 распадается на два фотона частотой $\omega_1 = \frac{1}{2}\omega_0$. Обычно предполагают, что падающее поле накачки достаточно интенсивное, чтобы его можно было считать классическим, но рождающиеся фотоны должны рассматриваться квантовым образом. При таких предположениях гамильтониан взаимодействия имеет вид [19]

$$\hat{H} = \hbar\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 + \hbar g(\hat{a}_1^{\dagger 2}v_0 e^{-2i\omega_1 t} + v_0^* \hat{a}_1^2 e^{2i\omega_1 t}). \quad (50)$$

Здесь ν_0 – комплексная амплитуда исходного светового луча, падающего на кристалл, а g – действительная константа связи, величина которой зависит от нелинейной восприимчивости среды. Уравнение движения Гейзенберга для оператора $\hat{a}(t)$ принимает вид

$$\frac{d}{dt}\hat{a}_1 = \frac{1}{i\hbar}[\hat{a}_1, \hat{H}] = -i\omega_1\hat{a}_1 - 2ig\hat{a}_1^{\dagger 2}v_0 e^{-2i\omega_1 t}. \quad (51)$$

Общее решение уравнения (51) имеет вид

$$\hat{a}_1(t) = \hat{a}_1(0)ch(2g|v_0|t)e^{-i\omega_1 t} -$$
$$-i\frac{v_0}{|v_0|}\hat{a}_1^\dagger(0)sh(2g|v_0|t)e^{-i\omega_1 t},$$
$$\hat{a}_1^\dagger(t) = \hat{a}_1^\dagger(0)ch(2g|v_0|t)e^{i\omega_1 t} +$$
$$+i\frac{v_0^*}{|v_0|}\hat{a}_1(0)sh(2g|v_0|t)e^{i\omega_1 t}. \quad (52)$$

Сравнивая выражения (26) и (52), мы видим, что решения (52) также имеют вид преобразований Боголюбова. Поэтому в процессе вырожденного параметрического преобразования частоты вниз операторы рождения-уничтожения $\hat{a}_1^\dagger(t), \hat{a}_1(t)$ генерируемых фотонов эволюционируют таким образом, что вакуумное состояние $|0\rangle_1$, такое, что $|\hat{a}_1(0)\rangle_1 = 0$, в процессе эволюции преобразуется в сжатое состояние. Другие примеры нелинейных процессов, в том числе и невырожденного параметрического преобразования частоты вниз, которые также можно использовать для генерации сжатых состояний, можно найти в книге [20].

Установим теперь, какие значения принимают значения дисперсий координаты и импульса (34), и коэффициентов корреляции и сжатия (36),(37) для когерентного состояния (30), отвечающего операторам рождения-уничтожения $\hat{a}_1^\dagger(t), \hat{a}_1(t)$, заданных формулами (52).

В этом случае величины, задающие преобразование Боголюбова (26), имеют вид

$$u = ch(2g|d_0|t)e^{-i\omega_1 t},$$
$$v = -ie^{i\delta}sh(2g|d_0|t)e^{-i\omega_1 t};\ d_0 = |d_0|e^{i\delta}. \quad (53)$$

Им отвечают параметры (32)

$$\varphi = \varphi_u = -\omega_1 t,\ \theta = -\varphi_u - \varphi_v = -\delta + \pi/2,$$
$$\tau = \ln(|u| + |v|) = 2g|d_0|t. \quad (54)$$

Дисперсии (34) равны

$$\sigma_q(\beta) = \frac{\hbar}{2m\omega}[ch(4g|d_0|t) - sh(4g|d_0|t)\sin\delta],$$
$$\sigma_p(\beta) = \frac{m\omega\hbar}{2}[ch(4g|d_0|t) + sh(4g|d_0|t)\sin\delta]. \quad (55)$$

А коэффициенты корреляции и сжатия принимают вид

$$r = \frac{\cos\delta}{\sqrt{cth^2(4g|d_0|t) - \sin^2\delta}}, \quad (56)$$

$$k = \frac{cth(4g|d_0|t) - \sin\delta}{cth(4g|d_0|t) + \sin\delta}. \quad (57)$$

Из формул (55-57) видно, что с ростом времени t оба коэффициента, и корреляции, и сжатия, стремятся к единице (r, $k \to 1$). Таким образом, в данном процессе с ростом времени корреляция усиливается, дисперсии и неопределенность растут, а вот сжатие уменьшается. Область распределения канонических переменных расширяется и становится все более симметричной.

Мы рассмотрели простейшую схему генерации сжатых и коррелированных состояний, но существуют и другие нелинейные оптические процессы, которые тоже приводят к возникновению таких состояний [21]. Например, оказывается, что если нелинейную среду поместить в оптический резонатор, то процесс генерации сжатых и коррелированных состояний будет протекать более интенсивно. Также в качестве нелинейного процесса можно использовать четырехволновое смешение.

5. РАСТЯНУТЫЕ СОСТОЯНИЯ

В этом разделе мы рассмотрим новый подход к построению квантовых состояний, возникающих при тех или иных физических процессах.

Он был разработан в рамках сотрудничества между ФИАНом и Сербской академией наук и искусств. Основные идеи метода и полученные с его помощью результаты изложены в работах [22-27].

Метод основан на использовании квазивероятностных распределений для описания квантовых состояний. Эти распределения заданы на фазовом пространстве, а физическим процессам сопоставляются некоторые преобразования этого пространства. Преобразования фазового пространства индуцируют преобразования функций, которые заданы на них. Определяя физические состояния, которые соответствуют преобразованным квазивероятностным распределениям, можно найти результат действия физического процесса на исходное квантовое состояние.

Такова общая схема нашего подхода. В данной работе в роли квазивероятностных распределений используются функции Хусими, а в качестве физического процесса рассматривается усиление квантовых состояний. Этому процессу можно сопоставить масштабное преобразование фазового пространства.

В рамках данного подхода мы рассмотрим класс состояний, у которых величина дисперсии координаты и импульса зависит от параметров тех процессов, с помощью которых эти состояния генерируются. В этом отношении они схожи с коррелированными состояниями. Конкретно, мы будем рассматривать состояния, которые возникают, когда N-частичные фоковские состояния подвергаются действию квантового усилителя. Мы называем такие состояния растянутыми состояниями.

Растянутые состояния возникают при масштабном преобразовании фазового пространства

$$(q,p) \to (\lambda q, \lambda p);\ |\lambda|^2 \le 1. \tag{58}$$

В работах [22, 23] было доказано, что если $Q(q,p)$ – функция Хусими квантового состояния и $\lambda < 1$, то и величина

$$Q_\lambda(q, p) = \lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p) \tag{59}$$

есть тоже функция Хусими некоторого квантового состояния.

Можно точно вычислить, что происходит с состояниями гармонического осциллятора при таком преобразовании. Если рассмотреть чистое состояние, являющееся произвольной суперпозицией n-частичных состояний, то в результате такого преобразования чистое состояние переходит в смешанное и можно найти явный вид его матрицы плотности. Это смешанное λ-состояние содержит бесконечный набор чистых состояний, и вероятности, с которыми эти чистые состояния входят в смешанное, образуют отрицательное биномиальное распределение. В том случае, когда изначально мы имеем дело с одним N-частичным состоянием, преобразованное λ-состояние содержит все N, N+1, ...-частичные состояния. При этом распределение этих чистых состояний в смешанном становится тем более гладким, чем меньше параметр λ^2. Условно говоря, можно считать, что при λ-преобразовании (58) из состояния $|N\rangle$ рождаются состояния с большими $M > N$. Мы называем такие смешанные состояния – «растянутыми состояниями». Для них найдены средние значения оператора числа частиц и вычислена энтропия фон Неймана. Также найден вид соотношений неопределенностей Гейзенберга и Робертсона-Шредингера для растянутых состояний. Установлено, что для таких состояний в правой части соотношений неопределенностей появляется множитель λ^{-4}, т.е. при выполнении λ-преобразования (58) неопределенность состояний возрастает.

Дадим определение функции Хусими. Пусть мы имеем некоторое квантовое состояние, которое определяется оператором плотности $\hat{\rho}$. Тогда с помощью когерентных состояний (20) можно построить его функцию Хусими

$$Q(\alpha,\alpha^*) = \frac{1}{\pi}\int \langle\alpha|x\rangle\rho(x,y)\langle y|\alpha\rangle dxdy. \tag{60}$$

Если квантовое состояние является чистым и описывается волновой функцией $|\psi\rangle$, тогда его функция Хусими имеет вид

$$Q(q,p) = \langle\alpha|\psi\rangle\langle\psi|\alpha\rangle. \tag{61}$$

Преобразование (58) можно связать с некоторыми физическими процессами, например, с прохождением состояния

электромагнитного поля через квантовый усилитель [28, 29]. Основную идею можно понять на примере простейшего линейного усилителя света, состоящего из частично инвертированных двухуровневых атомов.

Резонансный гамильтониан взаимодействия поля с атомами имеет вид

$$\hat{H} = \hbar k \begin{pmatrix} 0 & \hat{a} \\ \hat{a}^\dagger & 0 \end{pmatrix}. \tag{62}$$

Это гамильтониан взаимодействия модели Джейнса-Каммингса, он обладает рядом интересных свойств, в частности, свойством суперсимметрии [30, 31]. При таком гамильтониане уравнение для матрицы плотности $\hat{\rho}$ электромагнитного поля в первом приближении имеет вид [32]

$$\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial t} = -kN_1(\hat{a}\hat{a}^\dagger\hat{\rho} - 2\hat{a}^\dagger\hat{\rho}\hat{a} + \hat{\rho}\hat{a}\hat{a}^\dagger) -$$
$$-kN_2(\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\rho} - 2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a}^\dagger + \hat{\rho}\hat{a}^\dagger\hat{a}). \tag{63}$$

Здесь $\hat{a}^\dagger, \hat{a}$ – операторы рождения-уничтожения электромагнитного поля, N_1, N_2 – заселенности верхнего и нижнего уровней двухуровневых атомов, k – коэффициент усиления.

Используя связь (60) между матрицей плотности и функцией Хусими, можно перейти от операторного уравнения (63) к обыкновенному дифференциальному уравнению для функции Хусими. С помощью этого уравнения в работе [28] было получено выражение для функции Хусими для состояния на выходе из квантового усилителя. Оно имеет вид

$$Q_{out}(\alpha, t) = \frac{1}{G^2} Q_{in}(\alpha / G) = \left\langle \frac{\alpha}{G} | \hat{\rho}_{in} | \frac{\alpha}{G} \right\rangle, \tag{64}$$

где

$$G(t) = \exp[2(N_1 - N_2)kt]. \tag{65}$$

Мы видим, что выражение (64) совпадает с (59) при $\lambda = G^{-1}$. Таким образом, масштабное преобразование фазового пространства (58) оказывается связанным с действием квантового усилителя, и вид этого преобразования определяется структурой гамильтониана (62). Соответственно и действие усилителя на произвольное квантовое состояние можно описать с помощью масштабного преобразования фазового пространства.

Покажем, какой вид принимают соотношения неопределенностей Гейзенберга и Робертсона-Шредингера для растянутых состояний. В работах [24, 25] был предложен новый способ построения символов Хусими. Он оказывается особенно эффективным, когда оператор имеет вид полинома по операторам координаты $\hat{q}$ и импульса $\hat{p}$. Именно с такими операторами мы будем иметь дело в данном разделе.

Рассмотрим сначала гамильтониан гармонического осциллятора

$$\hat{H} = \frac{\hbar\omega}{2}(\hat{q}^2 + \hat{p}^2). \tag{66}$$

Его символ Хусими $K_H(q, p)$ имеет вид

$$K_H(q, p) = q^2 + p^2 - 1. \tag{67}$$

Среднее значение энергии $\bar{E}$ состояния, которое характеризуется функцией Хусими $Q(q, p)$, имеет вид

$$\bar{E} = \int \frac{\hbar\omega}{2}(q^2 + p^2 - 1)Q(q, p)dqdp =$$
$$= \int \frac{\hbar\omega}{2}(q^2 + p^2)Q(q, p)dqdp - \frac{\hbar\omega}{2}. \tag{68}$$

Найдем теперь среднее значение энергии растянутого состояния, которое соответствует состоянию с функцией Хусими $Q(q, p)$. Функция Хусими растянутого состояния имеет вид $Q_\lambda(q, p) = \lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p)$, и среднее значение энергии $\bar{E}_\lambda$ состояния с такой функцией Хусими определяется по формуле

$$\bar{E}_\lambda = \int K_H(q, p) Q_\lambda(q, p) dqdp =$$
$$= \int \frac{1}{\lambda^2}\frac{\hbar\omega}{2}((\lambda q)^2 + (\lambda p)^2 - 1)Q(\lambda q, \lambda p)d(\lambda q)d(\lambda p) =$$
$$= \frac{1}{\lambda^2}\bar{E} + \frac{1-\lambda^2}{\lambda^2}\frac{\hbar\omega}{2}. \tag{69}$$

Выражение (69) справедливо для всех растянутых состояний гармонического осциллятора. Поскольку $|\lambda|^2 < 1$, из него видно, что при масштабном преобразовании энергия растянутых состояний возрастает. Для фоковских состояний среднее значение энергии соответствующих растянутых состояний можно найти в явном виде. Так, в случае произвольной суперпозиции фоковских состояний мы имеем

$$\bar{E}_{\Sigma\lambda} = \frac{1}{\lambda^2}\frac{\hbar\omega}{2}\sum_{k=0}^{\infty}|c_k|^2 k + \frac{1-\lambda^2}{\lambda^2}\frac{\hbar\omega}{2}. \tag{70}$$

Используя выражение для средних значений операторов, использующее функции Хусими состояний, можно установить, какую форму

приобретают соотношения неопределенностей для растянутых состояний. Мы будем рассматривать соотношения неопределенностей Гейзенберга и Робертсона-Шредингера. Соотношения (5),(8) выполняются для любых квантовых состояний. Установим теперь, что происходит с этими соотношениями, когда мы переходим к растянутым состояниям. Для этого нужно вычислить величины

$$\sigma_{qq} = \left\langle \hat{q}^2 \right\rangle - \left\langle \hat{q} \right\rangle^2, \sigma_{pp} = \left\langle \hat{p}^2 \right\rangle - \left\langle \hat{p} \right\rangle^2,$$
$$\sigma_{qp} = \frac{1}{2}\left\langle \hat{p}\hat{q} + \hat{q}\hat{p} \right\rangle - \left\langle \hat{q} \right\rangle \left\langle \hat{p} \right\rangle. \quad (71)$$

Используя функцию Хусими, дисперсии σ_{qq}, σ_{pp} и величину σ_{qp} можно записать в виде

$$\sigma_{qq} = \int \left(q^2 - \frac{1}{2} \right) Q(q,p)dqdp - \left(\int qQ(q,p)dqdp \right)^2,$$
$$\sigma_{pp} = \int \left(p^2 - \frac{1}{2} \right) Q(q,p)dqdp - \left(\int pQ(q,p)dqdp \right)^2,$$
$$\sigma_{qp} = \int qpQ(q,p)dqdp - \int qQ(q,p)dqdp \int qQ(q,p)dqdp. \quad (72)$$

Для растянутых состояний формулы (72) принимают вид

$$\sigma_{qq\lambda} = \int \left(q^2 - \frac{1}{2} \right) \lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p)dqdp - \left(\int q\lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p)dqdp \right)^2,$$
$$\sigma_{pp\lambda} = \int \left(p^2 - \frac{1}{2} \right) \lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p)dqdp - \left(\int p\lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p)dqdp \right)^2,$$
$$\sigma_{qp\lambda} = \int qp\lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p)dqdp -$$
$$- \int q\lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p)dqdp \int p\lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p)dqdp. \quad (73)$$

Формулы (73) дают значения величин σ_{qq}, σ_{pp}, σ_{qp} для растянутых состояний:

$$\sigma_{qq\lambda} = \frac{1}{\lambda^2}\sigma_{qq} + \frac{1-\lambda^2}{\lambda^2}, \sigma_{pp\lambda} = \frac{1}{\lambda^2}\sigma_{pp} + \frac{1-\lambda^2}{\lambda^2}, \sigma_{qp\lambda} = \frac{1}{\lambda^2}\sigma_{qp}. \quad (74)$$

Используя эти выражения, находим, как модифицируются соотношения неопределенностей Гейзенберга и Робертсона-Шредингера при переходе к растянутым состояниям.

$$\sigma_{qq\lambda}\sigma_{pp\lambda} =$$
$$= \frac{1}{\lambda^4}\left(\sigma_{qq}\sigma_{pp} + \frac{1}{2}(1-\lambda^2)(\sigma_{qq} + \sigma_{pp}) + \frac{1}{4}(1-\lambda^2)^2\right) \geq \frac{1}{4\lambda^4}\hbar^2, \quad (75)$$

и

$$\sigma_{qq\lambda}\sigma_{pp\lambda} - \sigma_{qp\lambda}^2 =$$
$$= \frac{1}{\lambda^4}\left(\sigma_{qq}\sigma_{pp} - \sigma_{qp}^2 + \frac{1}{2}(1-\lambda^2)(\sigma_{qq} + \sigma_{pp}) + \frac{1}{4}(1-\lambda^2)^2\right) \geq \frac{1}{4\lambda^4}\hbar^2.$$

Мы видим, что правые части соотношения неопределенностей (75) содержат сомножитель λ^{-4}, поэтому при $\lambda < 1$ их величина возрастает и, вообще говоря, может стать сколь угодно большой. В этом отношении они проявляют сходство с коррелированными состояниями. Так же, как и для коррелированных состояний можно считать, что масштабное преобразование $(q, p) \rightarrow (\lambda q, \lambda p)$ приводит к возникновению "эффективной постоянной Планка" $\hbar_{\text{eff}} = \hbar/\lambda^2$. Для $\lambda^2 << 1$ эффективная постоянная Планка удовлетворяет неравенству $\hbar_{eff} \gg \hbar$

Однако, между этими двумя типами состояний есть и существенная разница: коррелированные состояния – это чистые состояния, а растянутые состояния – смешанные состояния. Матрицы плотности этих смешанных состояний были найдены в работах [26, 27].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье дан краткий обзор двух типов состояний: коррелированных и растянутых. Как те, так и другие могут обладать и обладают большой неопределенностью по координате и импульсу, и для них левая часть соотношений неопределенностей Гейзенберга и Робертсона-Шредингера может принимать значения, значительно превышающие минимальное значение $\hbar^2/4$. Эти состояния получаются из состояний гармонического осциллятора с помощью нелинейных процессов или внешнего энергетического воздействия. В том случае, когда эти условия реализуются в атомном ядре, возникновение состояний с большими значениями дисперсий координаты и импульса могут повысить вероятность туннельного эффекта и привести к низкоэнергетическим ядерным реакциям. Формально увеличение вероятности туннельного перехода можно соотнести с "увеличением" постоянной Планка $\hbar$, т.е. с возможностью использовать вместо нее величины $\hbar_{eff} \gg \hbar$.

В работах [15-17, 33] это свойство коррелированных состояний было предложено использовать для описания низкоэнергетических ядерных реакций. Растянутые состояния тоже обладают большой неопределенностью, но возникают в других физических процессах. Мы надеемся, что их использование также найдет свое применение в ядерной физике и других областях, где наблюдается увеличение вероятности туннельного эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Высоцкий ВИ, Корнилова АА. *Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах*. Москва, Мир, 2003, 302 с., ISBN 5-03-003647-4 OCLC 67158435.
2. Ратис ЮЛ. Управляемый «термояд» или холодный синтез? Драма идей. www.electrosad.ru›files/LENR/cold.pdf.
3. LENR или не LENR? www.geektimes.ru›post/275724/.
4. Жигалов В. Русская мозаика LENR electrosad.ru›files/LENR/Zhigalov Vlad…LENR…pdf.
5. LENR – «холодный синтез» или «эффект... genveles.livejournal.com›213196.html.
6. В защиту холодного ядерного синтеза (ХЯС) ss69100.livejournal.com›ХЯС.
7. Зельдович ЯБ, Герштейн СС. Ядерные реакции в холодном водороде. *УФН*, 1960, 71(4):581-630.
8. Додонов ВВ, Манько ВИ. Инварианты и эволюция нестационарных квантовых систем. *Труды Физического института им. П.Н. Лебедева*, т. 183, Москва, Наука, 1987.
9. Heisenberg W. Uber den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Ztschr. Phys.*, 1927, 43:172-198.
10. Robertson HP. A general formulation of the uncertainty principle and its classical interpretation. *Phys. Rev. A*, 1930, 35(5):667.
11. Schrödinger E. Zum Heisenbergschen Unschärfeprinzip. *Ber. Kgr. Akad. Wiss.*, Berlin, 1930, 24:296-303.
12. Dodonov VV, Dodonov AV. Transmission of correlated Gaussian packets through a delta-potential. *J. Russ. Laser Res.*, 2014, 35(1):39-46.
13. Dodonov AV, Dodonov VV. Tunneling of slow quantum packets throw the high Coulomb barrier. *Physics Letters A,* 2014, 378:1071-1073.
14. Воронцов ЮИ. Соотношение неопределенности и соотношение ошибка измерения-возмущение. *УФН*, 2005, 175(10):1053-1068.
15. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ, Адаменко СВ. Особенности формирования и применения коррелированных состояний в нестационарных системах при низкой энергии взаимодействующих частиц. Формирование коррелированных состояний и увеличение прозрачности барьера при низкой энергии частиц. *ЖЭТФ*, 2012, 141(2):276-287.
16. Высоцкий ВИ, Адаменко СВ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и увеличение прозрачности барьера при низкой энергии частиц в нестационарных системах с демпфированием и флуктуациями. *ЖЭТФ*, 2012, 142, 4(10):627-643.
17. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и оптимизация ядерных реакций для частиц низкой энергии при нерезонансной низкочастотной модуляции потенциальной ямы. *ЖЭТФ,* 2015, 147, 2:279-291.
18. Быков ВП. Основные особенности сжатого света. *УФН*, 1991, 161(10):145-173.
19. Mandel L., Wolf E. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1995 (Перевод: Мандель Л, Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. Москва, Физматлит, 2003, 896 с.).
20. Yariv A. *Quantum Electronics*. John Sons, Inc. 1975; (Перевод: Ярив А. Квантовая Электроника. Москва, Советское радио, 1980, 488 с.).
21. Scully MO, Zubairy MS. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1997; (Перевод: Скалли МО, Зубайри МС. *Квантовая оптика*. Москва, Физматлит, 2003, 510 с.).
22. Андреев ВА, Давидович ДМ, Давидович ЛД, Давидович МД, Манько ВИ, Манько МА. Трансформационное свойство функции Хусими и ее связь с функцией Вигнера и томограммами. *Теоретическая и математическая физика,* 2011, 166(3):410.
23. Andreev VA, Davidovich DM, Davidovich LD, Davidovich MD. Relationships between scaling transformed Husimi functions and symplectic tomograms describing corresponding physical states. *Phys. Scr.*, 2011, 143:01400.
24. Андреев ВА, Давидович ЛД, Давидович Милена Д, Давидович Милош Д, Манько ВИ, Манько МА. Операторный метод вычисления Q-символов и их связь с символами Вейля-Вигнера и символами симплектических томограмм. *Теоретическая и математическая физика*, 2014, 179(2):207-224.
25. Andreev VA, Davidović Milena D, Davidović LD, Davidović Miloš D and Davidović DM. Derivation of the Husimi symbols without

antinormal ordering, scale transformation and uncertainty relations. *Physica Scripta*, 2015, 90(7):074023.
26. Vladimir A. Andreev, Dragomir M. Davidovi´c, Ljubica D. Davidovi´c, Milena D. Davidovi´c, Milo˘s D. Davidovi´c, and Sergey D. Zotov, Scaling transform and stretched states in quantum mechanics. *J. Russ. Laser Res.*, 2016, 37(5):434-439.
27. Андреев ВА, Давидович ДМ, Давидович ЛД, Давидович Милена Д, Давидович Милош Д. Преобразования масштаба фазового пространства и растянутые состояния гармонического осциллятора. Т*еоретическая и математическая физика*, 2017, 192(1):164-184.
28. Agarwal GS, Tara K. Transformation of the nonclassical states by an optical amplifier. *Phys. Rev. A,* 1993, 47(4):3160-3166.
29. Agarwal GS, Chaturvedi S, and Rai Amit. Amplification of NOON States, http://arxiv.org/abs/0912.5134v1.
30. Andreev VA, and Lerner PB. Supersymmetry in the Jaynes-Cummings Model. *Physics Letters A*, 1989, 134:507-511.
31. Andreev VA. Supersymmetry of two-level systems. *J. Sov. Laser Res.*, 1992, 13:268-278.
32. Schleich WP. *Quantum Optics in Phase Space.* WILEY-VCY, 2001; (Перевод: Шляйх ВП. *Квантовая оптика в фазовом пространстве.* Москва, Физматлит, 2005, 758 с.).
33. Chernega VN. Purity-dependent uncertainty relations and a possible enhancement of the quantum tunneling phenomenon. *J. Russ. Laser Res.,* 2013, 34(2):168-174; http://arxiv.org/abs/1303.5238v1(2013).

Андреев Владимир Андреевич
к.ф.-м.н., с.н.с.
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
53, Ленинский пр., Москва 119991, Россия
andrvlad@yandex.ru

HARMONIC OSCILLATOR AND RELATED STATES WITH LARGE VALUE OF UNCERTAINTY

Vladimir A. Andreev
P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, http://www.lebedev.ru
Moscow 119991, Russian Federation
andrvlad@yandex.ru

Abstract. **A review is given of the properties of two types of quantum states, which have great uncertainty in the coordinate and momentum. Both are obtained from the states of a harmonic oscillator by means of certain transformations. The first type is correlated states, they are obtained from coherent states with a help of the Bogolyubov transform. The variances of the coordinate and momentum of such a state depend on the Bogolyubov transform parameters and can, in general, take arbitrarily large values. Their specific values are determined by the physical processes with which the Bogolyubov transform is realized. A concrete example of such physical process is considered. Another type are stretched states. Formally, they arise when the n-partial state of a harmonic oscillator undergoes a transform associated with a scale transformation of the phase space. The dispersion of the coordinate and momentum of these states depends on the scale transformation parameter and can also take arbitrarily large values. Physically stretched states can be obtained by passing n-photon states through a quantum amplifier. The role of the scale transformation of the phase space is played by the gain of the quantum amplifier.**

Keywords: **harmonic oscillator, correlated states, compressed states, stretched states, uncertainty relations, Planck constant**

PACS 03.65.−w, 23.20.Lv
Bibliography – 33 references *Received 22.04.2017*
RENSIT, 2017, 9(1):8-20 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.008**

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ РЕАЛИЗАЦИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Высоцкий В.И., Высоцкий М.В.

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, www.univ.kiev.ua

Киев 01601, Украина

Поступила 15.06.2017

В работе рассмотрен универсальный метод кратковременного и очень существенного ослабления и подавления действия туннельного эффекта при ядерном взаимодействии частиц с низкой энергией за счет использования когерентных коррелированных состояний (ККС), формируемых при слабом управляемом импульсном или периодическом воздействии на эти частицы или окружающую среду. Этот механизм объясняет все регистрируемые особенности успешных ядерно-физических экспериментов, проводимых при низкой энергии: аномально большую вероятность этих реакций, очень существенное подавление (по сравнению с аналогичными реакциями, проводимыми при большой энергии) сопутствующего гамма-излучения, а также полное отсутствие радиоактивных дочерних изотопов, образуемых в этих реакциях.

Ключевые слова: **ядерные реакции при низкой энергии, когерентные коррелированные состояния, туннельный эффект**

PACS: 03.65.Xp; 25.60.Pj; 25.70.−z; 25.85.Ge; 28.52.−s

Содержание

1. Введение (21)
2. Формализм и общие закономерности использования ККС в квантовомеханических системах (22)
3. Методы формирования когерентных коррелированных состояний в реальных системах (27)
   3.1. Формирование ККС при периодической модуляции параметров гармонического осциллятора (27)
   3.2. Особенности формирование ККС при ограниченном по размеру увеличении или уменьшении ширины параболической потенциальной ямы (39)
   3.3. Формирования ККС при импульсной модуляции параметров потенциальной ямы (32)
   3.4. Влияние затухания и случайной силы на процесс формирования когерентного коррелированного состояния частицы в параболической яме (33)
4. Заключение (35)
Литература (35)

1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные успешные эксперименты по реализации ядерных реакций при низкой энергии (LENR), часть из которых уверенно вышла из «детского» возраста лабораторных экспериментов и заявила о себе на индустриальном уровне (это относится, в частности, к экспериментам А.Росси), до настоящего времени не основываются на достоверной теоретической модели, адекватно объясняющей нетривиальные результаты, которые никак не согласуются с традиционными представлениями ядерной физики.

Среди известных LENR проблем наиболее часто рассматривают причину аномально большой вероятности преодоления кулоновского потенциального барьера при взаимодействии заряженных частиц с низкой энергией. «Стандартный» подход ядерной физики, очень успешно работающей в области энергий $E > 1$КэВ, не способен дать ответ на этот вопрос, если учесть, что типичная равновесная энергия частиц в задачах LENR не превышает $E \approx kT \approx 0.1$эВ, что приводит к очень малой и несопоставимой с результатами экспериментов вероятности туннельного эффекта.

Существует несколько десятков достаточно проработанных теоретических моделей, которые на совершенно разных принципах (включая такие экзотические, как учет анизотропии взаимодействия кварков, существование неизвестных элементарных частиц или наличие гипотетических сверхглубоких «дираковских» уровней электронов в атоме водорода) пытаются решить этот парадокс.

Другие, еще более экзотические парадоксы (прежде всего, совершенно необычное для «стандартной» ядерной физики полное отсутствие радиоактивных дочерних изотопов в наблюдаемых LENR реакциях, очень сильное (на много порядков) подавление сопутствующего и типичного для конкретных ядерных реакций гамма-излучения, а также, в случае наиболее исследованной реакции dd-синтеза, очень сильное подавление нейтронного канала этой реакции) в этих моделях практически не рассматриваются, ограничиваясь только очень важной, но не единственной проблемой аномально большой прозрачности кулоновского барьера.

Очевидно, что такой односторонний подход явно недостаточен. Нетривиальность этих необъясненных парадоксов не может быть проигнорирована, поскольку отсутствие адекватного их объяснения эквивалентно отсутствию понимания этих процессов, а значит и невозможность их оптимизации и безопасного широкомасштабного использования!

В работах [1-13] был рассмотрен общий и достаточно универсальный механизм оптимизации LENR на основе когерентных коррелированных состояний (ККС) взаимодействующих частиц. Этот механизм обеспечивает большую вероятность LENR и может применяться с одинаковой эффективностью к очень разным экспериментам. Следует отметить, что метод ККС позволяет объяснить все перечисленные парадоксы на основе стандартной квантовой механики и современной ядерной физики без привлечения фантастических эвристических моделей.

2. ФОРМАЛИЗМ И ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ККС В КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

В атомной и ядерной физике часто используются хорошо известные отношения неопределенности Гейзенберга для координаты и импульса, а также энергии и времени (1927)

$$\delta q \delta p \geq \hbar/2,\ \delta E \delta t \geq \hbar/2 \qquad (1a)$$

и их обобщения, сделанные в 1929 г. Робертсоном для произвольных динамических переменных A и B

$$\delta A \delta B \ \geq |<[\hat{A}\hat{B}]>|/2,\ \delta K = \sqrt{\sigma_K},\ \ \sigma_K = \left\langle (\hat{K} - \langle K \rangle)^2 \right\rangle. \qquad (1b)$$

В 1930 г. Шредингер и Робертсон независимо обобщили соотношение (1б) и получили более универсальное неравенство, называемое соотношением неопределенности Шредингера-Робертсона [14, 15]

$$\sigma_A \sigma_B \geq |<[\hat{A}\hat{B}]>|^2 /4(1-r^2), \qquad (2)$$

$$r = \sigma_{AB} / \sqrt{\sigma_A \sigma_B},$$

$$\sigma_{AB} = (<\hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A}>)/2 - <A><B>,\ 0 \leq |r| \leq 1,$$

в котором величина r является коэффициентом корреляции между величинами A и B. Он определяет степень взаимной статистической связи динамических переменных A и B и определяет ограничение на произведение дисперсий этих величин. В частном случае $A = q$, $B = p$, $<q> = 0$, $<p> = 0$, $\delta q = \sqrt{\sigma_q}$, $\delta p = \sqrt{\sigma_p}$ соотношения (1) и (2) сводятся к модифицированному соотношению неопределенностей Гейзенберга с коэффициентом корреляции r_{pq}

$$\delta q \delta p \geq \hbar / 2\sqrt{1 - r_{pq}^2} \equiv \hbar^*/2,$$

$$\hbar^* = G_{pq}\hbar, G_{pq} = 1/\sqrt{1 - r_{pq}^2}. \qquad (3a)$$

Соответственно, при $A = E$, $B = t$ имеем соотношение

$$\delta E \delta t \geq \hbar / 2\sqrt{1 - r_{Et}^2} \equiv \hbar^*/2,$$

$$\hbar^* = G_{Et}\hbar, G_{Et} = 1/\sqrt{1 - r_{Et}^2}, \qquad (3b)$$

зависящее от коэффициента корреляции r_{Et}.

Согласно общепринятой терминологии понятие ККС относится к состояниям, для которых соотношения (2) и (3) превращаются в равенства, но обычно термином ККС называют любые состояния с $|r| \to 1$. Согласно той же трактовке квантовое состояние, которое превращает соотношения

(2) и (3) в равенства, традиционно называется когерентным состоянием (КС) – синонимом «сжатого» состояния, которое характеризуется минимальным произведением дисперсий или среднеквадратичных флуктуаций и максимальной близостью к классическому состоянию частицы в потенциальной яме. Принципиальное отличие соотношений неопределенностей Гейзенберга-Робертсона и Шредингера-Робертсона наглядно характеризуется коэффициентом эффективности корреляции $G = 1/\sqrt{1-r^2}$ [9-12]. Он возрастает от величины $G = 1$ при $r = 0$, что соответствует отсутствию корреляции, до $G \to \infty$ при полной корреляции, т.е. при $|r| \to 1$.

Величина G характеризует увеличение амплитуд флуктуаций динамических переменных A и B, а ее важность следует из следующего простого примера, демонстрирующего эффективность ККС для оптимизации ядерных реакций при низкой энергии.

В случае $A = q$, $B = p$, $\langle q\rangle = 0$, $\langle p\rangle = 0$, $\delta q = \sqrt{\sigma_q}$, $\delta p = \sqrt{\sigma_p}$ из формулы (3а) следует следующая простая оценка для нижнего предела (минимальной величины) флуктуации кинетической энергии частицы массой M, локализованной в пределах пространственного интервала δq

$$\delta T^{(\min)} = (\delta p)^2 / 2M = G^2\hbar^2 / 8M(\delta q)^2. \qquad (4)$$

В частности, при локализации протона с массой M_p в типичной для конденсированных сред межатомной области размером $a \approx 1.5$Å (при этом $\delta q \le 0.75$Å), флуктуация кинетической энергии частицы, находящейся в ККС с $1 - |r| \approx 10^{-7}$, чему соответствует очень большой (но реальный) коэффициент эффективности корреляции $G = 2240$, соответствует величине $\delta T^{(\min)}_{|r|=1-10^{-7}} \approx 5\,keV$. Заметим, что эта величина может быть получена при как угодно малой (в том числе нулевой) температуре среды, в которой находится данная потенциальная яма.

Эта величина даже на этом нижнем пределе сопоставима с оптимальной температурой термоядерной плазмы в токамаке, достигаемой путем вложения очень большой реальной энергии. При обеспечении еще большего коэффициента корреляции величина $\delta T_r^{(\min)}$ будет еще больше. Для сравнения укажем, что в отсутствии ККС (т.е. при $r = 0$) соответствующая флуктуация кинетической энергии $\delta T^{(\min)}_{r=0} \approx 0.001\,eV$ будет несравнимо меньше. Следует подчеркнуть, что обычно [3, 7, 8] реальная величина $\delta T_{|r|\neq 0}$ значительно превышает $\delta T^{\min}_{|r|\neq 0}$.

Для частиц с меньшей массой (в частности, для электрона с массой M_e) минимальная флуктуация при тех же условиях и наличии ККС соответствует релятивисткой энергии

$$\delta T^{(\min)}_{|r|=1-10^{-7}} = \sqrt{(\delta p)^2 c^2 + M_e^2 c^4} - M_e c^2 =$$
$$= M_e c^2[\sqrt{1 + G^2\hbar^2 / 4M_e^2 c^2 (\delta q)^2} - 1] \approx$$
$$\approx 2.23\,MeV, \qquad (5)$$

которой, казалось бы, достаточно для, например, нейтронизации свободных протонов, а также атомов или ионов водорода на основе реакции $p + \beta^- + \delta T \to n + \nu$. Ниже показано, что такая реакция за счет флуктуации δT невозможна.

Еще один метод приближенной оценки эффективности влияния ККС на туннельный эффект и последующие ядерные преобразования основывается на учете формальной замены $\hbar \to \hbar^* \equiv \hbar/\sqrt{1-r^2} \equiv G\hbar$ в выражении для вероятности D туннелирования сквозь высокий потенциальный барьер. В работах [3, 7, 8] на примере частицы, локализованной в параболической яме, было показано, что прямое использование такой замены в формуле для вероятности туннельного эффекта в подбарьерной области $L(E)$ в поле ядра радиусом R

$$D_{r\neq 0} \approx$$
$$\approx \exp\left\{-\frac{2\sqrt{1-r^2}}{\hbar}\int_R^{R+L(E)} \sqrt{2M\{V(q)-E\}}\,dq\right\} =$$
$$= \left(D_{r=0}\right)^{\sqrt{1-r^2}} \equiv \sqrt[G]{D_{r=0}} \qquad (6)$$

хорошо согласуется с результатами независимого строгого квантовомеханического расчета величины $D_{r\neq 0}$ при условии $D_{r=0} << 1$.

На **Рис. 1**a представлены результаты соответствующего расчета, демонстрирующие изменение усредненной по времени плотности вероятности подбарьерной локализации частицы $\bar{D}(x,r) \equiv \langle|\Psi(x,t,r)\rangle_t$ в параболической потенциальной яме $V(x) = m\omega^2 x^2$, а на Рис. 1b – изменение этой величины в пробной точке $x = 10x_0$ глубоко под барьером в зависимости

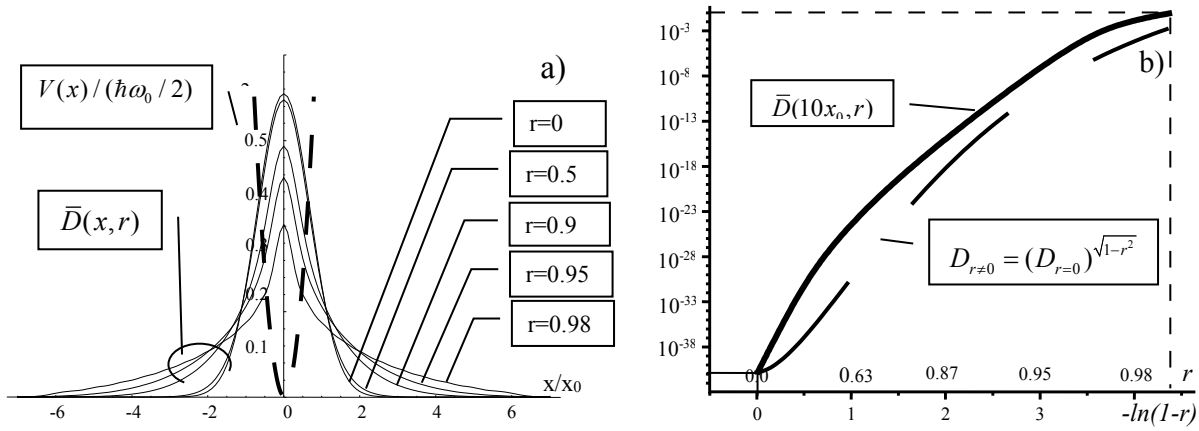


Рис. 1. *a) Усредненное распределение плотности вероятности* $\bar{D}(x,r)\equiv<|\Psi(x,t,r)>_t$ *для частицы в потенциальной яме* $V(x)=(x/x_0)^2$ *и в области под барьером для коррелированных и некоррелированных состояний частицы с разными значениями r; b) Зависимость усредненной по времени плотности вероятности локализации частицы (вероятность туннелирования) от коэффициентом корреляции* $0\le r\le 0.987$ *в подбарьерной области с координатой* $x=10x_0$. *Сплошная линия – результат точного расчета, прерывистая – результат аппроксимации (6).*

от коэффициента корреляции (здесь $x_0=\sqrt{\hbar/m\omega}$).

Из полученных данных следует, что даже при сравнительно небольшом возрастании коэффициента корреляции в интервале $0\le r\le 0.987$, чему соответствует небольшое изменение коэффициента эффективности корреляции $0\le G\le 6.2$, имеет место возрастание прозрачности барьера от 10^{-36} до 0.01. Аналогичным образом легко определить, что типичная и очень малая при низкой энергии и больших зарядах взаимодействующих частиц вероятность туннельного эффекта $D_{r=0,G=1}\approx 10^{-500}$ в случае формирования ККС с $G\approx 1000$ возрастает до $D_{G=100}\approx 0.3$, что позволяет реализовать практически любую ядерную реакцию.

Физический механизм, обеспечивающий такой эффект, связан с формированием очень больших флуктуаций импульса и энергии частицы, находящейся в потенциальной яме в специально организованном суперпозиционном когерентном коррелированном состоянии. Такое формирование связано с взаимным усилением (конструктивной интерференции) парциальных флуктуаций кинетической энергии и импульса, соответствующих разным собственным состояниям такого состояния. Итогом интерференции является формирование непрерывно повторяющихся гигантских флуктуаций кинетической энергии, достаточных для прохождения сквозь высокий и широкий потенциальный барьер. Интересно отметить, что формирование ККС, если исходить из принципиальной стороны, не связано с увеличением средней энергии частицы в данной системе, а обусловлено синхронизацией большого числа случайных флуктуаций.

Наглядная и немного упрощенная иллюстрация такого процесса может быть получена при анализе особенностей формирования синхронизованных флуктуаций кинетической энергии частицы, находящейся в одномерной параболической потенциальной яме. Каждое из N собственных состояний частицы $\psi_n(q,t)$ в потенциальной яме характеризуется мгновенным значением флуктуации импульса $\Delta\vec{p}_n(t)$ с дисперсией $\sigma_{pn}(t)=\left\langle\{\Delta\vec{p}_n(t)-\langle\Delta\vec{p}_n(t)\rangle\}^2\right\rangle=\left\langle[\Delta\vec{p}_n(t)]^2\right\rangle$ и равным нулю средним значением $\langle\Delta\vec{p}_n(t)\rangle=0$. Формирование когерентного коррелированного состояния частицы ведет к синфазности и когерентному сложению (конструктивной интерференции) флуктуаций импульса $\Delta\vec{p}(t)=\sum_n^N\Delta\vec{p}_n(t)$ для большого количества $N>>1$ разных собственных состояний $\psi_n(q,t)$, образующих суперпозиционное когерентное коррелированное состояние $\Psi_{corr}(q,r,t)$. Следствием такой интерференции является условие $\langle\Delta\vec{p}_n(t)\Delta\vec{p}_m(t)\rangle_{corr}>0$, выполнение которого приводит к

формированию очень больших флуктуаций дисперсии полного импульса частицы

$$\sigma_{p(corr)} = \left\langle \left\{ \sum_n^N \Delta\vec{p}_n(t) \right\}^2 \right\rangle_{corr} =$$

$$= \sum_n^N \sum_{m\neq n}^N \langle \Delta\vec{p}_n \Delta\vec{p}_m \rangle_{corr} + \sum_n^N \langle (\Delta\vec{p}_n)^2 \rangle \approx$$

$$\approx N^2 \langle \Delta\vec{p}_n \Delta\vec{p}_m \rangle_{corr} + N \langle (\Delta\vec{p}_n)^2 \rangle \sim N^2, \quad N >> 1. \qquad (7)$$

Наличие таких флуктуаций импульса в моменты полной синхронизации ведет к резкому возрастанию вероятности тунелирования за счет кратковременного (флуктуационного) формирования состояний с очень большой флуктуацией кинетической энергией

$$< \Delta T(t) >_{corr} \equiv < (\Delta\vec{p}(t))^2 / 2M >_{corr} =$$

$$= N^2 \langle \Delta\vec{p}_n(t) \Delta\vec{p}_m(t) \rangle_{corr} / 2M +$$

$$+ N \langle (\Delta\vec{p}_n)^2 \rangle / 2M \sim N^2 \qquad (8)$$

при неизменной (малой) средней кинетической энергии частицы. Заметим, что в отсутствии когерентности между разными собственными состояниями имеет место очевидное условие $\langle \Delta\vec{p}_n \Delta\vec{p}_m \rangle_{noncoher} \equiv 0$, что ведет к тривиальному соотношению

$$< \Delta T(t) >_{noncoher} = N \langle (\Delta\vec{p}_n)^2 \rangle / 2M =$$

$$= N \langle \Delta T_n(t) \rangle. \qquad (9)$$

Строгий расчет с использованием матрицы плотности приводит, естественно, к аналогичным результатам. Эти результаты представлены в символическом виде на **Рис. 2**.

Проведенное выше обсуждение специфики ККС касается проблемы оптимизации туннельного эффекта, которая является основной, но не единственной проблемой, характеризующей особенности LENR.

Легко убедиться, что другие особенности LENR (прежде всего отсутствие дочерних радиоактивных изотопов) также следует из специфики ККС. В частности, из базового соотношения (3*b*) следует, что возможность реализации LENR за счет виртуальной кинетической энергии $\delta E \equiv \delta T_{|r|\neq 0}$ ограничена законами сохранения для всей системы. Очень важным является то обстоятельство, что эта виртуальная энергия «существует» в данной системе (т.е. может оказывать определенное воздействие или определенным образом влиять на разные процессы) конечное время δt. Вследствие этого любой процесс с использованием δE может быть реализован только в том случае, когда в течение реакции, осуществляемой за счет этой виртуальной энергии, выделяется такая энергия реакции ΔE, величина которой не меньше, чем δE, а время «возврата» в рассматриваемую систему этой виртуальной энергии (т.е., фактически, длительность реакции с выделением энергии) не превышает величину δt.

Применительно к ядерной реакции это соответствует тому, что суммарное время протекания реакции T_{total} (включающее время подхода частицы к барьеру t_1, длительность прохода сквозь барьер t_2 и время самой реакции с выделением энергии T_{reac}) не должно превышать δt. Это требование, принимая во внимание очень малую длительность δt большой по амплитуде флуктуации $\delta T_{|r|\neq 0}$, накладывает очень жесткие условия на такие процессы и автоматически исключает возможность протекания неоптимальных реакций.

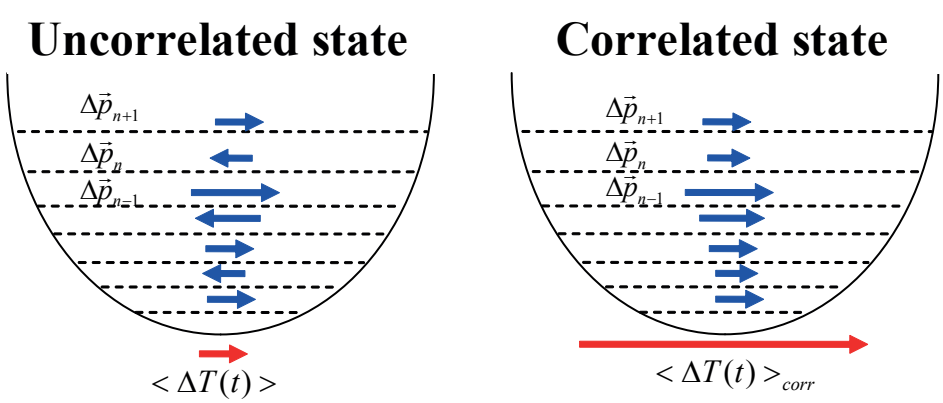


Рис. 2. *Схема формирования больших флуктуаций кинетической энергии частицы, находящейся в когерентном коррелированном состоянии (справа), за счет синхронизации флуктуаций на разных уровнях энергии суперпозиционного состояния.*

Схема такого сценария представлен на **рис. 3.**

Для примера рассмотрим особенности протекания реакций LENR с участие протонов и изотопов ^{6}Li и ^{7}Li. Общая схема этих реакций имеет вид

$$Li^6 + p = \\ = Be^{7*}\left\{Be^{7*}: Q = 4\,MeV, T_{reac} \approx 1.3*10^{-13}\,s\right\} \rightarrow \\ \rightarrow He^4 + He^3; \qquad (10a)$$

$$Li^7 + p = \\ = Be^8 \left\{ \begin{array}{l} Be^8: Q \approx 0.1\,MeV, T_{reac} \approx 6.10^{-17}\,s \\ Be^8*: Q \approx 17{,}255\,MeV, T_{reac} \approx 10^{-20}\,s \end{array} \right\} \rightarrow \\ \rightarrow 2He^4 + 17{,}255\,MeV. \qquad (10b)$$

В «обычном» некоррелированном состоянии вероятность туннельного эффекта для этих реакций при низкой температуре 300…1000 К крайне мала и не превышает $D_{r=0} \approx 10^{-200}...10^{-100}$. Примем для оценки, что для быстрого протекания этих реакций необходимо, чтобы протон имел энергию $\delta E \approx$ 10КэВ. В случае использования соотношения неопределенностей Гейзенберга $\delta E \delta t_{r=0} \geq \hbar/2$ такая флуктуация может существовать в течение времени $\delta t_{r=0} \approx \hbar/2\delta E \approx 5\cdot10^{-21}$ с. При этой энергии минимальное суммарное время протекания реакции равно величине $T_{total} = T_{reac} + t_1 + t_2 \approx T_{reac} + L(\delta E)/v(\delta E) \approx 10^{-18}$ с.

Из схем реакций (10a) и (10b) видно, что для такой величины T_{total} необходимое условие $T_{total} < \delta t_{r=0}$ для обеих реакций не выполняется и они невозможны.

В коррелированном состоянии при реально достижимой величине r ≈ 0.99999 та же флуктуация энергии $\delta E \approx$ 10КэВ может существовать

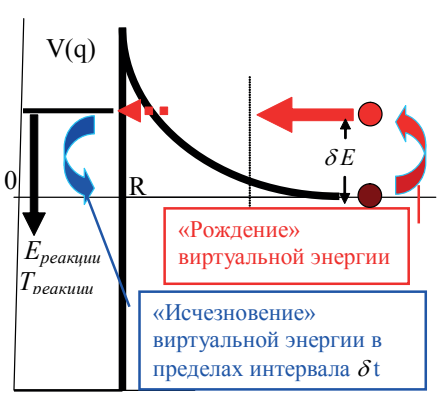


Рис. 3. *Схема «рождения» и «исчезновения» виртуальной энергии при движении частицы сквозь кулоновский барьер с последующей кратковременной ядерной реакцией.*

$\delta t_{r=0.99999} \approx \hbar / 2\delta E\sqrt{1-r^2} \approx 2.5\cdot10^{-18}$ с. Сопоставляя эту величину с полной длительностью $T_{total2} \approx 10^{-18}$с реакции (10b) $^7Li + p = 2^4He$ приходим к выводу, что $T_{total} \approx 10^{-18}$с < δt (т.е. суммарное время протекания реакции оказывается меньше времени существования флуктуации, которая стимулирует эту реакцию), а протекание такой реакции согласуется с законом сохранения энергии и соответствующим соотношением неопределенностей.

В противовес этому для реакции (10a) имеет место противоположное условие $T_{total} \approx 10^{-13}$с >> δt и такая реакция принципиально невозможна за счет формирования ККС.

Эти результаты полностью совпадают с данными очень детальных экспериментов [15], проводимых в течение 32 суток в Лугано для экспертизы установки А.Росси, в которых наблюдалась очень эффективная переработка изотопа ^7Li, который характеризуется малой длительностью реакции и полное отсутствие реакций с участием изотопа ^6Li.

Аналогичным образом легко показать, что это же правило селекции запрещает реализацию LENR в тех каналах реакции с участием любых других изотопов и элементов, которые характеризуются большим временем реакции, превышающим δt. Очевидно, учитывая малость δt даже в системах с большим коэффициентом корреляции, что реакции, проходящие через стадию формирования долгоживущих радиоактивных изотопов, в полной мере подпадают под такой запрет.

Также данный механизм позволяет понять, почему в реакциях LENR оказывается сильно подавленным гамма-излучение. Дело в том, что большинство гамма-переходов в ядрах характеризуются временем жизни $\tau \geq 10^{-13}...10^{-15}$с, существенно превышающим длительность существования флуктуаций для когерентных коррелированных состояний и в силу этого такие процессы также оказываются маловероятными.

Целесообразно также отметить, что такие же закономерности отличают протекание любых реакций с использованием виртуальной энергии от реакций с участием реально ускоренных частиц. Основные отличия при этом связаны с запретом как на реализацию

любых эндоэнергетических реакций, так и реакций с формированием долгоживущего промежуточного состояния ядра с временем жизни $\tau >> \delta t$.

3. МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Базовой моделью для анализа ККС является нестационарный гармонический осциллятор.

В работах [3-13] было показано, что наиболее простой метод возбуждения ККС частицы связан с нестационарной деформацией гармонического потенциала $V(q,t) = M\omega^2(t)q^2/2$, в поле которого находится эта частица. В симметричной нестационарной параболической потенциальной яме, для которой $<q> = 0$, $<p> = 0$, волновая функция частицы, которая до начала действия деформации находилась в основном состоянии, зависит от коэффициента корреляции и имеет вид [1-3, 4, 7]

$$\Psi_0(q,t) = \frac{1}{\sqrt[4]{2\pi\sigma_q}} \exp\left[-\frac{q^2}{4\sigma_q}\left(1 - \frac{ir(t)}{\sqrt{1-r(t)^2}}\right)\right]. \quad (11)$$

Явный вид коэффициента корреляции

$$r = \mathrm{Re}\left\{\varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt}\right\} / \left|\varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt}\right|, \quad (12)$$

а также коэффициент сжатия k, определяющего отношение дисперсий координаты и импульса частицы

$$k = \sigma_q / \sigma_p = |\varepsilon / (d\varepsilon / dt)|^2, \quad (13)$$

и величины этих дисперсий

$$\sigma_q \geq (\hbar/2)\sqrt{k/(1-r^2)},$$

$$\sigma_p \geq (\hbar/2)\sqrt{1/k(1-r^2)}, \quad (14)$$

могут быть найдены на основе решения уравнения движения классического осциллятора с переменной частотой при наличии внешней силы

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2} + \omega^2(t)\varepsilon = f(t) \quad (15)$$

и начальных условиях

$$\varepsilon(0) = 1, \ \left.\frac{d\varepsilon}{dt}\right|_0 = i. \quad (16)$$

В уравнениях (11)-(16) и последующих соотношениях $\omega(t)$ – безразмерная частота, нормированная на характерную частоту осциллятора ω_0; t – безразмерное (нормированное на ω_0^{-1}) время; $\varepsilon(t)$ – безразмерная (нормированная на $q_0 = \sqrt{\hbar / M\omega_0}$) комплексная координата частицы; M – приведенная масса частицы.

В общем случае решение уравнения (14) имеет вид $\varepsilon(t) = e^{\varphi(t)}$, $\varphi(t) = \alpha(t) + i\beta(t)$.

Подставляя это решение в (12) и (15), используя следующие из (16) начальные условия

$$\varphi(0) = \alpha(0) = \beta(0) = 0, \ \left.\frac{d\varphi}{dt}\right|_0 = i, \ \left.\frac{d\alpha}{dt}\right|_0 = 0, \ \left.\frac{d\beta}{dt}\right|_0 = 1 \quad (17)$$

и разделяя действительную и мнимую части полученного уравнения, находим

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 - \exp(-4\alpha) = -\omega^2(t),$$

$$\beta(t) = \int_0^t \exp\{-2\alpha(t')\}dt', \quad (18)$$

$$|r| = \sqrt{\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 \exp(4\alpha) / \left\{1 + \left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2 \exp(4\alpha)\right\}}. \quad (19)$$

Из (19) видно, что достижение предельного значения $|r| \to 1$ возможно только при выполнении условия $(d\alpha/d(t))^2 exp(4\alpha) >> 1$.

Система уравнений (18), (19) эквивалентна уравнению (15), но более удобна для анализа и позволяет вначале по заданному закону изменения $\omega(t)$ находить показатель степени амплитуды колебаний осциллятора $\alpha(t)$ из (18), а затем на основе $\alpha(t)$ находить $r(t)$ из уравнения (19).

Исследование конкретных механизмов формирования ККС при различных режимах деформации потенциальной ямы, а также анализ специфики проявления этого состояния в модельных и реальных системах проведено в работах [4-13].

3.1. Формирование ККС при периодической модуляции параметров гармонического осциллятора

В работе [4-8, 10] были детально рассмотрены особенности формирования ККС частицы при слабом по амплитуде периодическом воздействии на параметры (в частности, частоту) гармонического осциллятора $\omega(t) = \omega_0(1 + g\cos\Omega t)$ в случае $|g| << 1$. Из решения уравнений (12)-(16) следует, что процесс формирования ККС при такой модуляции параметров потенциальной ямы характеризуется наличием основного (при $\Omega \approx \omega_0$) и параметрического ($\Omega \approx 2\omega_0$) резонансов,

вне пределов которых эффективность этого процесса очень резко падает, хотя и остается отличной от нуля [10]. В пределах этих резонансов $|r| \to 1$ при возрастании длительности модуляции (см. **рис. 4***a*). Интересно отметить, что частотная полуширина основного резонанса очень мала ($|\delta\Omega| << g\omega_0$), а параметрический резонанс характеризуется резонансной кривой, имеющей плоскую вершину шириной $|\delta\Omega| = 2g\omega_0$.

Из этих же расчетов следует, что при возрастании длительности модуляции имеет место быстрое возрастание максимальных значений коэффициента корреляции $r(t)_{max}$, причем наибольший темп увеличения $r(t)_{max}$ соответствует частоте $\Omega = 2\omega_0$ и он резко возрастает с ростом индекса частотной модуляции g, достигая величины $|r|_{max} = 0.999$ (чему соответствует $G_{max} \approx 22$) при $\omega_0(t) \approx 500$ и $|r|_{max} = 0.9997$ ($G_{max} \approx 41$) при $\omega_0(t) \approx 1000$.

Очевидно, что аналогичная структура с двумя максимумами разной амплитуды и площади (рис. 4*a*) соответствует зависимости вероятности туннельного эффекта от частоты модуляции.

Этот результат полностью объясняет результаты экспериментов [16] по стимулированию LENR при синхронизованном

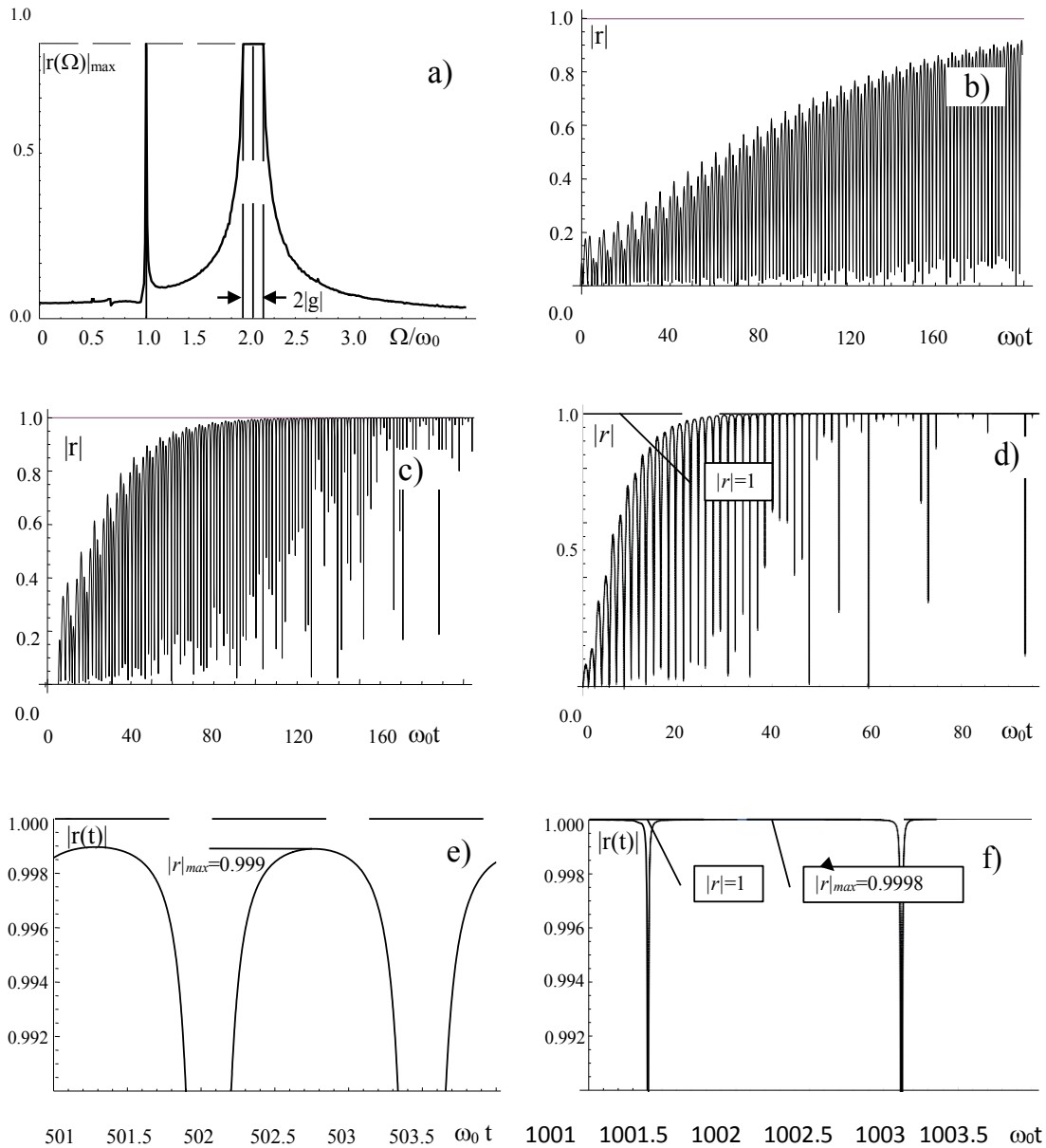


Рис. 4. *a) – резонансная структура зависимости максимума коэффициента корреляции от частоты* Ω *при периодической модуляции* $\omega(t) = \omega_0(1 + g\cos\Omega t)$ *параметров потенциальной ямы; b)-f) - зависимость коэффициента корреляции от времени при модуляции на основной частоте* $\Omega = \omega_0$ *при* $g = 0.1$*(b) и* $g = 0.2$*(c) и на частоте параметрического резонанса* $\Omega = 2\omega_0$ *при* $g = 0.1$ *в интервале времени* $\omega_0 t \leq 100$*(d),* $\omega_0 t \approx 500$ *(e) и* $\omega_0 t \equiv 1000$ *(f).*

воздействии двух лазерных пучков, генерируемых маломощными лазерными диодами (P ≈ 20 мВт) с близкими частотами, на поверхность *Pd* катода, находящегося в тяжелой воде в электролитической ячейке (**Рис. 5**).

При совпадении поляризации этих пучков имеет место генерация разностной частоты, воздействующей на электроны проводимости катода, что приводит к периодической модуляции параметров потенциальной ямы для локализованных ионов дейтерия в решетке палладия. Подбирая соответствующие пары таких диодов, авторы исследовали зависимость энерговыделения в такой системе от этой разностной частоты в интервале 5…25 ТГц и обнаружили 4 резонансных пика энерговыделения с частотами $\Omega_1 \approx 7.8...8.2$, $\Omega_2 \approx 10.2...10.8$, $\Omega_3 \approx 15.2...15.6$ и $\Omega_4 \approx 20.2...20.8$ ТГц, имеющие разную амплитуду.

Авторы не смогли дать никакой адекватной интерпретации этих экспериментов. Легко убедиться, что эти результаты очень хорошо согласуются с данными представленных выше расчетов, если предположить, что энерговыделение связано со стимуляцией ядерных реакций при низкой энергии

$$d + d = {}^3He + n;\ t + p, {}^4He \qquad (20)$$

$$Pd^A + d \rightarrow Ag^{A+2} \rightarrow ...$$

в объеме палладия, насыщенного дейтерием.

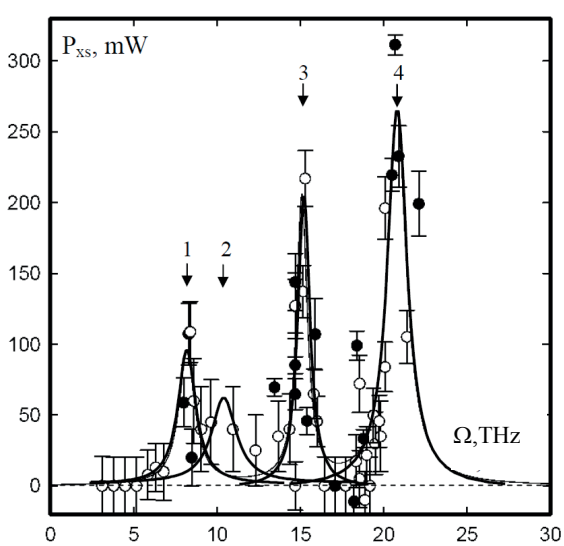


Рис. 5. *Зависимость мощности, выделяемой при воздействии на поверхность катода из палладия, насыщенного в процессе электролиза дейтерием в объеме тяжелой воды, от разностной частоты Ω излучения от двух маломощных лазерных диодов* [16].

Анализ колебательной структуры дейтерия в матрице *Pd* показывает, что частоты $\omega_1 \approx 7.8...8.2$ ТГц и $\omega_2 \approx 10.2...10.8$ ТГц соответствуют собственным колебаниям ионов дейтерия в решетке *Pd*. Каждый из таких ионов – это, фактически, гармонический осциллятор. Сопоставляя графики зависимости выделяемой мощности, представленные на Рис. 5, и, соответственно, структуру частотной зависимости коэффициента корреляции (Рис. 4а), легко убедиться, что 1 и 3 пики на Рис. 5 соответствуют паре, определяемой основным $\Omega = \omega_1 \approx 7.8...8.2$ ТГц и параметрическим $\Omega = 2\omega_1 \approx 15.2...15.6$ ТГц частотным резонансам формирования коэффициента корреляции, а 2 и 4 пики соответствуют другой паре (основному $\Omega = \omega_1 \approx 10.2...10.8$ ТГц и параметрическому $\Omega = 2\omega_1 \approx 20.2...20.8$ ТГц частотным резонансам). Соотношение амплитуд максимумов энерговыделения на Рис. 5 полностью соответствует результатам, представленным на Рис. 4 – первый, более низкий пик каждой пары соответствует меньшей эффективности формирования ККС на частоте основного резонанса, а второй, более высокий – большей эффективности на частоте параметрического резонанса.

3.2. Особенности формирование ККС при ограниченном по размеру увеличении или уменьшении ширины параболической потенциальной ямы

Наиболее важным, с точки зрения практического применения, является механизм формирования ККС при разовом уменьшении или увеличении ширины потенциальной ямы, в которой находится рассматриваемая частица. Эти результаты были подробно рассмотрены в [3, 4, 7-9].

а) Найдем решение системы уравнений (18)-(19) при ограниченном (в интервале от L_0 до $L_{\max} \equiv L_0(1 + g^{(+)})$) увеличении ширины параболической ямы

$$L(t) = L_0(1 + g^{(+)})/(1 + g^{(+)}e^{-t/T}) \qquad (21a)$$

которому соответствует уменьшение частоты осциллятора

$$\omega(t) = \omega_0^{(+)}(1 + g^{(+)}e^{-t/T}) / (1 + g^{(+)}) \qquad (21b)$$

от $\omega(0) = \omega_0^{(+)}$ до $\omega(\rightarrow\infty) \equiv \omega_{\min} = \omega_0^{(+)} / (1 + g^{(+)})$.

Здесь $g^{(+)} = L_{max}/L_0 - 1$ и $g^{(+)} \approx L_{max}/L_0$ если $L_{max} >> L_0$.

Величина T определяет характерное время деформации (увеличения размера) ямы.

На **рис. 6** представлена зависимость коэффициента корреляции от времени при монотонном увеличении ширины потенциальной ямы в интервале $L_{max}/L_0 = 11...10^4$ при разной характерной длительности $T = (10^{-1}/\omega_0^{(+)})...(10/\omega_0^{(+)})$ изменения этой ширины. Такое изменение размеров ямы L_{max}/L_0 соответствует интервалу $\omega_0^{(+)}/\omega_{min} = 11...10^4$ изменения частоты колебания частицы в яме.

Из полученных результатов следует, что при увеличении интервала L_{max}/L_0 происходит очень значительное возрастание амплитуды осцилляций коэффициента корреляции в направлении достижения максимально возможного значения $|r|_{max} \to 1$. Узкие провалы в графике величины $|r(t)|$ являются следствием быстрых интерференционных переходов между значениями $r(t)$ и $-r(t)$ при увеличении времени. При возрастании $|r(t)|_{max} \to 1$ ширина этих провалов стремится к нулю.

Другим существенным фактором увеличения величины $|r(t)|_{max}$ является использование минимального времени T деформации ямы.

В частности, при сравнительно небольшом изменении размера ямы (при $L_{max}/L_0 = 11$ и $T = (0.1...1)/\omega_0^{(+)}$) максимальные значения коэффициента корреляции $|r|_{max}$ и коэффициента эффективности корреляции $G_{max} = 1/\sqrt{1-r_{max}^2}$ не превышают, соответственно, $|r|_{max} \approx 0.98$ и $G_{max} \approx 5$. При увеличении этого интервала до $L_{max}/L_0 = 10^4$ (это соответствует, например, возрастанию ширины микротрещины от "затравочной" величины $L_0 \approx 5...10$Å до $L_{max} \approx 5...10$ мкм) имеем $1 - |r|_{max} \approx 2\cdot10^{-7}$ и $G_{max} \approx 1600$.

Гипотетический случай еще большего изменения $L_{max}/L_0 = 10^5$ соответствует ККС с близкими к идеальным характеристиками $1 - |r|_{max} \approx 10^{-9}$ и $G_{max} \approx 20000$!

Подчеркнем еще одну особенность процесса формирования ККС. Максимальная текущая величина коэффициента корреляции $|r(t)|_{max}$ обеспечивается через интервал времени, намного превосходящий величину T, которая определяет длительность существенного изменения ширины ямы. Это прямо следует из анализа данных, представленных на рис. 5. В частности, первые максимумы величин $|r(t)|$ и

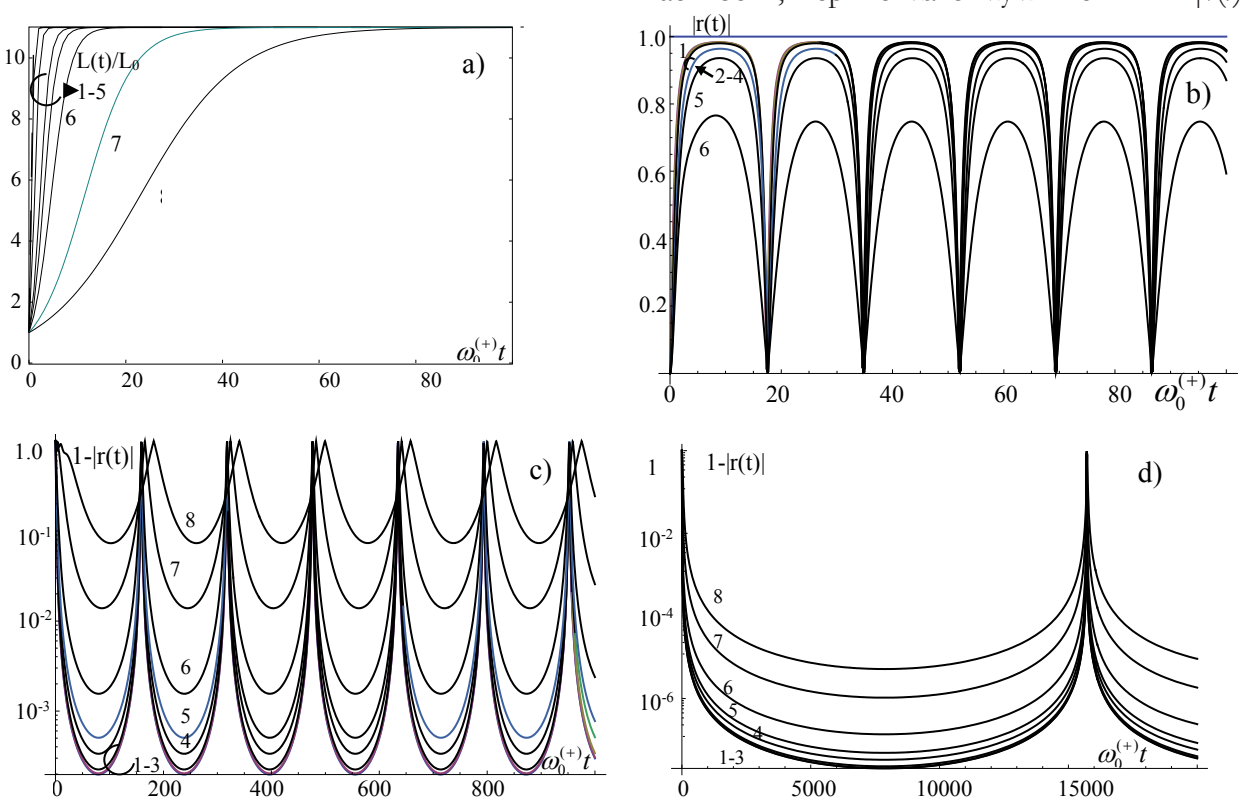


Рис. 6. *Зависимость от времени ширины потенциальной ямы (a) и коэффициента корреляции (b) при расширении ямы в интервале: $g^{(+)} = 10$, $L_{max}/L_0 = 11$ (b); $g^{(+)} = 100$, $L_{max}/L_0 \approx 100$ (c); $g^{(+)} = 10^4$, $L_{max}/L_0 \approx 10^4$ (d). Графики 1-8 соответствуют величинам $T\omega_0^{(+)} = 0.1, 0.25, 0.5, 1.0, 1.33, 2, 5, 10$.*

$G(t)$ соответствуют времени формирования ККС и равны $t_c \approx 750/\omega_0^{(+)}, 7500/\omega_0^{(+)}, 75000/\omega_0^{(+)}$ при, соответственно, $L_{max}/L_0 = 10^3, 10^4, 10^5$. Для появления следующих максимумов величин $|r(t)|_{max}$ и $G_{max}(t)$ требуется еще больше времени.

Эти значения t_c намного превосходят время существенного изменения ширины ямы $T = (0.1/\omega_0^{(+)})...(10/\omega_0^{(+)})$. Ситуация соответствует условию $T << t_c$, при котором сначала происходит быстрая деформация ямы, а потом медленный процесс формирования ККС. Очевидно, что идеальному случаю отвечает процесс деформации ямы с $T \to 0$, близкий к ее мгновенному расширению в интервале от L_0 до L_{max}.

Рассмотренный выше сценарий оптимизации LENR при расширении потенциальной ямы очень хорошо согласуется с экспериментами в металогидридах (в частности с экспериментами А.Росси), когда в процессе наводораживания происходит формирование нестационарных (быстро растущих) микротрещин в объеме металла, в которых оказываются локализованными ионы водорода. Кроме того, подобный сценарий может «работать» в естественных динамических системах типа деления клеток, когда в пространстве между разделяющимися клетками случайно оказываются, например, атомы или ионы водорода.

b) Альтернативным режимом формирования ККС за счет влияния на параметры потенциальной ямы, в которой находится частица, является уменьшение ее ширины. Найдем решение системы уравнений (18)-(19) при ограниченном уменьшении ширины потенциальной ямы

$$L(t) = L_0(1 + g^{(-)}e^{-t/T})/(1+g^{(-)}) \quad (22a)$$

от L_0 до $L_{min} \equiv L_0/(1+g^{(-)})$, которому соответствует увеличение частоты осциллятора

$$\omega(t) = \omega_0^{(-)}(1+g^{(-)})/(1+g^{(-)}e^{-t/T}) \quad (22b)$$

от $\omega(0) = \omega_0^{(-)}$ до $\omega_{max} \equiv \omega_0^{(-)}(1+g^{(-)})$.

Здесь $g^{(-)} = (L_0/L_{min} - 1)$ и $g^{(-)} \approx L_0/L_{min}$ если $L_0 >> L_{min}$.

Результаты расчета для трех значений коэффициента $g^{(-)} = 10, 10^2, 10^3$, которым соответствуют аналогичные уменьшения размера параболической ямы, и, соответственно, увеличение частоты колебаний в пределах этой ямы, а также разных значений характерной длительности T сжатия ямы, представлены на **рис. 7**. Из этих результатов следует, что максимальное значение коэффициента корреляции, как и в случае расширяющейся ямы, возрастает при увеличении интервала сжатия L_{max}/L_0 и уменьшении времени сжатия T.

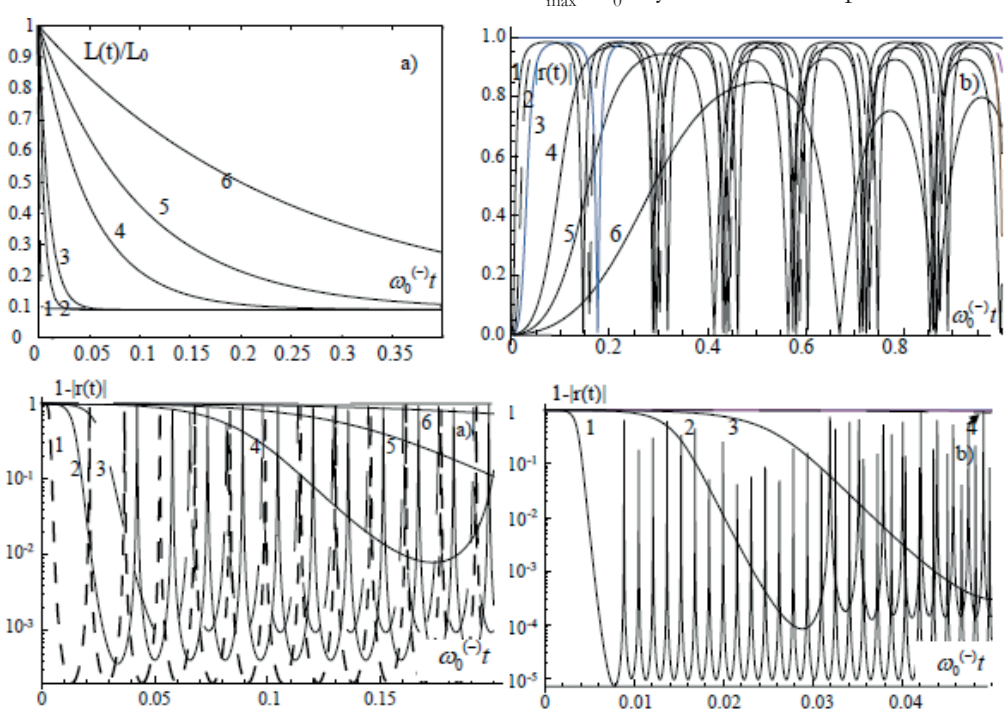


Рис. 7. *Изменение ширины сжимающейся потенциальной ямы (a) и коэффициента корреляции при: $g^{(-)} = 10$, $L_0/L_{min} = 11$ (b); $g^{(-)} \approx L_0/L_{min} \approx 10^2$ (c); $g^{(-)} \approx L_0/L_{min} \approx 10^3$ (d). Графики 1-6 соответствуют величинам $T\omega_0^{(-)} = 0.001, 0.005, 0.01, 0.05, 0.1, 0.25$.*

Для примера, при сравнительно небольшом сжатии ямы в интервале L_0/L_{min} = 11 и при $T = (0.001/\omega_0^{(-)})...(0.01)/\omega_0^{(-)})$ максимальные значения коэффициента корреляции и коэффициента эффективности корреляции не превышают, соответственно, $|r|_{max} \approx 0.98$ и $G_{max} = 1/\sqrt{1-r_{max}^2} \approx 5$. При увеличении интервала сжатия до $L_0/L_{min} = 10^3$ за счет, например, уменьшения ширины микротрещины в матрице от 1 мкм до 10 А, имеем $1 - |r|_{max} \approx 10^{-5}$ и $G_{max} \approx 220$ при $T = 0.001/\omega_0^{(-)}$ и $1 - |r|_{max} \approx 10^{-4}$, $G_{max} \approx 70$ при $T = 0.005/\omega_0^{(-)}$.

Отметим, что в случае сжатия потенциальной ямы в этом интервале исходная (до начала сжатия ямы) частота $\omega_0 \equiv \omega_0^{(-)}$ будет в $L_0/L_{min} = 10^3$ раз меньше, чем исходная (до начала расширения) частота $\omega_0 \equiv \omega_0^{(+)}$ при аналогичном по масштабу расширении ямы в том же интервале от 10Å до 1 мкм. Это обстоятельство необходимо учитывать при сопоставлении графиков $r(t)$, определяющих зависимость от времени процесса формирования ККС при увеличении и уменьшении размеров ямы.

При еще большей величине интервала сжатия L_{max}/L_0 и при соответствующем укорочения длительности T процесса сжатия величины $|r|_{max}$ и G_{max} возрастают столь же эффективно, как и в случае расширения ямы.

Отметим, что рассмотренный механизм формирования ККС реализуется при «залечивании» микротрещин в ряде материалов и в процессе роста биологических культур (в частности, при делении ДНК, на поверхности мембран и др.).

3.3. Формирования ККС при импульсной модуляции параметров потенциальной ямы

Еще один альтернативный метод возбуждения ККС связан с импульсным изменением частоты эквивалентного гармонического осциллятора – быстрым отклонением (как правило – увеличением) частоты от стационарного значения с последующим быстрым возвратом к этому значению. В частности, в работах [11, 13] рассмотрены особенности формирования ККС при разной структуре, длительности и амплитуде такого изменения. На **рис. 8** представлена вычисленная на основе соотношений типа (18)-(19) зависимость максимального $|r(t)|_{max}$ и усредненного по времени $<|r(t)|>$ коэффициента корреляции от длительности τ импульса частотной модуляции

$$\omega = \omega_0(1 + f(t)),\ f(t) = ge^{-(t-t_0)^2/2\tau^2}, t_0 \gg \tau \qquad (23)$$

при разной амплитуде этого импульса.

Прямой численный расчет на основе уравнений (18)-(19) показывает, что воздействие такого гауссового импульса $f(t)$ приводит к быстрому формированию ККС с такими максимальными значениями коэффициента корреляции $|r(t)|_{max}$, которые соответствуют очень большому коэффициенту эффективности корреляции G, обеспечивающему большую прозрачность потенциального барьера. В частности, при возрастании безразмерной амплитуды импульса (увеличение частоты от исходного значения) от $g = 10$ до $g = 50$ величина G возрастает от $G \approx 14$ до $G \approx 1300$. Согласно выше приведенным оценкам это обеспечивает возрастание вероятности туннельного эффекта при взаимодействии частиц при низкой энергии от $D_{r=0} \approx 10^{-500}$ в отсутствии такого воздействия до $D_{r=0.9975} \approx 10^{-35}$ при $g = 10$ и до $D_{r=0.9999997} = 0.3$ при $g = 50$.

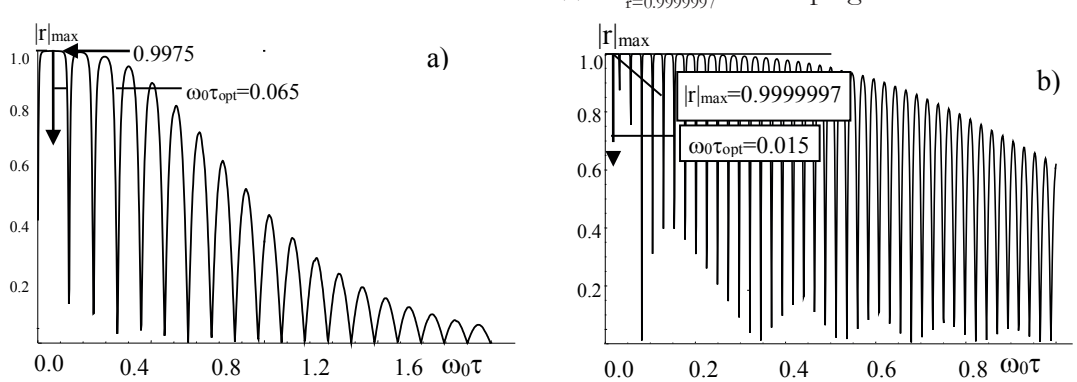


Рис. 8. *Зависимость максимального $|r(t)|_{max}$ значения коэффициента корреляции от длительности τ импульса частотной модуляции (18) при разной амплитуде этого импульса: g =10 (a); 50 (b).*

Механизм формирования ККС при импульсном воздействии на частицу [11, 13] может быть реализован как, например, за счет ударной деформации решетки при действии ударных волн, так и при действии импульсного магнитного поля на свободные заряженные частицы.

Характерным примером такого внешнего воздействия является электрический разряд в газе или жидкости. Протекание тока разряда $J(t)$ сопровождается формированием импульсного азимутального магнитного поля $H(\vec{r},t)$, в котором движение ионов соответствует перестраиваемому циклотронному резонансу, а сама система является полным (формальным) аналогом нестационарного гармонического осциллятора с тем же оператором Гамильтона. Рассмотренный выше формализм формирования ККС в нестационарном гармоническом осцилляторе в полной мере применим к такой системе с учетом очевидного изменения исходной частоты $\omega(t) = |q|H(t)/Mc$.

Полученные выше результаты могут быть непосредственно имплементированы на этот случай, если считать, что

$$\omega(t) = \omega_0(1 + f(t)), \omega_0 = |q|H_0/Mc, H(t) = H_0(1 + f(t)), H_{\max} = H_0(1 + g). \quad (24)$$

При действии импульсного магнитного поля происходит своеобразная «деформация» этого эквивалентного осциллятора и очень эффективное формирование ККС. Такой сценарий хорошо объясняет [13], например, генерацию нейтронов и других изотопов в воздухе при грозовых разрядах на основе реакций

$$d + d = T + p,\ d + d = {}^4He,$$
$${}^{12}C + n = 3\,{}^4He + n',\ d = d = {}^4He,$$
$${}^{13}C + p = {}^{14}N,\ {}^{12}C + d = {}^{14}N,\ {}^{15}N + p = {}^{16}O,$$
$${}^{14}N + d = {}^{16}O,\ {}^{18}O + p = {}^{19}F, \quad (25)$$

а также известные эксперименты Р. Миллса (R. Mills, J. Lotoski, Y. Lu. Brilliant Light Power [18]) по стимулированию большого энерговыделения при электрическом разряде в газовой среде.

3.4. Влияние затухания и случайной силы на процесс формирования когерентного коррелированного состояния частицы в параболической яме

Наличие флуктуаций и затухания может оказать существенное влияние на процесс формирования ККС. Наиболее обоснованным методом учета затухания квантового осциллятора является введение термостата и применение аппарата матрицы плотности, что приводит к необходимости использования большого количества продольных T_{ij} и поперечных τ_{ij} времен релаксации, величины которых чаще всего находятся полуэмпирическим путем. Такой метод очень усложняет решение и делает его намного менее наглядным, если оставаться в рамках модели, близкой к классическому гармоническому осциллятору. С другой стороны хорошо известно, что в классическом гармоническом осцилляторе затухание может быть учтено введением феноменологической силы торможения $\vec{F}_d = -2\gamma d\vec{q}/dt$ с единственным феноменологическим коэффициентом γ.

Приемлемой альтернативой методу матрицы плотности является моделирование феноменологического нестационарного квантовомеханического гамильтониана, из которого может быть получено уравнение движения, по форме соответствующего классическому осциллятору с затуханием. Такому условию соответствует гамильтониан Caldirola-Kanai, который учитывает действие внешней силы $F(t)$ и феноменологической силы торможения $\vec{F}_d$ на частицу, находящуюся в параболическом потенциале, и имеет вид

$$\hat{H}(\hat{x},t) = \frac{\hat{p}_x^{\,2}}{2M}e^{-2\gamma t} + \frac{M\omega^2(t)\hat{x}^2}{2}e^{2\gamma t} - F(t)\hat{x}e^{2\gamma t}. \quad (26)$$

В этом соотношении канонический (обобщенный) импульс $\hat{p}_x$ связан с "физическим" импульсом $p_{(k)x} = Mdx/dt$ соотношением $\hat{p}_x = e^{2\gamma t}\hat{p}_{(k)x}$.

Этот гамильтониан является эрмитовым, его собственные значения являются действительными, а собственные функции – ограничены и нормированы. Использование $\hat{H}(\hat{x},t)$ в форме (26) не нарушает канонов квантовой механики. Обоснованность использования такого гамильтониана для анализа систем с диссипацией при переменной частоте обсуждалась во многих работах (в частности, в [1, 2, 9-11]). На основе гамильтониана $\hat{H}(t)$ с учетом общего правила построения уравнения движения для произвольного оператора $\hat{L}$

$$\frac{d\hat{L}}{dt} = \frac{\partial\hat{L}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}[\hat{L}\hat{H}(t)] \quad (27)$$

можно получить уравнение движения для оператора координаты $\hat{x}$

$$\frac{d^2\hat{x}}{dt^2}-\frac{1}{i\hbar}\frac{\partial}{\partial t}[\hat{x}\hat{H}(t)]+\frac{1}{\hbar^2}[[\hat{x}\hat{H}(t)]\hat{H}(t)]=0, \quad (28)$$

которое приводит к безразмерному уравнению классического гармонического осциллятора с затуханием, произвольной внешней силой и необходимыми начальными условиями

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2}+2\gamma\frac{d\varepsilon}{dt}+\omega^2(t)\varepsilon=f(t),$$

$$\varepsilon(0)=1,\ \left.\frac{d\varepsilon}{dt}\right|_0=i,\ \omega(0)=1. \quad (29)$$

Это уравнение является очевидным обобщением уравнения (15).

В уравнении (29) и последующих соотношениях $f(t)=F(t)/\sqrt{\hbar M\omega_0^3}$ – безразмерная внешняя (в том числе – стохастическая) сила; γ – безразмерный коэффициент затухания, нормированный на ω_0.

Для решения конкретной задачи о процессе формирования ККС при наличии затухания, переменной частоты и стохастического воздействия мы использовали более простой метод анализа уравнения (29), связанный с преобразованием его в уравнения для соответствующих взаимных и смешанных моментов величин $\hat{q}$ и $\hat{p}_q$ (в безразмерном виде величин ε и $d\varepsilon/dt$), входящих в (29), с учетом корреляционных характеристик функции $f(t)$. Аналогичный метод также будет использован при наличии случайного возмущения переменной частоты осциллятора $\omega(t)$.

Рассмотрим эволюцию нестационарного осциллятора с затуханием под действием случайной стационарной дельта-коррелированной силы $f(t)$ с характеристиками

$$<f(t)>_f=0, <f(t_1)f(t_2)>_f=2S\delta(t_1-t_2), \quad (30)$$

соответствующими усреднению по реализации случайной силы интенсивностью S.

Явный вид зависимости S от параметров плазмы или газа низкого давления был получен в работах [9-11]

$$S=\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}d\tau\left\langle\frac{1}{\Delta t}\int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2}f(t)f(t+\tau)dt\right\rangle_f\approx$$

$$\approx\frac{M^*\sigma n}{2\hbar\omega_0^2}\left\langle(\Delta v)^2\right\rangle_f\left\langle|v|\right\rangle_f. \quad (31)$$

Здесь $1/\Delta t=\sigma n|v|/\omega_0$ – безразмерная частота столкновений атомов в рассматриваемой среде (в данном случае – в газе с концентрацией частиц n), $\sigma\approx 3\cdot10^{-16}$ см^2 – полное сечение упругого рассеяния атомов при низкой энергии, $M^*=M/(1+M/M_a)$ – приведенная масса при столкновении рассматриваемой частицы с другой частицей среды, Δv – изменение скорости частицы при упругом столкновении.

После введения функций

$$\mu_{00}=\varepsilon^*\varepsilon,\mu_{01}=\varepsilon^*\frac{d\varepsilon}{dt},$$

$$\mu_{10}=\frac{d\varepsilon^*}{dt}\varepsilon=\mu_{01}^*,\mu_{11}=\frac{d\varepsilon^*}{dt}\frac{d\varepsilon}{dt}, \quad (32)$$

включающих комбинации безразмерных координат и импульсов частицы можно получить систему уравнений для смешанных $m_{ii}=<\mu_{ii}>$ и взаимных $m_{i\neq j}=<\mu_{i\neq j}>$ моментов величин ε и $d\varepsilon/dt$, соответствующих безразмерным координате и импульсу частицы и усреднения всех компонент этих уравнений по реализации случайной силы $f(t)$, можно получить итоговую систему уравнений для моментов $m_{ij}=<\mu_{ij}>_f$

$$\frac{dm_{00}}{dt}=m_{01}+m_{01}^*, \quad (33a)$$

$$\frac{dm_{01}}{dt}=m_{11}-2\gamma m_{01}-\omega^2(t)m_{00}, \quad (33b)$$

$$\frac{dm_{11}}{dt}=-4\gamma m_{11}-\omega^2(t)\left\{m_{01}+m_{01}^*\right\}+2S. \quad (33c)$$

Решения этой системы удовлетворяют начальным условиям для моментов

$$m_{00}(0)=1,\ m_{01}(0)=i,m_{01}^*(0)=-i,\ m_{11}(0)=1, \quad (34)$$

непосредственно следующих из начальных условий для ε и $d\varepsilon/dt$.

При заданном законе изменения частоты осциллятора $\omega(t)$ может быть найдено решение системы уравнений (33) и определен коэффициент корреляции

$$r(t)=\frac{m_{01}+m_{10}}{2\sqrt{m_{00}m_{11}}}\equiv\frac{m_{01}+m_{01}^*}{2\sqrt{m_{00}m_{11}}}, \quad (35)$$

с помощью которого, используя соотношение неопределенностей Шредингера-Робертсона (1) и волновую функцию ККС, можно рассчитать параметры флуктуации квантового осциллятора, а с помощью приближенного соотношения $D_{r\neq0}\approx(D_{r=0})^{\sqrt{1-r^2}}$ оценить изменение прозрачности потенциального барьера.

Такой анализ был проведен в работах [9-11], где показано, что наличие таких флуктуаций (например, за счет столкновения иона, находящегося в поле изменяемого гармонического осциллятора, с посторонними атомами) может существенно усложнить процесс формирования ККС и уменьшить максимальное значение коэффициенте корреляции.

На **рис. 9** представлен один из многих результатов анализа влияния случайной силы и дефазирующих флуктуаций на процесс формирования ККС при периодической модуляции параметров параболической потенциальной ямы (при изменении частоты $\omega(t) = \omega_0(1 + g\cos\Omega t)$ на частоте параметрического резонанса $\Omega = 2\omega_0$ в отсутствии и наличии случайной силы.

Видно, что наличие случайной флуктуирующей силы замедляет возрастание коэффициента корреляции, а в ряде случаев ограничивает его на фиксированному уровне. Эти вопросы подробно рассмотрены в [5, 9, 11].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная выше проблема реализации LENR на основе использования когерентных коррелированных состояний позволяет непротиворечивым образом объяснить, обосновать и численно рассмотреть все известные парадоксы LENR без применения новых радикальных гипотез, основываясь на мощном фундаменте современной квантовой теории и ядерной физики. Важным является то обстоятельство, что разнообразные LENR эффекты, протекающие для легких, средних по массе и тяжелых изотопов и наблюдаемые в совершенно разных средах и системах (кристаллы, аморфные тела, жидкости, газ, разнообразные живые системы и т.д.) под действием разных причин (наводораживание металлов при электролизе и при термическом воздействии, тлеющий разряд, ударные волны, электрический разряд, процессы природного метаболизма с сопутствующими биологическими явлениями и др.) описываются единым универсальным механизмом. Ранее считалось, что каждая из групп эффектов характеризуется своим уникальным механизмом, неприменимым для другой группы.

Еще одна несомненно положительная сторона метода когерентных коррелированных состояний в применении к LENR процессам состоит в возможности прогнозирования ожидаемых эффектов, а также в возможности предварительной оценки потенциальной пригодности и эффективности новых проектируемых или по-новому используемых устройств, систем и объектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Додонов ВВ, Манько ВИ. *Труды ФИАН*, 1987, 183:71.
2. Додонов ВВ, Климов АБ, Манько ВИ. *Труды ФИАН*, 1991, 200:56.
3. Высоцкий ВИ, Адаменко СВ. Коррелированные состояния взаимодействующих частиц и проблема прозрачности кулоновского барьера при низкой энергии в нестационарных системах. *Журнал технической физики,* 2010, 80(5):23.
4. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ, Адаменко СВ. Особенности формирования и применения коррелированных состояний в нестационарных системах при низкой энергии взаимодействующих частиц. *ЖЭТФ,* 2012, 141(2):276.

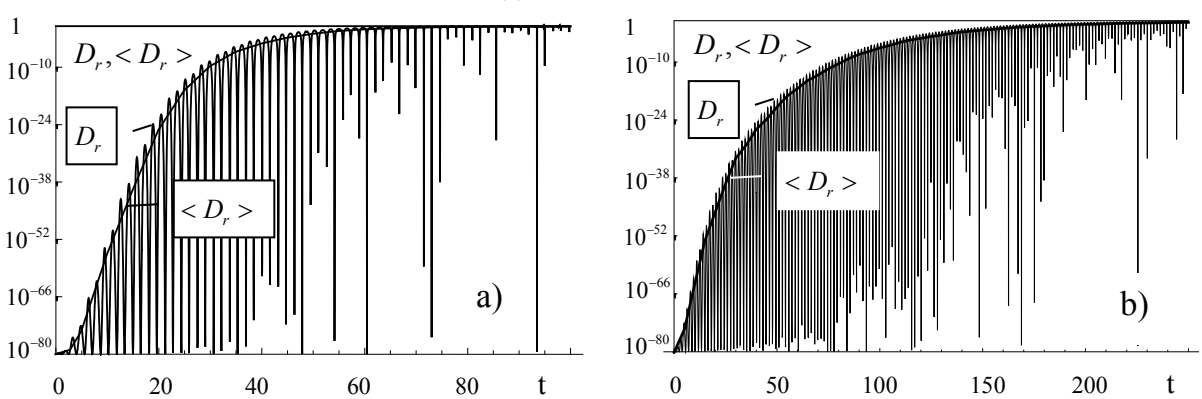


Рис. 9. *Зависимость текущей D_r (осциллирующая функция) и усредненной $<D_r>$ (монотонная функция) вероятностей туннельного эффекта от длительности периодической модуляции частоты в случае: a) отсутствия случайной силы и наличии затухания с параметрами $2\gamma = g = 0.1$; b) наличия случайной силы с интенсивностью $S = 0.05$ и затухания с $2\gamma = g/2 = 0.05$. Начальное значение $D_{r=0}$ и $<D_{r=0}>$ соответствует величине $D_{r=0} = <D_{r=0}> = 10^{-80}$.*

5. Высоцкий ВИ, Адаменко СВ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и увеличение прозрачности барьера при низкой энергии частиц в нестационарных системах с демпфированием и флуктуациями, *ЖЭТФ,* 2012, 142(4):627.
6. Высоцкий ВИ, Адаменко СВ, Высоцкий МВ. Подбарьерное взаимодействие каналируемых частиц при автомодельном возбуждении коррелированных состояний в периодически деформированном кристалле. *Поверхность,* 2012, 4:88.
7. Vysotskii VI, Vysotskyy MV. Coherent correlated states and low-energy nuclear reactions in non stationary systems. *European Phys. Journal A49*, 2013; DOI 10.1140/epja/i2013-13099-2.
8. Vysotskii VI, Adamenko SV, Vysotskyy MV Acceleration of low energy nuclear reactions by formation of correlated states of interacting particles in dynamical systems. *Annals of Nuclear energy,* 2013, 62:618.
9. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Коррелированные состояния и прозрачность барьера для частиц низкой энергии при монотонной деформации потенциальной ямы с диссипацией и стохастической силой. *ЖЭТФ,* 2014, 145(4):615.
10. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и оптимизация ядерных реакций для частиц низкой энергии при нерезонансной низкочастотной модуляции потенциальной ямы. *ЖЭТФ,* 2015, 146(2):279.
11. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и оптимизация туннельного эффекта для частиц с низкой энергией при немонохроматическом и импульсном воздействии на потенциальный барьер. *ЖЭТФ,* 2015, 148(4):643.
12. Vysotskii VI, Vysotskyy MV. Coherent correlated states of interacting particles – the possible key to paradoxes and features of LENR. *Current Science*, 2015, 108(4):30.
13. Высоцкий ВИ, Высоцкий МВ. Формирование коррелированных состояний и туннелирование при низкой энергии и управляемом импульсном воздействии на частицы. *ЖЭТФ*, 2017, 152(8):234.
14. Schrödinger E. *Ber. Kgl. Akad. Wiss.*, Berlin, 1930, S24, 296.
15. Robertson HP. *Phys.Rev. A*, 1930, 35:667.
16. Letts D, Cravens D, Hagelstein PI. Low-Energy Nuclear Reactions Sourcebook. *American Chemical Society,* Washington DC, 2009, 2:81–93.
17. http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wp-content/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf.
18. brilliantlightpower.com/suncell.

Высоцкий Владимир Иванович
д.ф.-м.н., проф., член-корреспондент РАЕН
Киевский национальный университет им. Т.Шевченко
64/13, ул. Владимирская, Киев 01601, Украина
vivysotskii@gmail.com

Высоцкий Михаил Владимирович
к.ф.-м.н.
Киевский национальный университет им. Т.Шевченко
64/13, ул. Владимирская, Киев 01601, Украина
mihas1964@gmail.com.

UNIVERSAL MECHANISM OF REALIZATION OF NUCLEAR REACTIONS AT LOW ENERGY

Vladimir I. Vysotskii, Mikhail V. Vysotskyy
Shevchenko Kiev National University, http://www.univ.kiev.ua
64/13, Vladimirskaya str., Kyiv 01601, Ukraine
vivysotskii@gmail.com, mihas1964@gmail.com

Abstract. **A universal method of short-term and very significant attenuation and suppression of the tunneling effect in the nuclear interaction of low-energy particles by using coherent correlated states (CCS) formed with a weak controlled pulsed or periodic action on these particles or the environment is considered. This mechanism explains all the detected features of successful nuclear physics experiments conducted at low energy: an anomalously high probability of these reactions, a very significant suppression (as compared with similar reactions at high energy) of the accompanying gamma radiation, and the complete absence of radioactive daughter isotopes, formed in these reactions.**

Keywords: **nuclear reactions at low energy, coherent correlated states, the tunnel effect**

PACS: **03.65.Xp; 25.60.Pj; 25.70.−z; 25.85.Ge; 28.52.−s**

Bibliography – 18 references *Received 15.06.2017*

RENSIT, 2017, 9(1):21-36 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.021**

О МЕХАНИЗМАХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕРНО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

[1,2]Тимашев С. Ф.

[1]Филиал Научно-исследовательского физико-химического института им. Л.Я. Карпова, http://www.karpovipc.ru
Москва 105064, Российская Федерация
[2]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», https://mephi.ru
Москва 115409, Российская Федерация

Поступила в редакцию 25.5.2017

Показано, что широкое разнообразие низкоэнергетических ядерных превращений, исследованных в условиях неравновесной низкотемпературной плазмы тлеющего разряда и при лазерной абляции металлов в водных средах, может быть понято на основе представлений о динамической взаимосвязи электронной и ядерной подсистем атома. Инициирующую роль при таких процессах играют электроны достаточно большой (по химическим масштабам) кинетической энергии E_e ~ 3-5 эВ, которую они могут приобретать в указанных условиях. При столкновении таких электронов с ионами или атомами плазмы становится возможным неупругое рассеяние электронов на ядрах по каналу слабого ядерного взаимодействия (здесь мы полагаем, что ядра не относятся к "К-захватным" ядрам). На первой стадии такого ядерно-химического взаимодействия образуются ядра, заряд которых на единицу меньше заряда исходного ядра, а ядерная материя локально нарушена: масса ядра в данном случае недостаточна для сохранения ядерной материи в стандартном состоянии взаимодействующих нуклонов. При таких аномальных возбуждениях ядерной материи, которые характеризуются как состояния "внутренней встряски" ("inner shake-up" или isu-состояние), релаксационная динамика ядер инициируется слабыми ядерными взаимодействиями. Такие ядра, будучи β-активными ("β-ядра"), могут обладать достаточно большими временами жизни и эффективно участвовать в ядерных реакциях (как вводимые в рассмотрение β-нейтрон и β-динейтрон). Если же исходное ядро радиоактивно, то распад β-ядер будет происходить с вероятностью, на много порядков превосходящей вероятность распада исходных ядер. Рассмотрены также ядерно-химические превращения, реализуемые в E-CAT реакторе Андреа Росси.

Ключевые слова: **низкотемпературная плазма, лазерная абляция металлов в водных средах, β-ядра, низкоэнергетические ядерно-химические превращения, u- и d-кварки, фейнмановские диаграммы инициируемых радиоактивных распадов**

PACS 25.10.+s

Содержание

1. **Введение (37)**
2. **Электронный фактор в инициировании ядерных процессов (39)**
3. **Возможные механизмы ядерно-химических реакций (42)**
   - **3.1. Механизм слияния ядер (43)**
   - **3.2. Механизм e^--катализа (44)**
   - **3.3. "Гарпунный" механизм (45)**
4. **Ядерно-химические процессы в E-CAT реакторе Андреа Росси (46)**
5. **Заключительные замечания(48)**

Литература (49)

1. ВВЕДЕНИЕ

Уже начиная с работы Флейшмана, Понса и Хокинса [1] по наблюдению избыточного выделения тепла при электролизе тяжелой воды D_2O с Pd-катодом, когда фиксировалось образование нейтронов и трития, стало ясно, что проблема установления механизма происходящих ядерных превращений может стать ключевой для решения комплекса проблем, возникших в связи с феноменом низкоэнергетических ядерных реакций (LENR). Одни из первых попыток в разрешении этой проблемы связывались с возможностью существования стабильного динейтрона с

энергией связи ε_{dn} менее 3.01 эВ (чтобы дейтрон не был радиоактивен) [2]. В эксперименте [1] образование динейтрона при активированном в условиях электролиза взаимодействии электрона с дейтроном могло рассматриваться в качестве первой стадии, предшествующей реакции образования трития при взаимодействии динейтрона с дейтроном. Однако оставались вопросы. Было неясно, можно ли реально активировать электроны в условиях электролиза тяжелой воды на палладиевом катоде до необходимых (каких конкретно?) энергий, да и существует ли реально динейтрон. Возможность существования ядра ^2n обсуждалась еще в начале 60-х годов прошлого века при исследовании процесса $T(d, {}^2n){}^3He$ с использованием реакции $^{27}Al(^2n, \gamma)^{29}Al$ для детектирования частиц ^2n [3]. Однако в работе [4], появившейся вскоре после публикации [3], были представлены результаты аналогичного эксперимента и сообщалось, что выход ^{29}Al, подтверждающий реальность существования ^2n, фиксировался лишь на уровне фона.

Более того, было известно, исходя из общих соображений, что ядро ^2n принципиально не может существовать. Поскольку в системе нейтрон-протон существует связанное состояние – дейтрон с энергией связи e_D = 2.22 МэВ и спином S = 1, а также виртуальный уровень с энергией 70 КэВ и спином S = 0, то для системы двух нейтронов в силу зарядовой независимости ядерных сил (изотопической инвариантности) возможно только существование виртуального состояния со спином S = 0 [5]. Но в этом состоянии должно проявляться слабое отталкивание, фиксируемое у дейтрона, а состояние с S = 1 существовать не может в силу принципа Паули. Тем не менее, в указанном обзоре [5] на основе анализа имеющихся к тому времени (1965 год) экспериментальных данных все же приводилась верхняя оценка сечения образования ядерно-стабильного динейтрона, σ < 0.001-0.01 мб, хотя эта оценка практически исключала возможность проявления ^2n в каких-либо экспериментах. Указанная оценка была подтверждена результатом существенно более позднего эксперимента [6], в котором для сечения σ образования стабильного динейтрона при взаимодействии холодных нейтронов с дейтронами в реакции $n + d \rightarrow {}^2n + p$ было получено: $\sigma \leq 1$ мкб.

Со временем стало ясно, что для понимания результатов работы [1], а также множества позже появившихся работ по инициированию низкоэнергетических ядерных реакций (LENR) и ускорению радиоактивных α- и β-распадов, в том числе, в условиях низкотемпературной плазмы [7-9] и при лазерной абляции металлов в водных средах [10-13], от идеи стабильного динейтрона следует отказаться и необходимо привлекать иные гипотезы. В то же время, продолжают вызывать удивление результаты работы [14], в которой исследовался спектр "потерянной массы" в процессе $^6Li(\pi^-, p)^5H$ (см. **рис. 1**) при кинетической энергии π^-- мезонов, равной 125 МэВ. Как следует из рис. 1, фиксируемый максимум в потерянной массе в области 3 МэВ

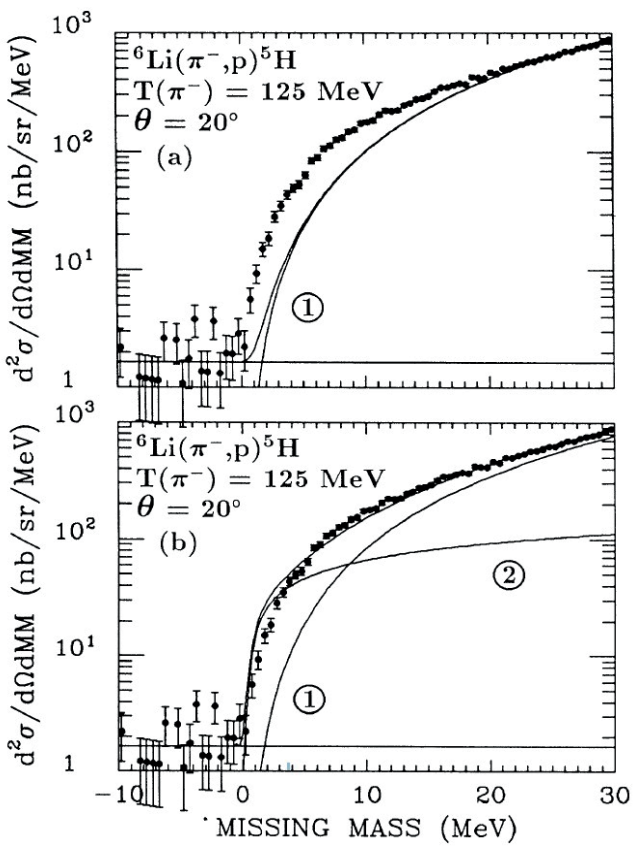


Рис. 1. *Спектры "потерянной массы" для реакции $^6Li(\pi^-, p)^5H$. Горизонтальные линии в нижней части спектров соответствуют фону. Совместно с экспериментальными зависимостями представлены расчетные зависимости фазового объема: (a) кривая 1 – соответствует фазовому объему процесса $^5H \rightarrow {}^3H + n + n$; (b) подобранная для лучшего согласования с экспериментальными данными сумма фазовых объемов для процесса $^5H \rightarrow {}^3H + n + n$ (кривая 1) и процесса $^5H \rightarrow {}^3H + {}^2n$ (кривая 2).*

вполне мог бы соответствовать гипотетическому динейтрону с энергией связи $\varepsilon_{dn} \approx 3$ эВ. Однако в этом случае вероятность образования динейтрона в реакции с участием π^--мезона по неизвестным причинам должна была бы на порядки превосходить указанные выше значения.

В последующие годы для понимания результатов множества работ, в которых исследовались низкоэнергетические ядерные превращения и инициируемые в условиях низкотемпературной плазмы ускоренные распады радиоактивных ядер, неоднократно предпринимались попытки введения в рассмотрение нейтральных частиц с барионным числом два (или один), которые представляли собой слабо связанное или резонансное состояние дейтрона (или протона) с электроном или нейтрона с нейтрино. Такие частицы могли бы участвовать в низкоэнергетичных ядерных реакциях (LENR), поскольку для такого типа частиц не возникало бы проблем преодоления "кулоновского барьера" при ядерных взаимодействиях. Мы здесь не рассматриваем такие возможности, поскольку в рамках принятых в ядерной физике представлений электрон и нейтрино при локализации на ядерных масштабах ~ 10^{-13} см, характеризовались бы аномально высокой, физически невероятной неопределенностью в импульсах [15].

В данной статье показано, что обсуждаемые выше проблемы установления возможных механизмов LENR процессов могут быть поняты на основе представлений о взаимосвязи электронной и ядерной подсистем атома [16-20], определяющей возможность инициирования всего разнообразия ядерных превращений, в том числе, исследованных в указанных работах [7-13], а также реализованных в E-CAT реакторе Андреа Росси [21, 22].

2. ЭЛЕКТРОННЫЙ ФАКТОР В ИНИЦИИРОВАНИИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Согласно феноменологическим представлениям [17-20], ключевым фактором при инициировании низкоэнергетических ядерных реакций [7-13] и процессов радиоактивного распада ядер [13, 17, 18] является динамическая взаимосвязь электронной и ядерной подсистем атома, реализуемая через электромагнитную составляющую физического вакуума – ЕМ вакуум. Отражением такой взаимосвязи являются, в частности, экспериментально установленные факты, показывающие, что возможность радиоактивного распада ядер определяется положительной разницей массы исходного ядра вместе с массой электронной подсистемы атома (т.е. массой всего атома, а не ядра) и общей массы продуктов распада [23, 24]. Обычно при рассмотрении механизмов указанных низкоэнергетических ядерных процессов и распада атомных ядер ${}^{A}_{Z}N$ (Z и A – порядковый номер и массовое число ядра N, соответственно) ядерная материя представляется в виде взаимодействующих нуклонов. Так, при K-захвате, когда электрон внутренних оболочек атома взаимодействует с поверхностью ядра и образуется новое, дочернее ядро, изменение нуклонной структуры ядерной материи не происходит. На начальной, необратимой стадии этого процесса электрон при взаимодействии с поверхностью ядра испускает нейтрино ν. Образующийся при этом виртуальный векторный W^--бозон, внедрившийся в ядерную материю, при взаимодействии с u-кварком одного из протонов превращается в d-кварк, вследствие чего этот протон превращается в нейтрон, и образуется ядро ${}^{A}_{Z-1}M$. Однако ситуация кардинально может измениться, когда энергетически K-захват запрещен (именно такие случаи рассматриваются в дальнейшем), но электрон обладает достаточно большой (по химическим масштабам) кинетической энергией E_e ~3-5 эВ, как это может реализоваться в низкотемпературной плазме. В этих условиях, когда процесс ионизации электронных оболочек атомов такими электронами еще не реализуется, при рассеянии электронов с указанной кинетической энергией и соответствующей длиной волны де Бройля $\lambda \approx 0.5$ нм на атомах и ионах инициируется колебательная динамика электронных подсистем атомов и ионов и, тем самым, вероятность взаимодействия электронов внутренних подоболочек атомов и ионов с соответствующими ядрами возрастает.

На первом, необратимом этапе такого взаимодействия испускается нейтрино ν и происходит внедрение векторного W^--бозона в ядерную материю исходного ядра ${}^A_Z N$ согласно:

$${}^A_Z N + e^-_{be} \rightarrow {}^A_{Z-1} M_{isu} + \nu. \quad (1)$$

Вследствие этого, нуклонная структура образующихся ядер ${}^A_{Z-1} M_{isu}$, заряд которых меньше заряда исходного ядра на один элементарный заряд, оказывается локально нарушена. Действительно, векторный W^--бозон при взаимодействии с *u*-кварком одного из протонов ядра ${}^A_Z N$ может лишь продуцировать образование виртуального *d*-кварка с последующей цепочкой виртуальных превращений кварков с участием векторных *W*-бозонов, но нейтрон при этом не может образоваться из-за дефицита общей массы такого ядра. Возникшее состояние локальной аномалии ядерной материи с нарушенной нуклонной структурой характеризуется как метастабильное состоянии "внутренней встряски" ("inner shake-up" или *isu*-состояние). На последнее указывает нижний индекс в обозначении ядра в правой части соотношения (1). Нижний индекс при записи электрона в левой части (1) указывает на активируемый характер этой стадии процесса. Инициированная цепочка виртуальных превращений кварков с участием векторных *W*-бозонов должна прерваться при необратимом распаде виртуального W^--бозона с образованием исходного ядра, электрона и антинейтрино $\tilde{\nu}$:

$${}^A_{Z-1} M_{isu} \rightarrow {}^A_Z N + e^- + \tilde{\nu}, \quad (2)$$

так что брутто-процесс представляется в виде неупругого рассеяния электрона на исходном ядре:

$${}^A_Z N + e^-_{be} \rightarrow {}^A_Z N + e^- + \nu + \tilde{\nu}. \quad (3)$$

Ядра с состоянием ядерной материи в метастабильном *isu*-состоянии "внутренней встряски" будем определять как "β-ядра". Пороговая энергия такого процесса с рождением пары $\nu\tilde{\nu}$, определяемая массами покоя нейтрино-антинейтрино, составляет около 0.3 эВ [25].

Как известно, ядро представляет собой систему нуклонов, связанных в единое целое обменными взаимодействиями путем обмена кварками посредством пионов. Поэтому образование в ядре 3-х несвязанных в нуклон кварков, которые можно в таком случае рассматривать как "маркеры" новых степеней свободы, фактически, означает, что интенсивность ядерных сил недостаточна, чтобы обеспечивать в рассматриваемой системе традиционную, протон-нейтронную организацию ядерной материи. Последующая релаксационная динамика возникшего локально *isu*-состояния, которое посредством пионов может передаваться на другие нуклоны ядра, инициируется лишь слабыми ядерными взаимодействиями, которые реализуются через кварки при рождении и поглощении калибровочных векторных нейтральных Z^0 и заряженных $W^\pm$-бозонов. В рассматриваемом случае такая релаксация завершается распадом виртуального векторного W^--бозона с образованием исходного ядра при испускании электрона и антинейтрино. Время жизни образующихся β-ядер в метастабильном *isu*-состоянии может быть достаточно значительным, от десятков минут до нескольких лет, и ядра в таком состоянии могут непосредственно участвовать в разнообразных ядерных процессах [17, 18].

Здесь необходимо также иметь в виду, что релаксационная перестройка ядерной материи в процессе образования продуктов таких ядерных превращений осуществляется, прежде всего, путем формирования чисто нуклонной структуры ядра, в соответствии с принципом наименьшего действия. Если в ядрах с протонно-нейтронной, нуклонной структурой релаксационные процессы снятия возбуждения могут идти через возбужденные состояния ядра и включать в себя стадии испускания γ-квантов, то в β-ядрах такая релаксация практически исключена. Поэтому если в процессах участвуют атомные ядра с частичным "ненуклонным" состоянием ядерной материи, то механизм релаксации образующихся продуктов неизбежно связан с потерей энергии путем испускания нейтрино-антинейтринных пар, или URCA-процесса [26], а не путем испускания γ-квантов возбужденными ядрами, как это имеет место при релаксации ядерных продуктов, имеющих протон-нейтронную организацию ядерной материи. Именно по этой причине соответствующие ядерные процессы оказываются безопасными для окружения.

Особый интерес представляют случаи, когда образование *isu*-состояний в ядерной материи

инициируется в исходно радиоактивных ядрах, поскольку релаксационный процесс – с распадом векторного W^--бозона может инициировать общий радиоактивный распад ядра в *isu*-состоянии с получением дочерних продуктов распада исходного радиоактивного ядра. Согласно [18, 27], нарушение общей устойчивости ядерной материи в метастабильном *isu*-состоянии происходит вследствие изменения граничных условий для компонентов вектора напряженности электрического поля ЕМ вакуума на поверхности ядра, в объеме которого возникло такое нарушение нуклонной структуры. Показателем возникающей при процессе (1) неустойчивости ядра ${}^{A}_{Z\text{-}1}M_{isu}$ является абсолютная величина дефицита структурной энергии ΔQ ($\Delta Q < 0$) этого ядра в метастабильном *isu*-состоянии, определяемая как $\Delta Q = (m_{{}^{A}_{Z}N} - m_{{}^{A}_{Z\text{-}1}M})c^2$. При этом за массу ядра ${}^{A}_{Z\text{-}1}M_{isu}$ принимается $m_{{}^{A}_{Z\text{-}1}M_{isu}} = m_{{}^{A}_{Z}N} + m_e$, где $m_{{}^{A}_{Z}N}$ – масса ядра ${}^{A}_{Z}N$ и m_e – масса покоя электрона.

Так, при лазерной абляции металлических образцов в водном растворе уранила, когда в прилегающей к поверхности металла паровой среде формируется низкотемпературная плазма, инициирующее взаимодействие электронов плазмы с ядрами ${}^{238}U$ приводит к образованию ядер "β-протоактиния" и последующему β^- -распаду ядер ${}^{238}_{91}Pa_{isu}$ с образованием ядер тория-234 и гелия-4 как продуктов распада исходного ядра урана-238:

$$
\begin{aligned}
&{}^{238}_{92}U + e^-_{be} \rightarrow {}^{238}_{91}Pa_{isu} + \nu \rightarrow \\
&\rightarrow {}^{234}_{90}Th + {}^{4}_{2}He + e^- + \nu + \tilde{\nu} + Q(4.27\ MeV).
\end{aligned} \tag{4}
$$

При этом эффективная константа k скорости таких инициируемых распадов ядра ${}^{238}U$, связанная с периодом полураспада ядра $T_{1/2} = ln2/k$, как показано в [17], возрастает на 9 порядков, так что реализуется своего рода "e^-- катализ". Дефицит ΔQ структурной энергии образующегося ядра β-протоактиния составляет $\Delta Q \approx -3.46$ МэВ.

Неожиданный результат был получен при проведении экспериментов с бериллиевым образцом. Оказалось, что наночастицы бериллия, образовавшиеся в растворе после завершения лазерного воздействия в течение часа, проявляли аномально высокую скорость образования ядер тория-234 в течение более 500 дней после завершения лазерной абляции. Период полураспада для инициируемых в условиях лазерной абляции ядер, продуцирующих торий-234, составлял 2.5 года. Этот феномен естественным образом можно было связать с аккумуляцией в наночастицах бериллия ядер β-протоактиния в процессе лазерной абляции, длившейся всего в течение часа.

Приведем также примеры [17, 20] для инициируемых по механизму e^--катализа β^- -распадов ядер ${}^{60}_{27}Co$, ${}^{137}_{55}Cs$ и ${}^{140}_{56}Ba$, период $T_{1/2}$ полураспада которых равен 1925 сут, 30.1 лет и 12.8 сут., соответственно:

$$
\begin{aligned}
&{}^{60}_{27}Co + e^-_{be} \rightarrow {}^{60}_{26}Fe_{isu} + \nu \rightarrow \\
&\rightarrow {}^{60}_{28}N + 2e^- + \nu + 2\tilde{\nu} + Q(2.82MeV),
\end{aligned} \tag{5}
$$

$$
\begin{aligned}
&{}^{137}_{55}Cs + e^-_{be} \rightarrow {}^{137}_{54}Xe_{isu} + \nu \rightarrow \\
&\rightarrow {}^{137}_{56}Ba + 2e^- + \nu + 2\tilde{\nu} + Q(1.18\ MeV),
\end{aligned} \tag{6}
$$

$$
\begin{aligned}
&{}^{140}_{56}Ba + e^-_{be} \rightarrow {}^{140}_{55}Cs_{isu} + \nu \rightarrow \\
&\rightarrow {}^{140}_{57}La + e^- + \nu + 2\tilde{\nu} + Q(1.05\ MeV).
\end{aligned} \tag{7}
$$

В данных случаях величины дефицита структурной энергии ΔQ, которой не хватает ядрам ${}^{60}_{26}Fe_{isu}$, ${}^{137}_{54}Xe_{isu}$ и ${}^{140}_{55}Cs_{isu}$ в «in-shake-up» состоянии до формирования базового состояния ядерной материи, свойственного ядрам ${}^{60}_{26}Fe$, ${}^{137}_{54}Xe$ и ${}^{140}_{55}Cs$, составляют –0.237 МэВ, –4.17 МэВ и –6.22 МэВ, соответственно. Можно ожидать, что в наибольшей степени инициирующее воздействие электронов на β^--распад ядер в низкотемпературной плазме будет проявляться в случаях, когда для формирующихся ядер в *isu*-состоянии «рассогласование» по абсолютной величине дефицита ΔQ структурной энергии наибольшее. Поэтому в рассматриваемых случаях эффект ускорения радиоактивного распада должен был проявляться для ядер ${}^{137}_{55}Cs$ и ${}^{140}_{56}Ba$, а для ядер ${}^{60}_{27}Co$ быть минимальным. Имеющиеся экспериментальные данные [28] по инициируемым распадам ${}^{137}_{55}Cs$, ${}^{140}_{56}Ba$ и ${}^{60}_{27}Co$ соответствуют такому заключению: период полураспада β^--активных ядер цезия-137 и бария-140, равный 30.1 лет и 12.8 сут, соответственно, уменьшался примерно до 380 сут и 2.7 сут, тогда как период полураспада

кобальта-60, равный 1925 сут, практически не изменялся.

Фейнмановские диаграммы для инициируемых по механизму e^--катализа процессов β^--распадов, позитронных β^+- распадов, а также α-распадов ядер приведены на **рис. 2 a-d**. При анализе представленных на рис. 2 процессов надо иметь в виду, что слабые ядерные взаимодействия являются не такими уж слабыми, как часто полагается: величина соответствующей безразмерной константы α_F почти на порядок превосходит величину α_e постоянной тонкой структуры [15, 27]. Действительно, если за безразмерную константу сильного ядерного взаимодействия принять $\alpha_s = \sqrt{2}$ [27], то учитывая величину квадрата "элементарного заряда слабого ядерного взаимодействия" [29] $q_F^2 \equiv G_F / a_Z^2$, где $a_Z = 2^{1/2}\hbar/m_Z c \approx 3.3\cdot10^{-16}$ см – характерный радиус, связанный с массой Z^0 промежуточного векторного бозона (m_Z = 91.2 ГэВ/c^2 = $1.62\cdot10^{-22}$ г), и $G_F = 1.17\cdot10^{-5}(\hbar c)^3/(\mathrm{GeV})^2$ – константа Ферми четырехфермионного взаимодействия, для величины α_F получаем: $\alpha_F = \frac{q_F^2}{\hbar c} \approx 4.9\cdot10^{-2}$, так что $\alpha_F/\alpha_s \approx 3.45\cdot10^{-2}$. При этом $\alpha_e = 1/137 \approx 0.73\cdot10^{-2}$, так что $\alpha_e/\alpha_s \approx 5.2\cdot10^{-3}$ и $\alpha_F/\alpha_e = 6.7$. К сожалению, в литературе очень часто при оценках безразмерной константы слабого ядерного взаимодействия в качестве нормировочной массы используют массу протона, которая почти в 100 раз меньше массы Z^0 векторного бозона. По этой причине величина константы α_F оказывается заниженной почти на 4 порядка величины. Реальная величина этой константы, в соответствии с приведенными выше оценками, оказывается только в 35 раз, а не на 5 порядков меньше величины безразмерной константы сильного ядерного взаимодействия.

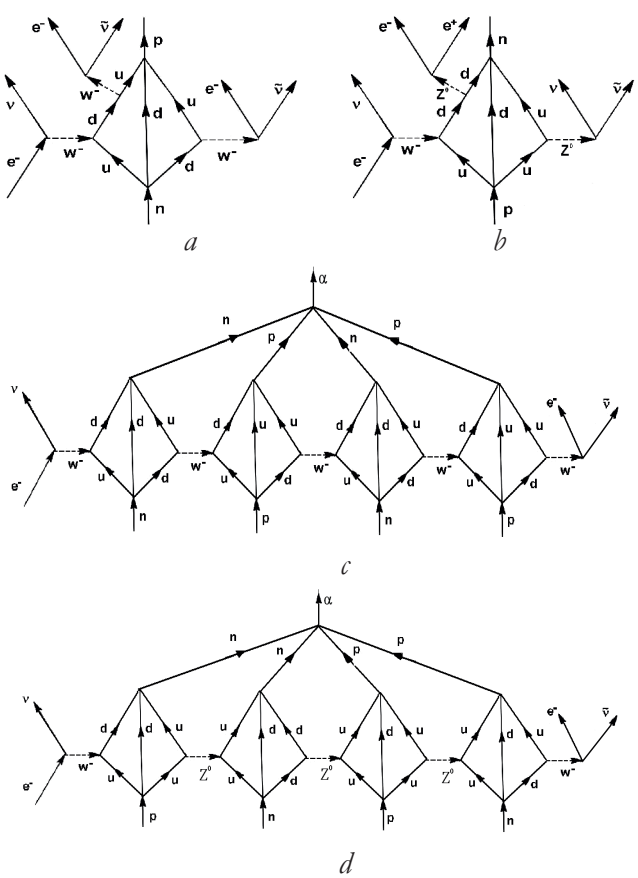


Fig. 2. *Фейнмановские диаграммы инициируемого β^--распада (a), β^+-распада (b) и инициируемого α-распада (c, d).*

В заключение данного раздела обратим внимание на некоторую неожиданность представленного результата о возможности сторонних воздействий электронов на динамику распада радиоактивного ядра. Оказывается, что, хотя электроны не могут взаимодействовать с нуклонами ядра как фрагментами ядерной материи, они могут инициировать (посредством векторных $W^{\pm}$-бозонов) локальные нарушения в нуклонной структуре ядра. В то же время, как показывает опыт, сторонние возбуждения радиоактивного ядра как целостной системы (при воздействии γ-излучений, в частности) не могут повлиять на скорость распада радиоактивного распада, а следовательно, на обсуждаемый феномен инициирования неустойчивости ядра. В данных случаях ядерная материя проявляет себя как целостная система взаимодействующих нуклонов с присущими им индивидуальными признаками.

3. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ЯДЕРНО-ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Простейшими β-ядрами являются β-нейтрон ${}^1n_{isu}$ и β-динейтрон ${}^2n_{isu}$, которые могут образовываться при взаимодействии высокоэнергетичных электронов с протонами p^+ или дейтронами d^+, например, при лазерной абляции металлов в обычной или тяжелой воде, а также в условиях протий- иди дейтеросодержащей плазмы тлеющего разряда, соответственно, согласно:

$$p^+ + e^-_{be} \rightarrow {}^1n_{isu} + \nu, \quad (8)$$

$$d^+ + e^-_{be} \rightarrow {}^2n_{isu} + \nu. \quad (9)$$

Если периоды полураспада $T_{1/2}$ таких β-ядер достаточно длительные, то нейтральные ядра ${}^{1}n_{\text{isu}}$ и ${}^{2}n_{\text{isu}}$, характеризующиеся, соответственно, барионными числами, равными единице и двум, нулевыми лептонными зарядами и массами покоя, равными массам атома водорода и дейтерия, могут эффективно участвовать в разнообразных ядерных процессах [13, 17-20].

Ранее было показано, что период $T_{1/2}$ полураспада β-динейтрона:

$$ {}^{2}n_{isu} \rightarrow d^{+} + e^{-} + \tilde{\nu} \qquad (10) $$

с образованием дейтрона, электрона и антинейтрино, оказывается достаточно длительным, не менее десятков минут. Такое заключение было сделано на основе анализа экспериментальных данных по синтезу ядер трития t^{+} при лазерной абляции металлов в тяжелой воде [13]. Полагалось, что последний процесс происходит при взаимодействии ядра трития t^{+} с ядром ${}^{2}n_{\text{isu}}$:

$$ d^{+} + {}^{2}n_{\text{isu}} \rightarrow \text{t}^{+} + n + Q(3.25\ \text{MeV}), \qquad (11) $$

где n – нейтрон. При этом наряду с (11) может иметь место процесс:

$$ d^{+} + {}^{2}n_{isu} \rightarrow {}^{3}_{2}He + n + e^{-} + \tilde{\nu} + Q(3.27 MeV), \qquad (12) $$

определяемый слабым ядерным взаимодействием.

В работе [13] постулировалась также возможность образования при взаимодействии электронов с ядрами трития t^{+} гипотетического β-тринейтрона ${}^{3}n_{\text{isu}}$:

$$ t^{+} + e^{-}_{he} \rightarrow {}^{3}n_{isu} + \nu. \qquad (13) $$

Масса покоя вводимого нейтрального ядра ${}^{3}n_{\text{isu}}$ полагалась равной массе покоя атома трития. Именно через образование ядра ${}^{3}n_{\text{isu}}$ может идти обнаруженный в работе [13], наряду с процессом синтеза ядер трития, процесс инициированного распада ядер трития в условиях лазерной абляции металлов в водных средах:

$$ t^{+} + e^{-}_{he} \rightarrow {}^{3}n_{isu} + \nu \rightarrow $$

$$ \rightarrow {}^{3}_{2}He + 2e^{-} + \nu + 2\tilde{\nu} + Q(0.019 MeV). \qquad (14) $$

Здесь следует заметить, что период $T_{1/2}$ полураспада ядра ${}^{3}n_{\text{isu}}$ в процессе e^{-}-катализа оказывается, согласно [13], того же порядка, что и период полураспада ядра ${}^{2}n_{\text{isu}}$, что на много порядков меньше, нежели период полураспада ядра трития ($T_{1/2}$ = 12.3 года).

Как было показано в [18], введение представлений о достаточно долгоживущих β-ядрах ${}^{2}n_{\text{isu}}$, образующихся при тлеющем разряде в дейтеросодержащей газовой среде, позволило понять совокупность данных [8, 9] по инициированию радиоактивного распада ядер W в приповерхностных слоях вольфрамового катода (фольги). Здесь следует указать, что хотя 5 изотопов вольфрама (${}^{180}_{74}W$, ${}^{182}_{74}W$, ${}^{183}_{74}W$, ${}^{184}_{74}W$ и ${}^{186}_{74}W$) являются потенциально α-радиоактивными ядрами:

$$ {}^{A}_{74}W \rightarrow {}^{A-4}_{72}Hf + {}^{4}_{2}He + Q_{A}, \qquad (15) $$

обычно их рассматривают как стабильные изотопы из-за аномально большого периода их полураспада $T_{1/2}$ = 10^{17}-10^{19} лет, что на много порядков превышает время существования Вселенной. Величины тепловыделений Q_{A} в реакции (15) для радиоактивных α-распадов ядер вольфрама с массовыми числами A, равными 180, 182, 183, 184 и 186, составляют 2.52, 1.77, 1.68, 1.66 и 1.12 МэВ, соответственно. Более того, для указанных стабильных изотопов вольфрама на основе чисто энергетических оценок оказалось возможным допускать α-распады с образованием нескольких α-частиц, в том числе, для изотопа вольфрам-180 – с образованием 9-ти α-частиц.

В рамках развиваемых представлений об образовании ядер в неустойчивом *isu*-состоянии для инициируемых ядерных превращений, в том числе, радиоактивных распадов ядер, можно различать 3 механизма.

1. Механизм слияния ядер

Образующиеся в низкотемпературной плазме достаточно долгоживущие нейтральные частицы, ${}^{A}n_{\text{isu}}$ ($A = 1, 2, 3$), могут диффундировать по границам зерен в глубь катода и взаимодействовать в приповерхностных слоях катода с ядрами металла. Так, при взаимодействии и слиянии ядер ${}^{2}n_{\text{isu}}$ с изотопами ${}^{A}_{74}W$ на первом этапе могут возникать возбужденные ядра ${}^{A+2}_{74}W^{*}$. Помимо общей энергии возбуждения (указывает значок "звездочка"), которая в рассматриваемых случаях составляет около 10 МэВ относительно основного состояния указанных ядер, ядерная материя таких ядер частично может оказаться (вследствие слияния с ${}^{2}n_{\text{isu}}$) в разбалансированном *isu*-состоянии с потерей устойчивости в объеме ядра, что и обусловливает результирующие превращения с испусканием α-частиц и дочерних изотопов.

Здесь следует подчеркнуть, что в отличие от ядерных реакций, происходящих при столкновении реагентов в газовой фазе, для рассматриваемых ядерных превращений в области границ зерен твердой фазы металлов из-за возможного влияния окружения оказывается достаточным лишь фактор энергии (без согласования по спину и четности сталкивающихся и конечных ядер).

При исследовании процессов, происходящих в условиях тлеющего разряда в дейтеросодержащей газовой среде, в приповерхностном слое вольфрамового катода после плазменной обработки в течение 4-7 часов было зафиксировано [8, 9] образование новых элементов, причем не только стабильных изотопов эрбия, иттербия, лютеция и гафния, но и радиоактивных изотопов иттербия и гафния. Если появление стабильных изотопов в этом случае еще можно было бы гипотетически связывать с диффузией примесных элементов из объема катода к обрабатываемой в плазме поверхности катода, то образование радиоактивных изотопов однозначно указывает на факт радиоактивного распада изотопов вольфрама. Поскольку все возможные реакции инициируемого распада разных изотопов вольфрама выписаны в [18], здесь мы для иллюстрации приведем лишь несколько примеров:

$$^{180}_{74}W + {}^{2}n_{isu} \rightarrow$$
$$\rightarrow {}^{169}_{70}Yb + {}^{9}_{4}Be + {}^{4}_{2}He + 2e^{-} + 2\tilde{\nu} + Q \text{ (10.09 MeV)}, \quad (16)$$

$$^{182}_{74}W + {}^{2}n_{isu} \rightarrow$$
$$\rightarrow {}^{171m}_{70}Yb + {}^{9}_{4}Be + {}^{4}_{2}He + 2e^{-} + 2\tilde{\nu} + Q \text{ (10.34 MeV)}, \quad (17)$$

$$^{182}_{74}W + {}^{2}n_{isu} \rightarrow {}^{180m}_{72}Hf + {}^{4}_{2}He + Q \text{ (10.26 MeV)}, \quad (18)$$

$$^{184}_{74}W + {}^{2}n_{isu} \rightarrow {}^{178}_{70}Yb + 2\,{}^{4}_{2}He + Q \text{ (12.28 MeV)}. \quad (19)$$

При рассмотрении процессов (16)-(19) учтено, что в масс-спектрах продуктов помимо основных масс 169-180 было зафиксировано появление, а затем и последующее возрастание пика с массой 9. При этом следует также пояснить, что отсутствие в анализируемых в работах [8, 9] масс-спектрах продуктов базовой – 4-ой массы, соответствующей ядрам гелия, можно связывать с предельно низкой растворимостью гелия в вольфраме [30] и высокими коэффициентами диффузии гелия в области межзеренных границ фольги. Очевидно, что для реализации указанных процессов время жизни ядер ${}^{2}n_{isu}$ должно быть достаточным для диффузионного проникновения этих нейтральных ядер по границам зерен в приповерхностные области используемой фольги. И это согласуется с выше приведенным заключением [13] при проведении синтеза трития в условиях абляции металлов в тяжелой воде, что это время должно быть не менее десятков минут.

Очевидно, что β-динейтрон играет в осуществлении низкоэнергетических ядерных реакций ту же роль, которая ранее гипотетически отводилась стабильному динейтрону. И сейчас становятся понятными ранее сделанные заключения о малости возможного вклада динейтрона в вероятность процесса $n + d \rightarrow {}^{2}n + p$ [5, 6], а также о заметной вероятности образования динейтрона в реакции ${}^{6}Li(\pi^{-}, p){}^{5}H$, инициируемой π^{-}-мезоном [14]. Действительно, при взаимодействии π^{-}-мезона как пары кварк-антикварк с ядром должна проявляться кварковая структура нуклонов, и открывается возможность образования долгоживущего ${}^{2}n_{isu}$ ядра. Поэтому, вероятнее всего, максимум в зависимости, представленной на рис. 1, в области "потерянной массы" определяется именно образованием ядра ${}^{2}n_{isu}$, масса которого равна массе атома дейтерия. "Потеряная масса" Δ (в единицах МэВ) в этом случае, в соответствии с положением максимума на Рис. 1, составляет $\Delta = (m_n - m_p - m_e)c^2 - \varepsilon_d \approx 3.01$ МэВ, где m_n, m_p и m_e – массы нейтрона, протона и электрона, соответственно, и ε_d – энергия связи дейтрона. Что касается ядерной реакции $n + d \rightarrow {}^{2}n + p$ с участием нуклонов, то, по-видимому, в такого типа реакциях кварковая структура нуклонов не затрагивается, так что вероятность образования метастабильного ядра ${}^{2}n_{isu}$ предельно мала. Поэтому оценки малости вклада динейтрона в указанный процесс, сделанные в работах [5, 6], следует относить именно к возможному вкладу β-динейтрона.

2. Механизм e^{-}-катализа

Естественно, что в исследуемых экспериментально процессах в условиях тлеющего разряда возможен и другой (см. выше) вариант инициирования α-распада изотопов вольфрама – при e^{-}-катализе,

когда электроны с кинетической энергией E_e ~ 3-5 эВ непосредственно взаимодействуют со стабильными изотопами вольфрама. Приведем возможные примеры таких процессов:

$$^{183}_{74}W + e^- \rightarrow {}^{183}_{73}Ta_{isu} + \nu \rightarrow$$
$$\rightarrow {}^{175}_{71}Lu + 2\,{}^{4}_{2}He + 2e^- + 2\tilde{\nu} + \nu + Q(3.96MeV), \quad (20)$$

$$^{186}_{74}W + e^- \rightarrow {}^{186}_{73}Ta_{isu} + \nu \rightarrow$$
$$\rightarrow {}^{174}_{70}Lu + 3\,{}^{4}_{2}He + 3e^- + 3\tilde{\nu} + \nu + Q(7.17\text{MeV}). \quad (21)$$

Следует указать, что с использованием представлений об e^--катализе может быть понято получение далеко не всех фиксируемых в эксперименте новых изотопов-продуктов. Поэтому процессы с участием ядер $^2n_{isu}$ рассматриваются для процессов инициируемого распада стабильных изотопов вольфрама как базовые.

Приведенные данные позволяют заключить, что инициированный в условиях низкотемпературной плазмы (тлеющего разряда) ядерный распад исходно нерадиоактивных изотопов вольфрама с образованием более легких элементов (эрбия, лютеция, иттербия, гафния) можно рассматривать как новый тип инициированного распада ядер, происходящего не вследствие ядерных реакций, например, с альфа-частицами или нуклонами, а под воздействием низкоэнергетичных электронов. Здесь следует напомнить, что потенциально α-активными, в таком же смысле, как и изотопы вольфрама, являются стабильные изотопы многих ядер – от неодима до висмута, в том числе, в частности, изотоп тантала-181, для которого аналогичные описанным процессы инициированного распада также наблюдались в работах [8, 9].

3. "Гарпунный" механизм

Наибольшие сложности в понимании механизма низкоэнергетических ядерных процессов представляют собой реакции между многоэлектронными атомами. Такие процессы обычно рассматриваются в связи с изучением процессов трансформации в нативных системах [31-33]. Однако недавно было показано [34], что реакции такого типа могут происходить при инициировании процессов самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [35]. В работе [34] исследовался состав конденсированных продуктов сгорания термитных порошковых смесей ($Al+Fe_2O_3$) в воздушной среде. Чистота исходных веществ составляла 99.7-99.9% mass. Было показано, что в процессе горения железо-алюминиевых термитов (температура пламени превышала 2800 K) образуется и стабилизируется кальций в количестве до 0.55% масс. В исходных термитных порошковых системах ($Al + Fe_2O_3$) кальций отсутствовал. Согласно [34], кальций мог образоваться при ядерных реакциях

$$^{27}_{13}Al + {}^{14}_{7}N \rightarrow {}^{41}_{20}Ca + Q(21.8\text{MeV}), \quad (22)$$

$$^{27}_{13}Al + {}^{14}_{7}N \rightarrow {}^{40}_{20}Ca + n + Q(12.44\text{MeV}). \quad (23)$$

Феномен образования кальция в экспериментах [34] может указывать на то, что в пламени сгорания железо-алюминиевого термита на воздухе температура электронов может быть значительно выше температуры пламени, фиксируемой по энергии атомов и ионов. Именно последняя ситуация характерна для низкотемпературной плазмы тлеющего разряда. В этом случае взаимодействие высокоэнергетичных электронов с ядрами $^{27}_{13}Al$ и $^{14}_{7}N$ могло приводить к образованию ядер $^{27}_{13}Mg_{isu}$ и $^{14}_{6}C_{isu}$, соответственно. Наибольшая активность в ядерных взаимодействиях из этих ядер присуща ядру $^{27}_{13}Mg_{isu}$, поскольку дефицит его энергии относительно ядра $^{27}_{13}Mg$ составляет ΔQ = – 2.61 MeV, тогда как для ядра $^{14}_{6}C_{isu}$ соответствующая величина много меньше и равна ΔQ = – 0.16 MeV.

Будем полагать, следуя [20], что если ядро атома (или иона) находится в метастабильном, предраспадном *isu*-состоянии (полагаем, что это $^{27}_{13}Mg_{isu}$), то у такого атома повышается лабильность электронной подсистемы, и возникает вероятность ее частичного перекрытия с электронными подсистемами находящихся вблизи атомов (в рассматриваемом случае – атома азота). Очевидно, что большие величины энерговыделений брутто-процессов (22) и (23) должны действовать как инициирующий фактор к проявлению спин-спинового взаимодействия электронных подсистем обоих атомов и формированию общих "молекулярных" орбиталей при корректирующем воздействии спиновых электроно-ядерных взаимодействий

у каждого из атомов. Возникающие связи воздействуют на сближение обоих атомов, причем по мере сближения ядер образование общих орбиталей происходит более интенсивно. Реализуется своего рода «гарпунный» механизм захвата атомом с ядром в *isu*-состоянии соседнего атома. Полное объединение электронных подсистем обоих атомов инициирует слияния ядерной материи ядра в *isu*-состоянии (в нашем случае ${}^{27}_{13}Mg_{isu}$) и ядра (в нашем случае ${}^{14}_{7}N$) соседнего атома. В рассматриваемом случае соответствующие брутто-процессы следует представлять в виде:

$$ {}^{27}_{13}Al + {}^{14}_{7}N + e^-_{be} \rightarrow $$
$$ \rightarrow {}^{41}_{20}Ca + e^- + \nu + \tilde{\nu} + Q(21.8\text{MeV}), \qquad (22a) $$
$$ {}^{27}_{13}Al + {}^{14}_{7}N + e^-_{be} \rightarrow $$
$$ \rightarrow {}^{40}_{20}Ca + n + e^- + \nu + \tilde{\nu} + Q(12.44\text{MeV}). \qquad (23a) $$

Ранее «гарпунный механизм» рассматривался в связи с процессами ядерных трансмутаций в нативных системах [20].

Из-за проявления слабых ядерных взаимодействий в формировании ядерной материи конечного ядра как совокупности взаимодействующих нуклонов здесь также значительная часть энерговыделения может реализоваться путем испускания нейтрино и антинейтрино, если конечное ядро в силу законов сохранения по спину и четности может формироваться в основном состоянии. Конечно, в случаях, когда конечные ядра формируются в возбужденном состоянии, наряду с неионизирующим излучением нейтрино и антинейтрино будут испускаться рентгеновские или гамма-кванты. В условиях эксперимента [34] фиксировалось рентгеновское излучение.

Проведенный феноменологический анализ показывает, что для понимания сущности наблюдаемых ядерных превращений при горении термитных смесей актуальной становится разработка новых теоретических подходов не к расчету квантово-механических вероятностей тех или иных процессов, а к моделированию динамики ядерных процессов на основе квантово-химического анализа. Здесь имеются в виду расчеты электронной структуры атома при образовании *isu*-состоянии ядер с нарушенной нуклонной структурой; модельные расчеты пространственной неустойчивости электронной подсистемы такого атома, возникающей из-за потери ядром устойчивости; расчеты динамики перекрытия таких «подвижных» орбиталей с электронными орбиталями соседних атомов и образования молекулярных орбиталей, инициирующих сближение соответствующих ядер и их слияние. При анализе динамики радиоактивного распада ядра востребованным может оказаться активационный механизм Крамерса в его дискретном варианте ("блуждание" по энергетическим уровням с достижением определенной границы) [36], обычно используемый в физико-химической кинетике. Здесь имеется в виду динамика накопления энергии ядром в неустойчивом *isu*-состоянии на "последней" связи, разрыв которой означает распад ядра по определенному каналу.

4. ЯДЕРНО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В E-CAT РЕАКТОРЕ АНДРЕА РОССИ

В рамках развиваемых представлений об инициировании низкоэнергетических ядерно-химических процессов по механизмам слияния ядер и e^--катализа могут быть поняты и результаты, получаемые при испытаниях энергетических E-Cat установок А. Росси [21]. Здесь мы кратко обсудим результаты испытаний рабочего элемента E-Cat реактора А. Росси, представленные группой международных экспертов [22]. Рабочий элемент представлял собой полую керамическую трубку диаметром 2 см и длиной 20 см, в которую засыпалось "топливо" – около 0.9 г мелкодисперсного никеля (присутствовали все стабильные изотопы – ${}^{58}_{28}Ni$, ${}^{60}_{28}Ni$, ${}^{61}_{28}Ni$, ${}^{62}_{28}Ni$ и ${}^{64}_{28}Ni$, доли которого составляли 67, 26.3, 1.9, 3.9 и 1%, соответственно) и 0.1 г порошка $LiAlH_4$ (${}^{6}_{3}Li$ и ${}^{7}_{3}Li$, доли который составляли 8.6 и 91.4%, соответственно). Трубка герметизировалась, а затем нагревалась. Испытания проводились в течение 32 суток при температурах нагрева элемента до 1260°C (первая половина времени) и 1400°C (вторая половина времени). Выделяющаяся при испытаниях энергия измерялась по величине теплового потока, исходящего от элемента. За время испытаний была выделена избыточная энергия 1.5 MWh, так что КПД превысил 3.5.

Были зафиксированы изменения в изотопном составе основных компонентов "топлива" – никеля и лития, исходный состав стабильных элементов которых был близок табличному природному составу. После испытаний изотопный состав фиксируемых элементов сильно изменился: практически весь никель (более 98%) был представлен изотопом никель-62 (в исходном составе – около 4%), а доля лития-7 уменьшилась почти до 8%, так что доля изотопа лития-6 практически возросла до 92%. Данные по изотопному составу исходного "топлива" и "золы" после испытаний приведены в **Таблице 1** [22].

В соответствии с развиваемыми представлениями, фиксируемое изменение изотопного состава базовых элементов "топлива" – никеля и лития при наличии водорода, выделяющегося при разложении $LiAlH_4$ при заданных температурах, может быть связано с образованием в реакционном объеме протий-содержащей плазмы и возникновением нейтральных метастабильных ядер ${}^{1}n_{isu}$. Полагаем, что период полураспада таких ядер, как и ядер ${}^{2}n_{isu}$, достаточно велик, так что такие нейтральные ядра, подобно нейтронам, могут взаимодействовать с ядрами элементов, входящих в состав топлива, определяя происходящие изменения в элементном и изотопном составе топлива, которые сопровождаются соответствующим энерговыделением:

$$ {}^{7}_{3}Li + {}^{1}n_{isu} \rightarrow 2\,{}^{4}_{2}He + e^{-} + \tilde{\nu} + \nu\tilde{\nu} + Q(17.35\text{MeV}) \quad (24) $$

$$ {}^{27}_{13}Al + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{24}_{12}Mg + e^{-} + \tilde{\nu} + \nu\tilde{\nu} + Q(1.60\text{MeV}) \quad (25) $$

$$ {}^{27}_{13}Al + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{28}_{14}Si + e^{-} + \tilde{\nu} + \nu\tilde{\nu} + Q(11.58\text{MeV}), \quad (26) $$

$$ {}^{58}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{55}_{25}Mn + e^{+} + \nu + \nu\tilde{\nu} + Q(2.35\text{MeV}), \quad (27) $$

Таблица 1

Изотопный состав исходного “топлива” и “золы” после испытаний [22].

Ион	Топливо		Зола		Природный состав [%]
	Число импульсов	Измеренный состав [%]	Число импульсов	Измеренный состав [%]	
$^{6}Li^{+}$	15804	8.6	569302	92.1	7.5
$^{7}Li^{+}$	168919	91.4	48687	7.9	92.5
$^{58}Ni^{+}$	93392	67	1128	0.8	68.1
$^{60}Ni^{+}$	36690	26.3	635	0.5	26.2
$^{61}Ni^{+}$	2606	1.9	~0	0	1.8
$^{62}Ni^{+}$	5379	3.9	133272	98.7	3.6
$^{64}Ni^{+}$	1331	1	~0	0	0.9

$$ {}^{60}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{57}_{26}Fe + \nu\tilde{\nu} + Q(0.47\text{MeV}), \quad (28) $$

$$ {}^{61}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{58}_{26}Fe + \nu\tilde{\nu} + Q(2.80\text{MeV}), \quad (29) $$

$$ {}^{62}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{59}_{27}Co + e^{-} + \tilde{\nu} + \nu\tilde{\nu} + Q(0.34\text{MeV}), \quad (30) $$

$$ {}^{64}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{65}_{29}Cu + e^{-} + \tilde{\nu} + \nu\tilde{\nu} + Q(7.45\text{MeV}). \quad (31) $$

Как следует из указанного перечня реакций, наибольшее удельное (приходящееся на единицу массы компонента) энерговыделение связывается с ядрами лития-7. Однако суммарный вклад в тепловыделение при реакциях ядер ${}^{1}n_{isu}$ со всеми другими элементами топлива (алюминием и изотопами никеля) при малой массовой доле изотопа литий-7 в системе может быть основным. Фиксируемое почти полное исчезновение в золе изотопов ${}^{7}_{3}Li$ и ${}^{58}_{28}Ni$ после месячных испытаний модуля указывает на достаточно большие константы скоростей не только процессов (24) и (27), но и остальных происходящих ядерных процессов с образованием новых химических элементов.

Для того, чтобы понять конкретные причины основных изменений состава топлива при работе установки E-Cat, состоящих в практически полном исчерпании изотопа литий-7, а также в подавляющем возрастании в "золе" содержания изотопа никель-62, необходимо указать другие ядерные реакции, которые также приводили к изменению изотопного состава исходного никеля. Эти реакции сопровождались существенно меньшим тепловыделением, нежели приведенные выше реакции, за счет потерь энергии, уносимой образующимися нейтрино и антинейтрино:

$$ {}^{58}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{59}_{28}Ni + \nu\tilde{\nu} + Q(8.22\text{MeV}), $$

$$ T_{1/2}({}^{59}_{28}Ni) = 7.6 \times 10^{4}\,\text{yr}, \quad (32) $$

$$ {}^{60}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{61}_{28}Ni + \nu\tilde{\nu} + Q(7.04\text{MeV}), \quad (33) $$

$$ {}^{61}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{62}_{28}Ni + \nu\tilde{\nu} + Q(9.81\text{MeV}), \quad (34) $$

$$ {}^{62}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{63}_{28}Ni + \nu\tilde{\nu} + Q(6.05\text{MeV}), $$

$$ T_{1/2}({}^{63}_{28}Ni) = 100.1\,\text{yr}, \quad (35) $$

$$ {}^{64}_{28}Ni + {}^{1}n_{isu} \rightarrow {}^{65}_{28}Ni + \nu\tilde{\nu} + Q(5.32\text{MeV}), $$

$$ T_{1/2}({}^{65}_{28}Ni) = 2.52\,\text{h}. \quad (36) $$

Прежде всего, укажем на большую величину периода полураспада изотопа ${}^{59}_{28}Ni$, что практически исключает "подпитку" в процессе испытаний других распадающихся изотопов

никеля за счет изотопа $^{58}_{28}Ni$, доля которого в 2 раза превышает доли остальных изотопов никеля. По этой причине практически полное отсутствие в золе изотопа $^{60}_{28}Ni$ следует связывать лишь с процессом (33) из-за малого энерговыделения в процессе (28). Можно полагать также, что процессы (29) и (34) обусловливают исчезновение изотопа $^{61}_{28}Ni$ в золе, но процесс (34) с большим энерговыделением при этом подпитывает золу изотопом $^{62}_{28}Ni$, обусловливая превалирующую долю этого изотопа среди других изотопов никеля в золе. На последний фактор "работает" и малая константа скорости исчезновения изотопа $^{62}_{28}Ni$ за счет реакции (30) образования кобальта с указанным небольшим энерговыделением в этом процессе. Важно также указать, что большой период полураспада изотопа $^{63}_{28}Ni$ практически исключает пополнение золы изотопом $^{64}_{28}Ni$, а процесс (31) с большим энерговыделением обеспечивает практически полный переход этого изотопа в исходном никеле в изотоп меди-65.

Конечно, здесь приведены лишь качественные аргументы в пользу фиксируемого состава золы после проведенного испытания. Тем большую актуальность могло бы приобрести сопоставительное исследование элементного и изотопного состава исходного топлива и золы методом масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой [37], ранее эффективно использованным при исследовании изотопного состава примесей в никеле при лазерной абляции образца никеля в водной среде. Здесь важное значение приобретают исследование изменений изотопических соотношений для разных элементов в исходном топливе и в золе, прежде всего для базового элемента никеля, а также элементов, образующихся в соответствии с процессами (24)-(31), прежде всего, кремния-28 и меди-65.

5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Известно, что результаты работы [1] не были восприняты многими физиками не только из-за трудностей понимания механизма образования нейтронов и трития при электролизе тяжелой воды D_2O с Pd-катодом, но и из-за невоспроизводимости результатов [1] в различных лабораториях. В чем может состоять причина, несомненно объективная, такой невоспроизводимости? Как представляется автору, основная трудность при воспроизведении результатов [1] состоит в создании условий, при которых инжектируемые с поверхности Pd-катода электроны, участвующие в ядерно-химических процессах, должны достигать высоких (по химическим масштабам) кинетических энергий E_e ~ 3-5 эВ. Можно полагать [16, 38], что в условиях воспроизводимых экспериментов [7-13] указанные энергии достигаются из-за наличия на поверхности металла резко изменяющихся по высоте "шероховатостей" нанорельефа – "наноострий" рельефа поверхности металлов. Такая наногетерогенность поверхности металла, а именно, катода при тлеющем разряде в дейтеросодержащей газовой среде ионов и молекул, и поверхности металлического образца при лазерной абляции в водных средах [10-13] – результат ионных и молекулярных воздействий компонентов плазмы на поверхность металлических объектов. Причем в последних случаях характер шероховатостей поверхности металла оказывается достаточным для инициирования ядерных превращений даже в отсутствие катодного смещения. При катодном смещении эффективность ядерно-химических процессов возрастает на порядки, как это было показано в [13].

Укажем факторы, которые обусловливают возрастание потоков эмиссии электронов с поверхности металлов и увеличение кинетической энергии выходящих из металла в среду электронов в области "наноосторий". Прежде всего, в этих областях реализуются повышенные значения механических растягивающих напряжений, что приводит к уменьшению работы выхода электрона из металла (эффект Журкова [39]) и обусловливает возрастание потоков электронов из металлов. Помимо этого, в окрестности наиболее резких изменений профиля поверхности – в области "наноострий" локализуются электрические поля наибольшей напряженности, которые не только понижают энергетический барьер для инжекции электронов из металла (эффект Френкеля [40]), но и обусловливают ускорение эмитированных электронов. Здесь укажем на работу [41],

в которой было обнаружено понижение эффективной работы выхода электронов с поверхности вольфрамовых катодов при термоэлектронной эмиссии, инициированной лазерным излучением пико- и фемтосекундного диапазонов длительностей.

Сделанные заключения о взаимосвязи эффективности наблюдаемых в работах [10-13] ядерных превращений с особенностями структуры поверхности в нанометровом диапазоне напрямую подтверждаются результатами работы [38]. В этой работе для анализа рельефа поверхности металлов, формирующихся при разных режимах лазерной абляции в водной среде, был использован метод атомно-силовой микроскопии. Было показано, что ядерные превращения происходят лишь при режимах лазерных воздействий на поверхность, когда "шероховатость" сильно возрастает и становится значительным фактор "острийности" как один из ключевых 3D параметров рельефа поверхности в нанометровом диапазоне [42, 43], определяющий меру наиболее резких изменений профиля рельефа поверхности.

Если в условиях лазерной абляции металлов в водных средах и при тлеющем разряде уровень наногетерогенности поверхности, необходимый для инжекции высокоэнергетических электронов в среду, поддерживается наличием потоков ионов и атомов на металлические поверхности, в условиях электролиза тяжелой воды с Pd-катодом такого фактора нет. Возможно, при проведении соответствующих исследований рельефа поверхности и структуры трещиноватых приповерхностных слоев Pd-катодов в условиях электролиза D_2O можно будет найти режимы процесса электролиза, когда воспроизводимость образования нейтронов и ядер трития в этом процессе будет достигнута.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fleishmann M, Pons S, Hawkins M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium. *J. Electroanal. Chem.*, 1989, 261:301-308.
2. Тимашев СФ. О возможном механизме ядерно-химических превращений в Pd электроде при электролизе тяжелой воды. *Журнал физической химии,* 1989, 63(8):2283-2284.
3. Sakisaka M, Tomita M. Experiments on the possible existence of a bound di-neutron. *J. Phys. Soc. Japan,* 1961, 16:2597-2598.
4. Katase A, Seki M, Akiyoshi, Yoshimura A., Sonoda M. Experiments on the existence of di-neutrons. *J. Phys. Soc. Japan*, 1962, 17:1211-1212.
5. Базь АИ, Гольданский ВИ, Зельдович ЯБ. Систематика легчайших ядер. *Успехи физических наук*, 1965, 85(3):445-483.
6. Borzakov SB, Panteleev TS, Strelkov AV, Soldner T. The Search for the Dineutron at the High Flux Reactor ILL (Grenoble, France). *ISINN -10, JINR*, 2003.
7. Savvatimova I. Transmutation of elements in low-energy glow discharge and the associated processes. *Condensed Matter Nucl. Sci.*, 2011, 8:1-19.
8. Savvatimova I. Creation of more light elements in tungsten irradiated by low-energy deuterium ions. *Proc.13th Int. Conf.ICCF13*, Sochy, Russia, 2007, p. 505-517.
9. Savvatimova I, Savvatimov G, Kornilova A. Decay in tungsten irradiated by low energy deuterium ions. In: *Proc. Intern. Conf. on Condensed Matter Nuclear Science, ICCF-13*, Ed: Yu. Bazhutov (Tsiolkovsky Moscow Technical University, Sochi, Russia, 2007), 295-308.
10. Shafeev GA, Bozon-Verduraz F, Robert M. Experimental evidence of transmutation of Hg into Au under laser exposure of Hg nanodrops in D_2O. *Physics of Wave Phenomena*, 2007, 15(3):131-136.
11. Simakin AV, Shafeev GA. Initiation of nuclear reactions under laser irradiation of metal nanoparticles in the presence of thorium aqua ions. *Physics of Wave Phenomena,* 2008, 16(4):268-274.
12. Barmina EV, Sukhov IA, Lepekhin NM, Priseko YuS, Filippov VG, Simakin AV, Shafeev GA. Application of copper vapor lasers in control of activity of Uranium isotopes. *Quantum Electronics,* 2013, 43:591-596.
13. Barmina EV, Timashev SF, Shafeev GA. Laser-induced synthesis and decay of Tritium under exposure of solid targets in heavy water. *Journal of Physics: Conference Series,* 2016, 688:012106. (8th

International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2013) IOP Publishing; http://arxiv.org/abs/1306.0830 [physics.gen-ph].
14. Seth KK, Parker B. Evidence for dineutrons in extremely neutron-rich nuclei. Phys. Rev. Lett., 1991, 66(19):2448-2451.
15. Ахиезер АИ, Рекало МП. *Элементарные частицы*. М., Наука, 1986, 256 с.
16. Timashev SF. Physical vacuum as a system manifesting itself on various scales – from nuclear physics to cosmology; http://arxiv.org/abs/1107.1799v7.
17. Тимашев СФ, Симакин АВ, Шафеев ГА. Ядерно-химические процессы в условиях лазерной абляции металлов в водных средах (проблемы «холодного синтеза»). *Журнал физ. химии*, 2014, 88(11):1805-1815.
18. Тимашев СФ. Радиоактивный распад ядер как инициируемый ядерно-химический процесс: феноменология. *Журнал физической химии,* 2015, 89(11):1810-1822.
19. Timashev Serge. Nuclear-chemical processes in the solar atmosphere. *International Journal of Astrophysics and Space Science*, 2014, 2(6):88-92.
20. Тимашев СФ. Инициирование ядерно-химических превращений в нативных системах: феноменология. *Журнал физической химии,* 2016, 90(10):1563-1569.
21. United State Patent – US 9,115,913 B1, Aug. 25. 2015. https://animpossibleinvention.files.wordpress.com/2015/08/us9115913b1.pdf; Andrea Rossi.
22. Levi G, Foschi E, Höistad B, Essén H. Observation of Abundant Heat Production from a Reactor Device and of Isotopic Changes in the Fuel. 2014. http://amsacta.unibo.it/4084/1/LuganoReportSubmit.pdf.
23. Jung M, Bosch F, Beckert K et al. First observation of bound-state decay. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69:2164-2167.
24. Bosch F, Faestermann T, Friese J et al. Observation of bound-state β^-decay of fully ionized ^{187}Re: ^{187}Re – ^{187}Os cosmochronometry. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77:5190-5193.
25. Thomas SA, Abdalla FD, Lahav O. Upper Bound of 0.28 eV on Neutrino Masses from the Largest Photometric Redshift Survey. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105(3):031301.
26. Lattimer JM, Pethick CJ, Prakash M, Haensel P. Direct URCA process in neutron stars. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66:2701-2704.
27. Timashev Serge F. The Planck numbers and the essence of gravity: phenomenology. http://arxiv.org/abs/1701.08073 [physics.gen-ph].
28. Vysotskii VI, Kornilova AA. Microbial transmutation of Cs-137 and LENR in growing biological systems. Curr. Sci., 2015, 108: 636-640.
29. Donnelly TW, Formaggio JA, Holstein BR, Milner RG, B. Surrow B. *Foundations of Nuclear and Particle Physics*. Cambridge, University Press, 2017, 745 p.
30. Sharapov VM, Kanashenko SL. *Vopr. At. Nauki Tekh., Ser. Termoyad. Sintez*. 2008, 2:20 [in Russian].
31. Kervran CL. *Biological Transmutation*. Happiness Press, USA, Magalia, California, 1998.
32. Biberian J-P. Review Article Biological Transmutations: Historical Perspective. *J. Condensed Matter Nucl. Sci., 2012, 7:11-25*.
33. Vysotskii VI, Kornilova AA. *Nuclear Transmutation of Stable And Radioactive Isotopes In Biological Systems*. Pentagon Press, New Delhi, 2010.
34. Gromov AA, Gromov AM, Popenko EM et al. Formation of calcium in the products of iron-aluminum thermite combustion in air. *Russian Journal of Physical Chemistry A*, 2016, 90(10):2104-2106.
35. Borisov AA, De Luca LT, Merzhanov AG. *Self-Propagating High-Temperature Synthesis of Materials*. CRC Press. Taylor and Francis, 2000, 400 p.
36. Tunitskii NN, Kaminskii VA, Timashev SF. *Methods of Physicochemical Kinetics*. Moscow, Khimiya Publ., 1972, 198 p.
37. Revel'skiy IA, Buryak AK, Sajti PL et al. Isotopic ratio changes of several trace elements in nickel as a result of laser ablation in aqueous medium, *in press*.
38. Серков АА, Акованцева АА, Бармина ЕВ, и др. Роль структуры поверхности в инициировании ядерно-химических процессов при лазерной абляции металлов в водных средах. *Журнал физической химии,* 2014, 88(11):1816-1823.
39. Тимашев СФ. О термофлуктуационной природе прочности твердых тел. *Доклады АН СССР*, 1984, 276:898-902.
40. Бонч-Бруевич ВЛ, Калашников СГ. *Физика полупроводников*. М., Наука, 1990, 678 с.

41. Barmina EV, Fotakis C, Stratakis E, Stolyarov VN, Stolyarov IN, Shafeev GA, Serkov AA. Nano-textured W shows improvement of thermionic emission properties. *Appl. Phys. A,* 2012:1-4.
42. Тимашев СФ, Поляков ЮС, Лакеев СГ, Мисуркин ПИ, Данилов АИ. Принципы флуктуационной метрологии. *Журнал физической химии,* 2010, 84(10):1980-2000.
43. Mirsaidov U, Timashev SF, Polyakov YuS, Misurkin PI, Polyakov SV, Musaev I. Analytical method for parameterizing the random profile components of nanosurfaces imaged by atomic force microscopy. *Analyst*, 2011, 136(3):570-576; http://arxiv.org/abs/1010.6232.

Тимашев Сергей Федорович
д.ф.-м.н., проф., член-корреспондент РАЕН
Научно-иссл. физ.-хим. институт им. Л.Я.Карпова
3-1/12/6, пер. Обуха, Москва 105064, Россия
serget@mail.ru.

ON MECHANISMS OF LOW-ENERGY NUCLEAR-CHEMICAL PROCESSES

[1,2]Serge Timashev

[1]Karpov Institute of Physical Chemistry, http://www.karpovipc.ru
Moscow 105064, Russian Federation
[2]National Research Nuclear University MEPhI, https://mephi.ru
Moscow 115409, Russian Federation
serget@mail.ru

Abstract. **It is shown that a wide variety of low-energy nuclear transformations studied under conditions of a nonequilibrium low-temperature glow discharge plasma and laser ablation of metals in aqueous media can be understood on the basis of the concepts of the dynamic interrelation between the electron and nuclear subsystems of an atom. The initiating role in such processes belongs to electrons a sufficiently large kinetic energy E_e ~ 3-5 eV (by chemical scales), which they can acquire under the indicated conditions. Inelastic scattering of electrons by nuclei in according to weak nuclear interaction becomes possible in the collision of such electrons with ions or plasma atoms (here we assume that the nuclei are not related to "K-capture" nuclei). At the first stage of such a nuclear-chemical interaction, a nucleus arise, the charge of which is one unit less than the charge of the initial nucleus, and nuclear matter is locally disrupted: the nuclear mass in this case is insufficient to preserve nuclear matter in the base state of interacting nucleons. Under such anomalous excitations of nuclear matter, which are characterized as the states of "inner shake-up" or isu-state, the relaxation dynamics of the nuclei is initiated by weak nuclear interactions. Such nuclei, being β-active ("β-nuclei"), can have sufficiently long lifetimes and effectively participate in nuclear reactions (as the β-neutron and β-dineutron introduced into consideration). If the initial nucleus is radioactive, the decay of "β-nuclei" will occur with a probability many orders of magnitude greater than the decay probability of the original nuclei. As an example, the nuclear-chemical transformations realized in the E-CAT reactor of Andrea Rossi are also considered.**

Key words: **low-temperature plasma, laser ablation of metals in aqueous media, β-nuclei, low-energy nuclear-chemical transformation, u- and d-quarks, Feynman diagrams of the initiating radioactive decay.**

PACS 25.10.+s

Bibliography – 43 references *Received 25.5.2017*

RENSIT, 2017, 9(1):37-51 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.037**

СИНТЕЗ И ТРАНСМУТАЦИЯ СТАБИЛЬНЫХ И РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ В БИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

[1]Корнилова А.А., [2]Высоцкий В.И.

[1]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, http://msu.ru
Москва 119991, Российская Федерация
[2]Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, http://www.univ.kiev.ua
Киев 01601, Украина
Поступила 13.06.2017

В работе рассмотрена предыстория, теоретические предпосылки и результаты экспериментов по ядерной трансмутации стабильных и радиоактивных изотопов в растущих биологических объектах. Показано, что такие фундаментальные преобразования основаны на ядерно-физических процессах, протекание которых стимулировано каталитическим влиянием нестационарных пространственных неоднородностей в объеме растущих живых объектов. Данный процесс может быть использован как для ускоренной утилизации стабильных и радиоактивных ядер, так и для производства редких изотопов. Исследованы условия оптимизации процесса деактивации. Обнаружено, что в наиболее оптимальном случае темп уменьшения активности в водных растворах радионуклидов ускоряется в 35…200 раз по отношению к естественному распаду. Рассмотрены физические и биологические причины этого процесса.

Ключевые слова: **изотопы, микробиологические системы, низкоэнергетические ядерные реакции, деактивация радионуклидов**

PACS: 25.60.PJ; 25.70.−Z; 28.41.KW; 28.52.−S; 28.60.+S; 82.90.+J; 87.17.−D; 87.17.EE; 87.80.−Y; 89.60.−K

Содержание

1. **Введение (52)**
2. **Биологические аспекты процесса трансмутации элементов (53)**
3. **Эксперименты по синтезу изотопов в микробиологических системах (54)**
4. **Эксперименты по трансмутации и деактивации радиоактивных изотопов в микробиологических системах (56)**
   - **4.1. Эксперименты по утилизации реакторного изотопа ^{140}Ba (58)**
   - **4.2. Эксперименты по утилизации долгоживущего реакторного изотопа ^{137}Cs в растущих ассоциациях микробиологических структур (60)**
5. **Заключение (62)**

Литература (63)

1. ВВЕДЕНИЕ

Гипотеза о возможности ядерной трансмутации химических элементов и их изотопов в биологических системах является одной из самых загадочных в истории науки, она часто обсуждалась в последние десятилетия и имеет свою историю и мифологию, собственных сторонников и критиков. Эта проблема возникла еще в «доядерный период» и начальные этапы ее возникновения тесно связано с алхимией. Краткая предыстория этого феномена представлена в [1, 2].

Среди множества предшественников серия работ Л. Керврана [3-6] занимает особое место в хронологии исследований по трансмутации химических элементов и изотопов в биологических объектах. Фактически он был первым ученым «ядерной эпохи», который проводил систематизированное исследование процессов трансмутации химических элементов в биологических объектах. В частности, Кервран исследовал реакцию трансмутации калия в кальций $^{39}K + {}^{1}p \rightarrow {}^{40}Ca$ в биологической системе, содержащей водород. Он также исследовал многие другие реакции трансмутации изотопов, среди которых следует особо отметить те, которые приводят к образованию жизненно необходимых микро- и макроэлементов *Ca, K,*

Mg, P. Многие эксперименты Керврана являются очень убедительными, если рассматривать их без анализа на микроуровне.

В то же время научные представления Керврана были достаточно далеки от требований ядерной физики. Например, он допускал обратимость ядерной реакции $^{39}K + {}^{1}p \leftrightarrow {}^{40}Ca$ и возможность протекания реакций распада $Cl - O \rightarrow F$, $P - Li \rightarrow Mg$, $Ca - O \rightarrow Mg$, $Fe - H \rightarrow Mn$, которые несовместимы с законами сохранения энергии, поскольку для их реализации необходима гигантская энергия $Q \approx 5...20$ МэВ, источники которой отсутствуют в биологической среде. Керврен в своих работах трактовал подобные процессы, как специфическую «биологическую трансмутацию», утверждая, что это совершенно особый процесс, стимулированный неизвестным ферментом. Такая трактовка (связать непонятные процессы с еще одним неизвестным ферментом) достаточно распространена в биологии, но мало что дает для понимания и использования этих процессов. По нашему мнению, нет оснований рассматривать процесс превращения изотопов в растущих биологических системах как «биологическую трансмутацию» и отделять его от общей физической концепции трансмутации, как процесса превращения изотопов, полностью «управляемого» законами физики и стимулированного некоторыми структурными особенностями биологической системы. К сожалению, Керврен не проводил ни в одной из своих экспериментальных работ анализ соотношения изотопов в начальном и конечном состояниях. Это основная ошибка экспериментов Керврана, потому что ядерная физика – это наука об изотопных (не элементных!) трансмутациях – иначе говоря, «ядерная физика это химия изотопов»!

2. БИОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРОЦЕССА ТРАНСМУТАЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ

Конкретные биофизические аспекты процесса трансмутации изотопов в биологических системах были подробно рассмотрены в монографиях [7, 8]. Можно отметить только некоторые из них. Эксперименты по изучению трансмутации изотопов в растущих биологических системах должны проводиться с учетом специфики проблемы и следующих требований:

- синтезируемый изотоп должен входить в число жизненно необходимых биосистеме микро- и макроэлементов или их биохимических аналогов, а среда, в которой происходит рост, не должна содержать этих элементов, но должна содержать те изотопы, из которых данные элементы могут образоваться без необратимого получения дополнительной энергии;
- для того, чтобы эксперименты проводились за достаточно короткое время, скорость роста исследуемого биологического объекта должна быть большой, а образуемый изотоп должен быть адаптирован к этому объекту и должен накапливаться в количестве, достаточном для надежной регистрации;
- живой объект должен быть достаточно устойчивым к действию продуктов жизнедеятельности, чтобы избежать явления самоинтоксикации;
- при работе с радиоактивными изотопами живой объект должен быть достаточно устойчив к действию сильных радиационных полей, образованных утилизируемыми изотопами;
- желательна (а для стабильных изотопов – обязательна) возможность проведения анализа изотопного состава биологического объекта до и после процесса трансмутации;
- должны быть выполнены требования, связанные с экологией и с проблемами гуманизма (речь идет о живых объектах).

Лучшим объектом для таких экспериментов являются микробиологические культуры, характеристики которых с максимальной степенью удовлетворяют перечисленным требованиям. Как правило, «чистые» микробиологические культуры могут эффективно расти только при определенных условиях окружающей среды (кислотность, температура, наличие токсинов, радиационный фон и др.), а при нарушении этих условий рост резко тормозится или становится невозможным. Типичная доза, которую выдерживают обычные микробиологические культуры, соответствует уровню около 30 Крад, а параметр pH не ниже 3.

Более эффективными являются синтрофные микробиологические ассоциации, включающие множества разных штаммов, которые находятся в

симбиотическом состоянии. Эти микроорганизмы не находятся в виде простой механической смеси. Они сосуществуют в синтрофной ассоциации в таком состоянии совместного симбиоза, когда, фактически, образуют единый макроорганизм (хотя и с раздельными системами внутреннего метаболизма). В его объеме каждый член и каждая физиологическая группа сообщества максимально адаптированы к совместной жизнедеятельности и находятся в состоянии коллективной взаимопомощи и взаимозащите. Эта система обладает высокой степенью адаптации к разным вариациям и "агрессивным" проявлениям внешней среды.

Очевидно, что такая система оказывается максимально адаптированной к изменяющимся агрессивным условиям, что соответствует их росту, в том числе, в условиях действия радиации. Эффективность такой "коллективной защиты" исключительно высока. Например, в кислой среде с pH = 2 (достаточно концентрированная соляная кислота) никакие "чистые" штаммы не могут развиваться. В то же время синтрофная ассоциация после некоторого переходного периода прекрасно растет и развивается в такой среде. То же относится к большим дозам радиации. Приближенно можно считать, что временной интервал адаптации соответствует смене 5-10 поколений, что позволяет оценить этот интервал периодом от 10 часов до нескольких дней.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ В МИКРОБИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Мы начали изучение ядерных процессов в биологических системах в начале 90-х годов. В основу предполагаемых экспериментов был положен принцип «искать потерянное под фонарем» – что соответствует правилу: если вы что-то потеряли в темноте, то искать его следует под фонарем, поскольку в других (темных) местах вы точно ничего не найдете. Этот принцип давал приоритет надежному методу регистрации продуктов потенциальных ядерных реакций, дополненный возможностью накапливания этих продуктов. Исходя из нашего понимания этих процессов, мы исследовали реальность трансмутации стабильных изотопов на основе базовой реакции $^{55}Mn + d = {}^{57}Fe$ (см. патент [9] и статьи [10-11]), ведущей к образованию редкого мессбауэровского изотопа железа ^{57}Fe в среде на основе тяжелой воды, где наряду с необходимыми для роста микробиологических культур микро- и макроэлементами присутствовала соль марганца, но полностью (или при минимальной примеси) отсутствовало железо. Преимущество такой реакции состоит в том, что итоговый продукт можно идентифицировать как «стандартной», так и мессбауэровской масс-спектрометрией. Состав питательной среды представлен в **Таблице 1**.

Начальные эксперименты проводились на основе чистых микробиологических культур *E.Coli* и *Saccharomyces cerevisiae T-8*. Эта реакция была успешно реализована и идентифицирована с помощью мессбауэровского и время-пролетного спектрометров (**Рис. 1**).

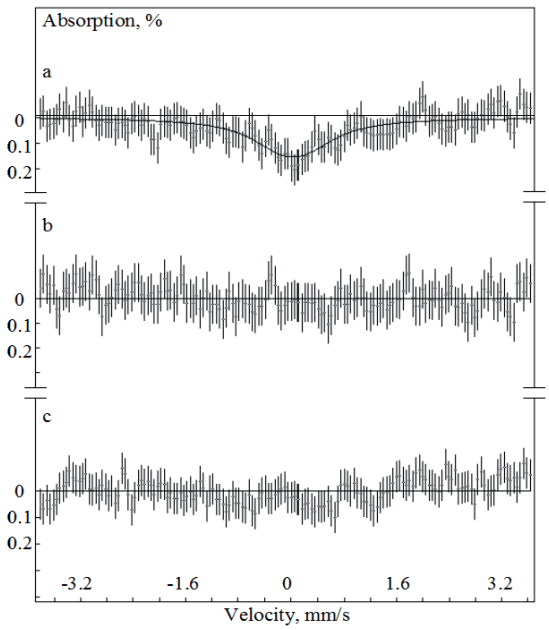
Типичная длительность этих экспериментов равнялась 2…3 суток, после чего рост прекращался из-за изменения кислотности и самоотравления культур продуктами метаболизма.

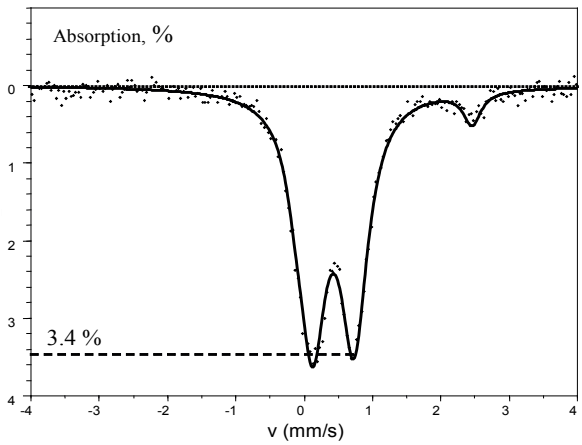
Экспериментальная эффективность этих реакций соответствовала величине $\lambda = \Delta N(^{57}Fe)/N(^{55}Mn)\Delta t \approx 10^{-8}$ синтезируемых ядер ^{57}Fe в расчете на одно ядро ^{55}Mn за одну секунду.

Далее была реализована и исследована еще одна реакция $^{23}Na + {}^{31}P = {}^{54}Fe$ с образованием другого редкого изотопа железа ^{54}Fe. В экспериментах по трансмутации присутствовала соль K_2HPO_4, а в контрольных экспериментах она отсутствовала. Соответствующие результаты масс-спектрометрического анализа представлены на Рис.1. Эффективность этой реакции была примерно такой же, как в случае синтеза изотопа ^{57}Fe.

Таблица 1.
Питательная среда для трансмутации марганца в железо.

Компоненты	Концентрация в среде (%)	Относительная примесь железа (не более), %	Абсолютная примесь железа (не более), г
Сахароза	3	10^{-4}	$3\cdot10^{-7}$
$(NH_4)_2$тартрат	1	$5\cdot10^{-4}$	$5\cdot10^{-7}$
$MgSO_4\cdot7H_2O$	0.25	$2\cdot10^{-4}$	$5\cdot10^{-8}$
$CaHPO_4\cdot7H_2O$	0.008	$1.5\cdot10^{-3}$	$1.2\cdot10^{-8}$
K_3PO_4	0.5	$5\cdot10^{-4}$	$2.5\cdot10^{-7}$
$MnSO_4\cdot7H_2O$	0.01	$5\cdot10^{-4}$	$5\cdot10^{-9}$
D_2O (эксперимент) H_2O (контроль)	100·(10мл)	10^{-7}	10^{-8}





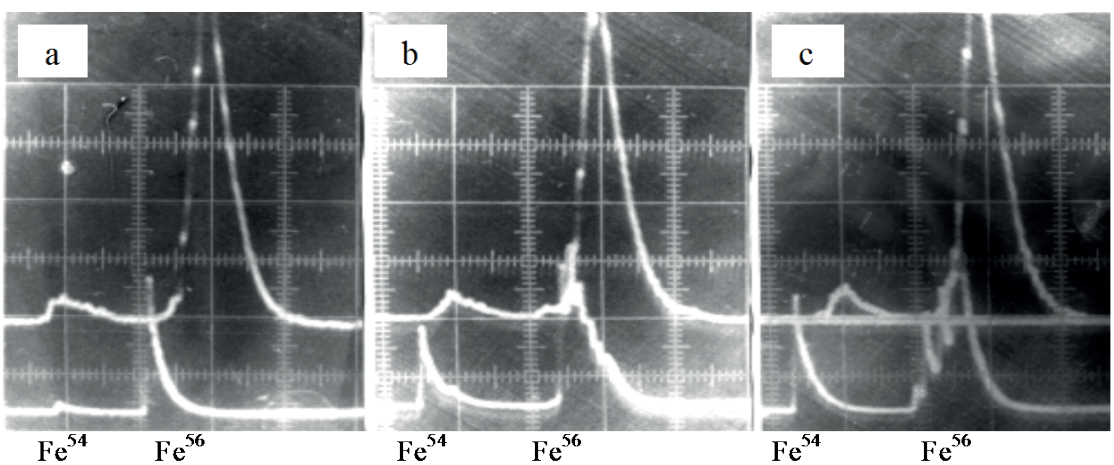


Рис. 1. *Вверху слева - мессбауэровский спектр высушенной микробиологической культуры Saccharomyces cerevisiae T-8, выросшей в жидкой питательной среде на основе: a) тяжелой воды D_2O при наличии изотопа ^{55}Mn; b) легкой воды H_2O при наличии ^{55}Mn; c) тяжелой воды D_2O в отсутствие изотопа ^{55}Mn. Вверху справа - мессбауэровский спектр МСТ гранул, выросших в питательной среде на основе тяжелой воды D_2O при наличии изотопа ^{55}Mn и отсутствии железа (или минимальном его количестве в качестве примеси).*

Внизу – фрагмент спектра масс той же культуры, выросшей в питательной среде на основе H_2O при наличии ^{23}Na и ^{31}P (b), (c) и отсутствии ^{31}P (a). Верхние графики на каждом из фото внизу соответствуют контрольному спектру масс природного железа, полученному в той же серии, что соответствующие нижние графики.

Эти эксперименты были далее оптимизированы за счет использования микробиологических синтрофных ассоциаций *МСТ* ("microbial catalyst-transmutator"). Основой *МСТ* гранул является синтрофная ассоциация (сверхассоциация) многих тысяч различных типов микроорганизмов, принадлежащих к разным физиологическим группам, которые представляют разные группы микробного метаболизма и характеризуются различными механизмами микробной аккумуляции.

На том же Рис. 1 представлен мессбауэровский спектр высушенных гранул *МСТ*, которые росли в течение 30-50 суток в среде, аналогичной случаю чистых культур. Видно, что эффективность трансмутации в такой системе намного выше.

Оценки, проведенные на основе анализа этих образцов показывают, что в случае использования синтрофных ассоциаций эффективность трансмутации достигает величины $\lambda = \Delta N(^{57}Fe)/N(^{55}Mn)\Delta t \approx 10^{-6}$ синтезируемых ядер ^{57}Fe в расчете на одно ядро ^{55}Mn за одну секунду.

Последующие эксперименты были направлены на изучение возможности трансмутации не только легких и средних по массе изотопов, но и тяжелых ядер. В качестве объекта исследований была выбрана реакция трансмутации стабильного изотопа цезия в изотоп бария $^{133}Cs + p = {}^{134}Ba$ [12]. Целесообразность таких исследований была обусловлена последующей возможностью трансмутации и деактивации радиоактивного изотопа цезия ^{137}Cs.

В процессе исследований использовались разные типы синтрофных ассоциаций, адаптированные к аэробным или анаэробным условиям. Питательная среда на основе легкой воды содержала глюкозу, растворенные базовые соли основных макро- и микроэлементов (в том числе NH_4NO_3, $CaSO_4$, $MgSO_4$), а также стабильный цезий в виде соли Cs_2CO_3, но не содержала калия, жизненно необходимого для роста культур, входящих в эти ассоциации. Барий является биохимическим аналогом калия и в его отсутствии он может быть использован для роста микробиологических культур. В процессе роста из экспериментальных кювет периодически брались пробы, которые использовались для изучения динамики процесса трансмутации. Результаты этих исследований представлены на **рис. 2**.

Из полученных данных следует, что средняя эффективность трансмутации достигала величины $\lambda = N(^{134}Ba)/N(^{133}Cs)\Delta t \approx 10^{-6}$ синтезируемых ядер ^{134}Ba в расчете на одно ядро ^{133}Cs за секунду.

При этом общее количество изотопа ^{133}Cs уменьшилось от $M_{Cs\text{-}133} \approx 13$ мг/на ячейку до $M_{Cs\text{-}133} \approx 6.5$ мг/на ячейку за 192 часа.

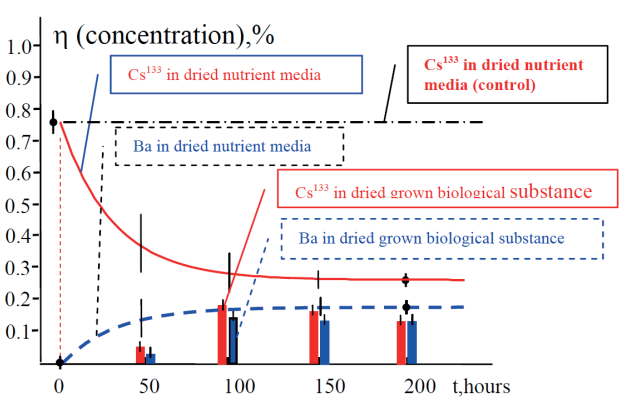


Рис. 2. *Зависимость от времени трансмутации стабильного изотопа ^{133}Cs в изотоп ^{134}Ba в растущей синтрофной ассоциации и в составе питательной среды.*

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ТРАНСМУТАЦИИ И ДЕАКТИВАЦИИ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ В МИКРОБИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

В настоящее время задача безопасного хранения, утилизации и деактивации радиоактивных отходов АЭС является одним из основных факторов всей ядерной энергетики. Актуальность этой проблемы следует из простых цифр. В мире в настоящее время накоплено около 400 тыс. тонн отработанных тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ), более 1 млн. тонн отходов средней активности, такое же количество сильноактивной воды и более 10 млн. тонн отходов низкой активности. Для примера – на территории ядерного хранилища Хэнфорд в США имеется 177 могильников для жидких высокоактивных отходов общим объёмом 204 тыс. м³. Согласно оценкам, проведенным в 2013 году, около 2% этих жидких отходов уже попали в окружающую среду вследствие неконтролируемых утечек из могильников.

Каждый год эти цифры увеличивались на 5-7%, а после аварии на АЭС в Фокусиме «запасы» сильноактивной воды возрастают еще быстрее.

По большому счету проблема утилизации пока никем не решена, а для отработанных ТВЭЛов безальтернативным является решение о их складировании на неопределенно длительный срок хранения после первичной переработки.

Все новейшие программы по созданию систем утилизации на основе метода «выжигания» отработанного топлива интенсивными потоками нейтронов являются предельно затратными (каждая по несколько десятков миллиардов долларов) [13-17]. Анализ показывает, что при этом будет образовываться большое количество новых радионуклидов. Эта проблема хорошо известна в задаче об управляемом термоядерном синтезе как «проблема первой стенки».

Существует еще одно направление исследований, связанное с возможностью протекания ядерных превращений при нормальных (не экстремальных) условиях в веществе, находящемся при, например, комнатной температуре. В 90-х годах 20 столетия это направление называлось "холодный ядерный синтез". В настоящее время более употребляемым и более близким к сути процессов является термин

LENR ("ядерные реакции при низкой энергии"). Необходимо отметить крайне неоднозначное отношение ученых к таким процессам.

Большинство "классических" специалистов по ядерной физике считает, что вероятность ядерных превращений, если их рассматривать методом прямой аппроксимации физики парных ядерных реакций из области высоких энергий к низким энергиям, очень мала, и такие эффекты априори не могут иметь практического значения.

Есть и другая точка зрения. Она активно развивается последнее время и базируется на ряде фундаментальных положений квантовой механики. Суть ее состоит в том, что прямая аппроксимация неправомочна, поскольку многие процессы ядерной физики при малой энергии являются коллективными (не парными), подвержены влиянию окружающей среды и могут протекать с достаточно большой вероятностью, что делает их вполне пригодными для практического применения. Эти результаты, в частности, прямо следуют из специфики поведения частицы, находящейся в нестационарной потенциальной яме (в частности – в нестационарном осцилляторе). В работах последних лет [18-20] было показано, что один из эффективных методов очень существенного увеличения прозрачности потенциального барьера при низкой энергии частиц связан с использованием когерентных коррелированных состояний (ККС) частиц, взаимодействующих с атомами (ядрами), формирующими этот барьер. Наиболее характерным свойством ККС является возможность формирования управляемых гигантских флуктуаций энергии частицы, амплитуда которых может в тысячи и миллионы раз превосходить среднюю (тепловую) энергию частицы и достигать величин $\delta E \approx 10\text{-}50$ кэВ. В концентрированном виде это отражается в видоизмененных соотношениях неопределенностей, называемых соотношениями неопределенностей Шредингера-Робертсона $\delta p \delta q \geq \hbar / 2\sqrt{1-r_{pq}^2}$, $\delta E \delta t \geq /2\sqrt{1-r_{Et}^2}$, в которых произведение флуктуаций соответствующих динамических переменных (координата, импульс, энергия, время, …) определяется соответствующими коэффициентами корреляции, величина которых ограничена интервалом $0 \leq r_{pq}^2 \leq 1$, $0 \leq r_{Et}^2 \leq 1, \ldots$ [18-20].

В стационарном состоянии в любой системе $r_{pq}^2, r_{Et}^2 \ll 1$ и эти соотношения принимают вид хорошо известных соотношений Гейзенберга. Иная ситуация в динамических системах (в том числе – в живом объекте). Хорошо известно, что фронт роста любого биологического объекта никогда не бывает идеально однородным – всегда образуются локальные неоднородности (фактически это потенциальные наноямы), которые в процессе роста нивелируются и устраняются. Каждая из таких наноям является нестационарным осциллятором для частиц, которые в ней локализованы. В процессе динамического изменения параметров этих ям может формироваться ККС для этих частиц с большим значением коэффициента корреляции $r_{pq}^2, r_{Et}^2 \to 1$ и, соответственно, с неограниченно возрастающими флуктуациями импульса и энергии, что достаточно для прохождения через потенциальный барьер [18-20]. С этой точки зрения зона фронта роста любого биологического объекта представляет совокупность потенциальным нанореакторов, в каждом из которых возможна реакция с участием этих частиц, а также ядер атомов, образующих «стенки» динамической наноямы. Аналогичные процессы могут протекать в пространстве между клетками в процессе деления, в митохондриях, на входе в биологические мембраны и т.д.

Правильная интерпретация и возможное использование рассмотренных ниже экспериментов могут изменить взгляд на взаимосвязь живой природы и существующего на Земле разнообразия химических элементов и изотопов. Вопрос касается возможности протекания ядерных превращений в биологических системах при "нереакторных" условиях (комнатная температура, нормальное (атмосферное) давление, отсутствие нейтронов и заряженных частиц высокой энергии). Эти вопросы, в частности, рассмотрены и формализованы в патенте [21].

Отметим, что с точки зрения возможности осуществления каталитического воздействия на ядерные превращения растущая биологическая среда ничем не хуже (а, скорее всего, лучше), чем, например, обычный кристалл, который

чаще всего используется в LENR экспериментах. Лучше она в том смысле, что в отличие от статического кристалла растущая биологическая система является динамическим объектом, что позволяет рассмотреть каждый ее элемент как микроскопическую систему нестационарных потенциальных ям и барьеров.

4.1. Эксперименты по утилизации реакторного изотопа ^{140}Ba

Реализация трансмутации тяжелых стабильных изотопов привела к постановке вопроса о трансмутации радиоактивных ядер. Первая серия экспериментов была посвящена возможности влияния на активность проб реакторной воды, извлекаемой из первого контура водо-водяного реактора, который находится в Киеве в Институте ядерных исследований.

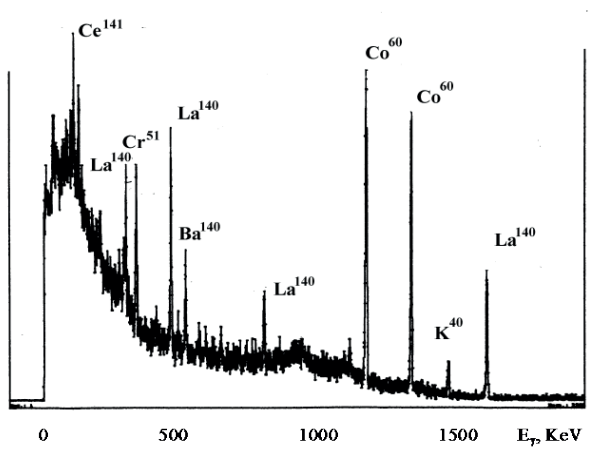
Исследуемая вода имела активность около 10^{-4} Кюри/л и содержала ряд высокоактивных нестабильных изотопов (в частности, ^{24}Na, ^{40}K, ^{60}Co, ^{91}Sr, ^{131}I, ^{135}Xe, ^{140}Ba, ^{140}La, ^{141}Ce, ^{239}Np). Спектр гамма-излучения реакторных изотопов, содержащихся в этой воде, представлен на **рис. 3**. Одинаковые по объему пробы воды (около 5 мл) помещались в одинаковые стеклянные тонкостенные закрываемые кюветы объемом около 10 мл. В часть кювет с активной водой помещалось одинаковое по массе количество *МСТ* гранул.

Остальные кюветы с водой (но без гранул) были контрольными. Суть исследований состояла в периодическом (через 5 дней) исследовании гамма-спектра активной воды. Для устранения влияния фактора расстояния (он может быть связан с небольшим увеличением объема смеси воды и гранул при росте микробиологических культур или их пространственным перераспределением) использовался амплитудный германиевый детектор с большим размером кристалла германия, на котором исследуемые кюветы располагались по очереди точно в центре.

На рис. 3 представлены усредненные результаты зависимости активности изотопов ^{140}La и ^{60}Co в кюветах с *МСТ* гранулами ($Q_{cultures}$) и в контрольных кюветах ($Q_{control}$) от времени после начала экспериментов.

Из полученных данных следует, что активность долгоживущего изотопа ^{60}Co в течение всего времени измерений (около 40 дней) остается неизменной (как в контрольных кюветах, так и в кюветах с *МСТ* гранулами). Это свидетельствует о том, что систематические методические ошибки (изменение объема жидкости, изменение положения кюветы относительно центра кристалла детектора и др.) не оказывали существенного влияния на результат.

В то же время был обнаружен принципиально разный закон уменьшения активности изотопа ^{140}La в обоих типах кювет. Этот изотоп имеет сравнительно небольшое время жизни (τ_{La} = 40.3 часов) и является дочерним нестабильным изотопом более



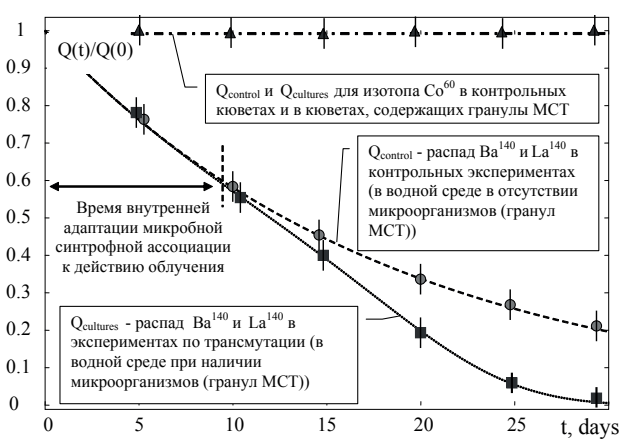


Рис. 3. *Слева – спектр гамма-излучения дистиллированной воды из первого контура водо-водяного реактора. Данные соответствуют десятому дню после отбора пробы воды из активной зоны реактора. Справа - зависимость активности Q(t) реакторных изотопов ^{140}Ba, ^{140}La и ^{60}Co в пробах реакторной воды в эксперименте по трансмутации (активность $Q_{cultures}$ в кюветах в присутствии метаболически активных микроорганизмов) и в контрольных кюветах без микроорганизмов (активность $Q_{control}$).*

долгоживущего изотопа ^{140}Ba, у которого время жизни равно τ_{Ba} = 12.7 дней.

Начальные активности изотопов ^{140}Ba и ^{140}La (на 10-й день после отбора пробы воды из активной зоны реактора) для каждой из кювет составляла, соответственно $Q_{Ba\text{-}140} = 1.46\cdot10^{-7}$ кюри/л и $Q_{La\text{-}140} = 2.31\cdot10^{-7}$ кюри/л. Поскольку $\tau_{La} << \tau_{Ba}$, то наблюдаемое уменьшение активности ^{140}La отображало уменьшение активности ^{140}Ba.

Было обнаружено, что уменьшение активности ^{140}La в контрольных кюветах примерно соответствовало закону "стандартного" распада изотопа ^{140}Ba с "табличным" значением времени жизни. Примерно такой же закон уменьшения активности ^{140}La наблюдался в кюветах с гранулами до 10 дня эксперимента. Однако после этого периодические измерения показали, что скорость уменьшения активности ^{140}La (а значит и активности ^{140}Ba) эквивалентна более ускоренному распаду. Экстраполяция показала, что эффективное время жизни этого изотопа уменьшилось примерно в 2 раза по отношению к времени жизни ^{140}Ba.

Эти результаты могут быть объяснены на основе предположения о том, что изотоп ^{140}Ba мог быть преобразован в кювете с *МСТ* гранулами в другой, нерадиоактивный изотоп. При этом наличие начального, неизменного участка в законе распада может быть объяснено процессами адаптации микробиологической ассоциации к действию радиоактивного облучения в кювете с активной водой. Это время (около 10 дней) достаточно хорошо коррелирует с ожидаемым временем смены 10 поколений микробиологических культур.

Анализ возможных преобразований изотопов показал, что в данном случае возможна следующая реакция трансмутации радиоактивного изотопа ^{140}Ba к стабильному ядру другого типа $^{140}Ba + {}^{12}C = {}^{152}Sm + \Delta E$. Эта реакция является энерговыгодной и характеризуется положительной энергией реакции

$$\Delta E = E(A_{Ba}Z_{Ba}) + E(A_C,Z_C) - E(A_{Sm},Z_{Sm}) = 8.5\,MeV.$$

Необходимый для этой реакции углерод в избытке содержится в объеме *МСТ* гранул.

Возникает вопрос о биохимических аспектах целесообразности протекания именно этой реакции в живой системе. Для предположительного ответа на этот вопрос следует отметить, что закон постоянства химического состава биологических объектов является одним из фундаментальных свойств живой материи. Исходя из этого обстоятельства очевидно, что согласно анализу чисто биохимических аспектов процессов ядерной трансмутации [11, 12], реакция трансмутации изотопов в биологической системе будет возможной в том случае, когда результатом реакции является изотоп, соответствующий такому химическому элементу, который либо сам входит в число жизненно необходимых химических элементов (типа *H, O, C, K, Ca, N, P, Fe, ...*), либо является биохимическим аналогом такого элемента. В последнем случае он должен иметь примерно тот же ионный радиус и, желательно, ту же валентность. При этом эффективность реакции будет большой только тогда, когда жизненно необходимый химический элемент или его биохимический аналог не содержится в питательной среде или содержится в малом количестве.

Простое сопоставление показывает, что ионы Sm^{2+} и Ca^{2+} являются биохимическими аналогами и имеют близкий ионный радиус в двухвалентном состоянии ($R_{Sm} \approx 1.2$Å, $R_{Ca} \approx 1.06$Å). Как известно, кальций входит в число жизненно необходимых элементов, а его концентрация в объеме гранул была небольшой. В этом случае можно считать, что нехватку кальция растущая микробиологическая ассоциация могла восполнять синтезом ее биохимического аналога (самария). В то же время, неизменную активность и количество ядер изотопа ^{60}Co можно объяснить тем, что в данной системе невозможна энерговыгодная реакция трансмутации, в которой участвует ^{60}Co и продуктом которой был бы изотоп того жизненно необходимого химического элемента, который отсутствует в питательной среде. Иначе говоря, ^{60}Co может оказаться просто "не востребованным".

4.2. Эксперименты по утилизации долгоживущего реакторного изотопа ^{137}Cs в растущих ассоциациях микробиологических структур

Нетривиальные результаты, свидетельствующие об аномальном уменьшении активности изотопов ^{140}Ba и ^{140}La в экспериментах с реакторной водой в присутствии микробиологических культур, стимулировали постановку специальных экспериментов по изучению возможности утилизации долгоживущих "топливных" изотопов, образуемых при эксплуатации ядерных реакторов. Эти работы проводились с участием наших коллег В.Н. Павловича и А. Одинцова из Института ядерных исследований и Института проблем безопасности АЭС в Киеве [22]. Микробиологические гранулы *MCT* были приготовлены нашим коллегой А.Б. Таширевым из Института микробиологии.

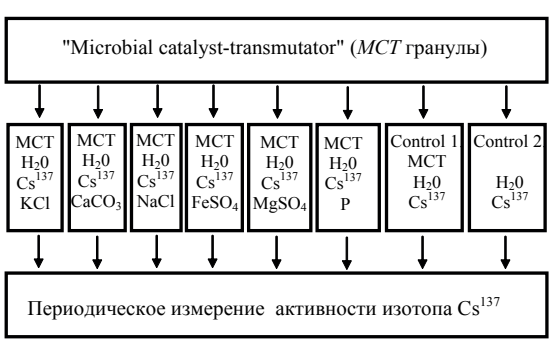
Утилизация таких изотопов представляет наибольший практический интерес. Рассмотрим эти эксперименты более детально. В исследованиях использовались одинаковые закрытые стеклянные кюветы, каждая из которых содержала по 10 мл дистиллированной воды, в которой была растворена соль, содержащая ^{137}Cs. Итоговая активность каждой из кювет была равна $\approx 2\cdot10^4$ bq.

Схема исследований приведена на **рис. 4.** Одинаковое количество *MCT* гранул помещалось в 7 кюветах. В 6 кюветах к активной воде были дополнительно добавлены очищенные соли *K, Ca, Na, Fe, Mg и P.* Эти химические элементы входят в число жизненно необходимых для любой живой системы. Основной целью использования таких добавок был поиск путей блокирования возможных каналов трансмутации (если в системе присутствует конкретный химический элемент из числа жизненно необходимых, то усвоение его биохимического аналога при трансмутации становится маловероятным). Кроме того, такие замены проводились с целью создания оптимального состава микроэлементов для быстрого роста микроорганизмов. Полученные ниже результаты подтверждают важность подобных замен. Две дополнительные кюветы были использованы для контроля: одна содержала активную воду и *MCT* (но не содержала дополнительных солей), а другая – только активную воду.

Все кюветы были закрыты и содержались при температуре 20°*C*. Амплитудный спектр гамма-излучения кювет измерялся каждые 7 дней на одном и том же детекторе, в котором использовался кристалл *Ge*. Особое внимание уделялось ослаблению влияния погрешностей, связанных с процессом измерений. Для этой цели использовались кюветы с малой высотой, а детектор – с большим размером кристалла *Ge*. Кюветы при каждом измерении устанавливались в одинаковое положение в центре кристалла детектора.

Результаты изменения относительной активности изотопа ^{137}Cs представлены на рис. 4 и в **таблице 2**.

Из полученных данных следует, что в течение 100 дней наблюдения регистрировалось устойчивое уменьшение активности изотопа ^{137}Cs во всех кюветах, содержащих активную воду и *MCT*. В контрольной кювете, содержащей только активную воду, изменение активности изотопа ^{137}Cs соответствовало стандартному спонтанному



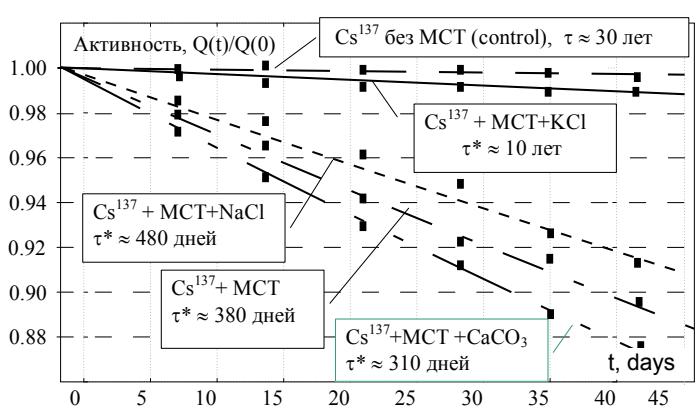


Рис. 4. *Схема исследований утилизации активных изотопов при разных условиях и результаты экспериментов по ускоренной утилизации (деактивации) изотопа ^{137}Cs в "биологических ячейках" в присутствии MCT и разных химических элементов.*

Таблица 2.

Изменение активности ^{137}Cs в "оптимальной" среде (*МСТ* + активная вода + соль $CaCO_3$)

Изотоп	Энергия, keV	Начало эксперимента. N_1, число отсчетов за 10^3 сек.	Окончание эксперимента (100 дней). N_2, число отсчетов за 10^3 сек.	Спонтанный распад	Изменение активности
^{137}Cs	661.7	266900	216800	-0.6%	-24%

распаду с временим жизни около 30 лет. Для других исследуемых изотопов изменения были намного слабее.

Самое быстрое уменьшение активности (оно было эквивалентно уменьшению времени жизни ^{137}Cs в 35 раз до величины $\tau^* \approx 310$ дней) наблюдалось в кювете, содержащей соль кальция. Это уменьшение активности не было связано с ускоренным распадом, а являлось результатом реакции утилизации радиоактивного изотопа ^{137}Cs в стабильный изотоп другого элемента.

Анализ возможных путей трансмутации должен основываться на нескольких фундаментальных логических предпосылках:

- этот процесс должен быть энерговыгодным, т.е. трансмутация должна характеризоваться положительной энергией реакции $\Delta E \geq 0$;
- исходя из того, что реакция должна быть в определенном смысле адаптированной к биологической системе, результатом реакции должен быть изотоп, соответствующий одному из жизненно необходимых элементов или его биохимическому аналогу;
- при прочих равных условиях исходный изотоп реакции трансмутации должен отражать (коррелировать) количественный состав среды;
- среди разных исходных изотопов, участвующих в реакции, предпочтение должно быть отдано самым легким изотопам, для которых влияние потенциальных барьеров должно быть наименьшим среди возможных.

Исходя из этих условий, можно ожидать, что утилизация ^{137}Cs связана с реакцией $^{137}Cs + {}^{1}p = {}^{138}Ba + \Delta E$, протекающей с участием протонов воды. Результатом реакции является стабильный изотоп ^{138}Ba. Энергия реакции является положительной и равна $\Delta E = 5.58\ MeV$.

Относительно "биологической целесообразности" такой гипотезы можно отметить, что ионы Ba^{2+} и K^{+} являются биохимическими аналогами: они имеют примерно одинаковые ионные радиусы в двухвалентном состоянии ($R_{Ba} \approx 1.4$Å, $R_K \approx 1.33$Å). Поскольку заменяемый элемент (калий) входит в число жизненно необходимых микроэлементов, то вероятность такой замены представляется достаточно большой и ионы синтезируемого бария могут замещать ионы калия в метаболических процессах при росте культур. Такая замена представляется более эффективной, чем "прямая" замена калия на цезий в случае дефицита калия (это видно из большой разницы ионных радиусов цезия $R_{Cs} \approx 1.65\ldots1.69$Å и калия $R_K \approx 1.33$Å). Следует отметить, что подобная замена ионов ранее наблюдалась и анализировалась в экспериментах с микробиологической культурой *Blastocladiella emersonii* [23]. В этих экспериментах регистрировалось достаточно эффективная замена ионов K^{+} на ионы Rb^{+} и Ba^{+}. Эти ионы могут заменять друг друга в процессах, связанных с ионным транспортом сквозь мембрану в клетку.

Еще один вопрос связан с причиной увеличения эффективности утилизации при использовании дополнительной соли кальция. По-видимому, такой эффект связан с общей закономерностью метаболизма микробиологических культур: оптимальный рост культуры соответствует необходимому балансу всех микро- и макроэлементов. Возможно, что именно дефицит кальция был тем "узким местом", которое тормозило процесс роста и сопутствующую трансмутацию в конкретной растущей микробиологической системе.

За последующие годы дальнейшее усовершенствование био- и ядерной технологий привело к существенному прогрессу рассматриваемых процессов с использованием более оптимальных биологических субстанций и режимов их роста. Завершившиеся недавно эксперименты показали, что процесс утилизации можно ускорить во много раз. В частности, среднее (по данным параллельных экспериментов)

уменьшение концентрации ^{137}Cs за 14 дней составило 23%, что соответствует ускорению деактивации более, чем в 200 раз. В ряде случаев уменьшение концентрации ^{137}Cs в этих экспериментах достигало 40% и даже 70% (**Рис. 5**) [12].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты свидетельствуют о реальности процесса трансмутации радиоактивных изотопов, сопровождающей рост микробиологических культур. Авторы отдают себе отчет в том, что совокупность наблюдаемых явлений и, особенно, их интерпретация не совпадают с традиционными представлениями и могут вызвать серьезные критические замечания. С другой стороны, такие процессы имеют чисто физическую основу и прямо не связаны именно со спецификой развития живых организмов, хотя и стимулируются таким процессом. Авторы имеют несколько патентов (в том числе международных) по этой технологии.

В нашем сознании прочно закреплены некоторые стереотипы, среди которых вопрос об "индустриальном" характере ядерных превращений является одним из наиболее устойчивых. На основе предыдущего опыта создания и эксплуатации крупномасштабной ядерной энергетики сложно себе представить, что подобные процессы (но в несопоставимо меньших масштабах) могут протекать в живом организме. Однако, по большому счету, никакого существенного противопоставления нет. Весь вопрос только в целесообразности таких превращений и в их очень низкой эффективности, вызванной взаимным отталкиванием ядер из-за наличия кулоновского барьера. На молекулярном уровне специфика взаимодействия и движения микрочастиц полностью описывается законами квантовой механики и электродинамики как для живой, так и для неживой природы. С этой точки зрения различия между ними нет. Как показывает анализ [18-20], в нестационарных системах типа потенциальной ямы возможно интерференционное кратковременное подавление такого отталкивания за счет формирования больших флуктуаций импульса и кинетической энергии в процесс формирования когерентных коррелированных состояний. Такие процессы могут успешно реализовываться в любых системах, если выполнены необходимые предпосылки.

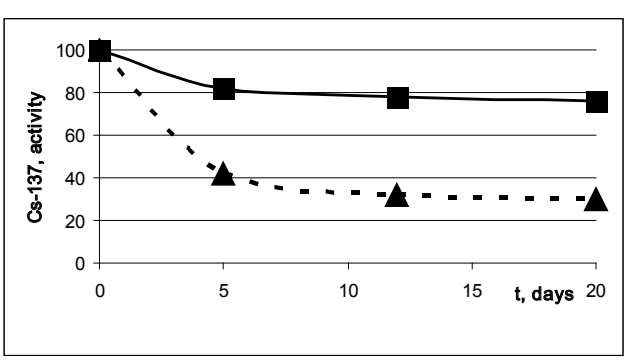


Рис. 5. *Уменьшение активности водного раствора ^{137}Cs в оптимизированной синтрофной ассоциации (верхний график – средние данные по серии экспериментов, нижние – наиболее оптимальный случай).*

Очевидно, что такие ядерные реакции ни в коем случае нельзя назвать полумистическим термином "биологическая трансмутация". Это – обычные ядерные реакции, но протекающие в растущих биологических системах и находящиеся под каталитическим воздействием динамических электрических полей, сопровождающих атомно-молекулярные процессы, которые имеют место при росте и развитии этих систем. В любом случае решающее значение имеет эксперимент. Такой процесс можно назвать «нестационарным размерным ядерным катализом».

В нашем понимании влияние самого биологического объекта на процесс ядерных преобразований состоит в следующих обстоятельствах:

- динамическая пространственная структура растущего биообъекта на молекулярном и атомарном уровне выполняет роль «пространственного катализатора» ядерной реакции, обеспечивающего кратковременное устранение фактора кулоновского барьера реакции;
- специфика развития конкретного биологического объекта обеспечивает селективные функции, характеризующие эффективность конкретной реакции.

В завершение можно сказать несколько слов о биологической специфике наблюдавшихся явлений. Самое явление

превращения химических элементов и изотопов в биологических системах основано, прежде всего, на многократно проверенном условии постоянства элементного состава микроорганизмов. Из этого факта следует эвристическое предположение, согласно которому в том случае, когда в системе отсутствуют некоторые из требуемых макро- или микроэлементов, то появляются предпосылки того, что они будут синтезироваться и фиксироваться в конечном виде в результате физически обоснованных ядерных реакций.

В заключение отметим, что слова В.И. Вернадского о том, что биосфера является природообразующим и рельефообразующим фактором эволюции Земли могут быть дополнены замечанием о том, что она может быть и изотопопреобразующим фактором, существенно изменяющим распределение и количество разных элементов и изотопов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Biberian JP. Biological transmutations. *Current science,* 2015, 108(4):633.
2. Biberian JP. Biological transmutations: historical perspective. *Journal Condens. Matter Nucl. Sci.,* 2012, 7:11.
3. Kervran CL. Transmutations Biologiques, Métabolismes Aberrants de l'Azote, le Potassium et le Magnésium. *Librairie Maloine S.A.*, Paris, 1963.
4. Kervran CL. A la Découverte des Transmutations Biologiques. *Librairie Maloine S.A.*, Paris, 1966.
5. Kervran CL. Preuves Relatives à l'Existence de Transmutations Biologiques. *Librairie Maloine S.A.*, Paris, 1968.
6. Kervran CL. *Biological Transmutations.* Happiness Press, USA, Magalia, California,1998.
7. Высоцкий ВИ, Корнилова АА. *Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах.* М., Мир, 2003.
8. Vysotskii VI, Kornilova AA. *Nuclear transmutation of stable and radioactive isotopes in biological systems.* India, Pentagon Press, 2010.
9. Высоцкий ВИ, Корнилова АА. Способ получения стабильных изотопов за счет ядерной трансмутации типа низкотемпературного ядерного синтеза элементов в микробиологических культурах. *Патент RU 2052223C1*, 1995 (https://patents.google.com/patent/RU2052223C1/ru).
10. Vysotskii VI, Kornilova AA. Transmutation of stable isotopes and deactivation of radioactive waste in growing biological systems. *Annals of Nuclear Energy,* 2013, 62:626.
11. Vysotskii VI, Kornilova AA. Microbial Transmutation of Cs-137 and LENR in growing biological systems. *Current Science,* 2015, 108:142.
12. Vysotskii VI, Kornilova AA, Gaidamaka S, Kashcheev V, Zhura E, Tserbaev A. Biotransmutation of Cs133 and Biodeactivation of Cs137 by Aerobic Microorganisms of Methanogenic Sea Ooze. *20th Int. Conf. on Condensed Matter Nuclear Science* (ICCF-20), 2-7 Oct 2016, Japan, Sendai. Book of Abstracts, p. A91.
13. Minato K, Ikegami T, Inoue T. Recent research and development activities on partitioning and transmutation of radioactive nuclides in Japan. *Actinide and Fission Product Partitioning and Transmutation. Eight Information Exchange Meeting.* USA, Las-Vegas, November 2004, p.29-47.
14. Savage C. Overview of United States P&T Programme. *Ibid*, p. 49-56.
15. Ponomarev LI. Overview of Russia P&T Programme. *Ibid*, p. 79-90.
16. Stanculescu A. IAEA Activities in the aria of partitioning and transmutation. *Ibid*, p.101-108.
17. Radioactive Waste Management. *World Nuclear Association*. July 2015. Retrieved 2015-08-25.
18. Vysotskii VI, Adamenko SV, Vysotskyy MV. Acceleration of low energy nuclear reactions by formation of correlated states of interacting particles in dynamical systems. *Annals of Nuclear energy*, 2013, 62:618.
19. Vysotskii VI, Vysotskyy MV. Coherent correlated states and low-energy nuclear reactions in non stationary systems. *European Phys. Journal,* 2013, A49:99.
20. Vysotskii VI, Vysotskyy MV. Coherent correlated states of interacting particles – the possible key to paradoxes and features of LENR. *Current Science*, 2015, 108:524.
21. Kornilova AA, Vysotskii VI. Method for purifying water of radionuclides. *Intern. patent WO 2015156698* A1, 11 April 2014.
22. Vysotskii VI, Odintsov A, Pavlovich VN, Tashirev AB, Kornilova AA. Experiments on

controlled decontamination of water mixture of long-lived active isotopes in biological cells. *Proc. 11th Int. Conf. on Condensed Matter Nuclear Science*, 2004, France, Marseilles, World Scientific, Singapore, 2006, p. 530-536.

23. Van Brunt J, Caldwell JH, Harold FM. Circulation of potassium across the plasma embrane of Blastocladiella emersonii: K-chanel. *J. Bacteriol.*, 1982, 150(3):1449.

Корнилова Алла Александровна
к.ф.-м.н., с.н.с., действительный член РАЕН
МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет
1/2, Ленинские горы, Москва 119991, Россия
prfnart@mail.ru.

Высоцкий Владимир Иванович
д.ф.-м.н., проф., член-корреспондент РАЕН
Киевский национальный университет им. Т. Шевченко
64/13, ул. Владимирская, Киев 01601, Украина
vivysotskii@gmal.com.

SYNTHESIS AND TRANSMUTATION OF STABLE AND RADIOACTIVE ISOTOPES IN BIOLOGICAL SYSTEMS

Alla A. Kornilova
Lomonosov Moscow State University, http://www.msu.ru
1/2, Leninskie gory, Moscow 119991, Russian Federation
prfnart@mail.ru

Vladimir I. Vysotskii
Shevchenko Kiev National University, http://www.univ.kiev.ua
64/13, str. Vladimirskaya, Kyiv 01601, Ukraine
vivysotskii@gmail.com

Abstract. **The work considers the background, theoretical assumptions and results of experiments on nuclear transmutation of stable and radioactive isotopes in growing biological objects. It is shown that such fundamental transformations are based on nuclear-physical processes, the course of which is stimulated by the catalytic influence of non-stationary spatial inhomogeneities in the volume of growing living objects. This process can be used both for the accelerated utilization of stable and radioactive nuclei, and for the production of rare isotopes. The conditions for optimizing the deactivation process are investigated. It was found that in the most optimal case the rate of activity decrease in aqueous solutions of radionuclides is accelerated by 35...200 times in relation to the natural decay. The physical and biological reasons of these processes are considered.**

Keywords: **isotopes, microbiological systems, low energy nuclear reactions, deactivation of radionuclides**

PACS: 25.60.Pj; 25.70.−z; 28.41.Kw; 28.52.−s; 28.60.+s; 82.90.+j; 87.17.−d; 87.17.Ee; 87.80.−y; 89.60.−k

Bibliography – 23 references *Received 13.06.2017*

RENSIT, 2017, 9(1):52-64 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.052**

НЕЛИНЕЙНОЕ ТУШЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ СОЛЕЙ НУКЛИДОВ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ

Андреев С.Н., Шафеев Г.А.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Российская академия наук, http://www.gpi.ras.ru
Москва 119991, Российская Федерация

Поступила в редакцию 10.05.2017
Представлена действительным членом РАЕН А.А. Рухадзе

Лазерная абляция наночастиц металлов в растворе, содержащем радиоактивные нуклиды, инициирует их трансформацию в стабильное состояние. В настоящей работе представлен краткий обзор исследований распада солей радиоактивных урана и цезия, в которых экспериментально зафиксировано существенное ускорение их распада. Предложен также возможный механизм тушения радиоактивности на примере солей цезия. Полученные результаты позволяют надеяться на создание эффективной технологии утилизации жидких радиоактивных отходов, содержащих цезий-137 и другие опасные изотопы.

Ключевые слова: **лазер на парах меди, наночастицы золота, лазерная абляция, радионуклиды**

PACS 42.62.–B; 61.46.–W; 78.66.–W

Содержание

1. **Введение (65)**
2. **Лазерная абляция наночастиц золота в растворах солей урана и цезия (66)**
3. **Возможные механизмы уменьшения радиоактивности цезия (69)**
4. **Заключение (71)**

Литература (72)

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие всякой области науки проходит известные определенные этапы. На этапе зарождения научного направления свободно обсуждаются самые смелые теории и гипотезы и всё, что возможно, проверяется экспериментально. Когда наука проходит этап расцвета, побочные гипотезы отбрасываются и акцент делается на генеральном направлении. Наконец, когда это направление доходит до своего апогея и когда кажется, что уже всё открыто и понято, появляются странные экспериментальные результаты, не укладывающиеся в рамки общепринятой теории – парадоксы, разрешение которых возможно только вне этих рамок. Тогда происходит возврат к побочным направлениям, которые когда-то были отброшены и забыты, а иногда – прорыв в совершенно «новое измерение» науки.

Так было с механикой, термодинамикой, оптикой. Подобная история еще не раз повторится с различными направлениями науки. Не является исключением и ядерная физика.

В период становления ядерной физики выдвигались и обсуждались самые различные гипотезы о том, что такое атомное ядро, каковы его свойства, можно ли из него извлекать энергию. Если очень упрощать, то можно сказать, что на начальном этапе выделились и конкурировали два направления развития ядерной физики. Одно – высокоэнергетическое, а другое – низкоэнергетическое.

Высокоэнергетическое направление сулило очень большие дивиденды – это и оружие, и энергетика, и медицина. Но в то же время, оно несло и опасность, в первую очередь, связанную с радиацией. Второе направление – низкоэнергетическое – поначалу активно разрабатывалось, но потом сошло на «нет» и даже было запрещено.

Тем не менее, оно всегда привлекало к себе талантливых и незаурядных исследователей. Великий Игорь Васильевич Курчатов в 1956 г. был приглашен в Великобританию, где прочитал лекцию в ядерном центре в г. Харуэлл. Лекция называлась «О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде» [1]. Речь шла о проводимых под его руководством экспериментах по мощным электрическим

разрядам в трубках, заполненных газообразным водородом, дейтерием или гелием. Сила тока в разряде достигала двух миллионов ампер. Разряд питался напряжением в несколько десятков киловольт.

Это очень и очень небольшое напряжение по меркам ядерной физики. Тем не менее, были надежно зарегистрированы акты термоядерных реакций в таком разряде. Конечно, сейчас можно сказать, что этого не может быть, потому что не может быть никогда, но тогда, в далеком 1956 г., Игорь Васильевич не стеснялся рассказывать об этом в Англии.

Другой пример связан с именем знаменитого академика Евгения Ивановича Забабахина, создателя русского термоядерного оружия, в честь которого назван российский федеральный ядерный центр в г. Снежинск. Евгений Иванович занимался разработкой теории неограниченной кумуляции в кавитационных пузырьках и математически строго решил эту задачу [2]. Его решение не потеряло актуальности и по сей день. Он доказал, что для концентрации энергии в пузырьках определенного размера нет никаких ограничений: ни вязкость, ни теплопроводность не могут привести к ограничению нарастания температуры в пузырьке. Отсюда напрямую следует возможность пузырькового термояда. Академик Забабахин обсуждал идею простейшего эксперимента, который должен был продемонстрировать это явление: в котелок наливается тяжелая вода (D_2O) и ставится на огонь; вода закипает, в ней образуются пузырьки; пузырьки схлопываются, вызывая термоядерную реакцию в дейтерии. К сожалению, у нас нет информации о том, проводились ли и к чему привели эти эксперименты.

Существуют множество других примеров исследований низкоэнергетических ядерных реакций выдающимися учеными, в том числе, академиками АН СССР и РАН. Проявления низкоэнергетических ядерных реакций были обнаружены в самых различных экспериментальных постановках. Это и реакции в кристаллической решетке металлов, индуцированные электролизом, и реакции в кристаллической решетке, индуцированные ударным воздействием, различные реакции при диффузии через мембрану. Это целый класс экспериментов, использующих электроразряд, электровзрыв, ультразвук в газе или жидкости. Это реакции, индуцированные корпускулярным и волновым воздействием на конденсированные среды, и, наконец, реакции в биологических системах.

Обобщая известные экспериментальные данные можно заключить, что низкоэнергетические ядерные реакции это и не синтез, и не распад, а по-видимому, некие коллективные ядерные превращения, которые протекают при энергиях, недопустимо низких для обычных ядерных реакций, и дают изменение изотопного состава, а также довольно большое тепловыделение при полном отсутствии остаточной радиоактивности.

2. ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА В РАСТВОРАХ СОЛЕЙ УРАНА И ЦЕЗИЯ

В Институте общей физики имени А.М. Прохорова РАН, в лаборатории макрокинетики неравновесных процессов Научного центра волновых исследований (филиал ИОФ) в последние годы интенсивно исследуется абляция (удаление вещества с поверхности лазерным импульсом) твердых тел в жидкости. В основе этого явления лежит светогидравлический эффект, открытый Г.А. Аскарьяном, А.М. Прохоровым и Г.П. Шипуло (**рис. 1**) в самом начале лазерной эры в 1963 году [3, 4].

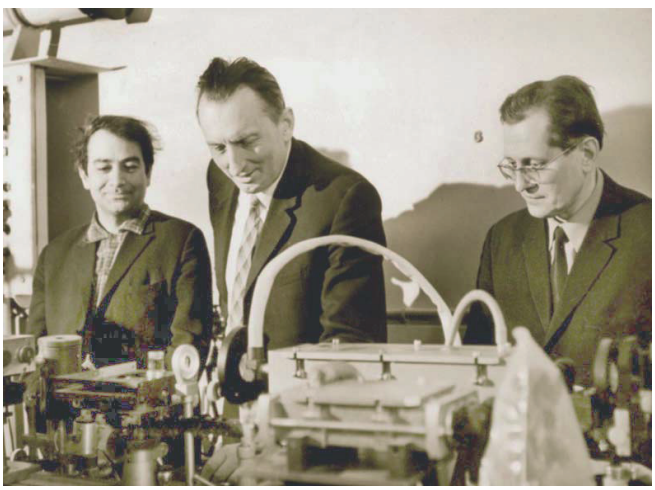


Рис. 1. *Г.А.Аскарьян, А.М.Прохоров и Г.П.Шипуло (слева направо) у экспериментальной установки по исследованию светогидравлического эффекта.*

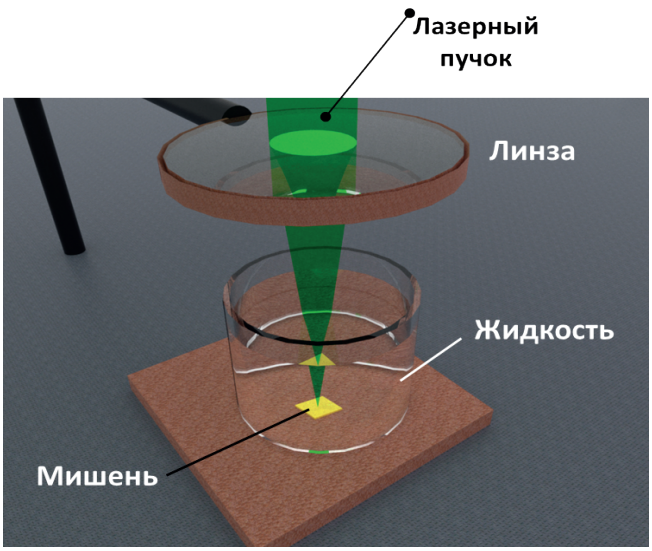


Рис. 2. *Лазерная абляция твердых тел в жидкости.*

Если лазерный луч действует на поглощающую мишень, находящуюся в прозрачной жидкости, то при достаточно высокой интенсивности лазерного воздействия на ее поверхности возникает нанорельеф, а в окружающую жидкость выделяются наночастицы из вещества мишени (**рис. 2**). В принципе эта методика позволяет сгенерировать наночастицы любого сорта – металлические, диэлектрические, полупроводниковые.

Было показано, что лазерное облучение наночастиц металлов в водных растворах солей урана приводит к существенному отклонению активности радионуклидов этого семейства от равновесных значений [5, 6]. Изменение активности радионуклидов происходит в процессе лазерного облучения металлических мишеней в водных растворах солей урана. При этом наблюдается ускорение спонтанных α- и β-распадов нуклидов, входящих в семейство урана-238. Этот эффект был исследован в широком диапазоне длин волн лазерного излучения и длительностей импульсов [7, 8]. Лазерная абляция мишеней в водных растворах солей нуклидов сопровождается образованием в растворе наночастиц материала мишени и, по-видимому, является необходимым условием изменения активности нуклидов. Этот вывод можно сделать из наблюдения роста активности ряда нуклидов (тория-234) в течение длительного времени после лазерного облучения – до 100 дней [9].

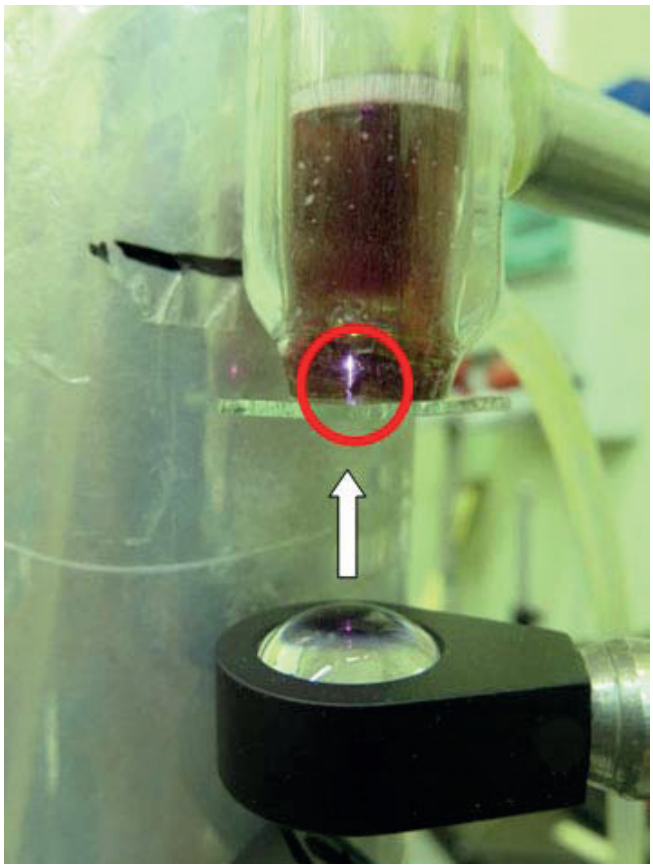


Рис. 3. *Облучение импульсным лазерным излучением водного раствора соли цезия-137 с помещёнными в него наночастицами золота.*

В настоящей работе речь пойдет об облучении импульсным лазерным излучением водного раствора соли цезия-137 (**рис. 3**) с помещёнными в него наночастицами золота (**рис. 4**), которые образуют в воде достаточно стабильный коллоидный раствор [10].

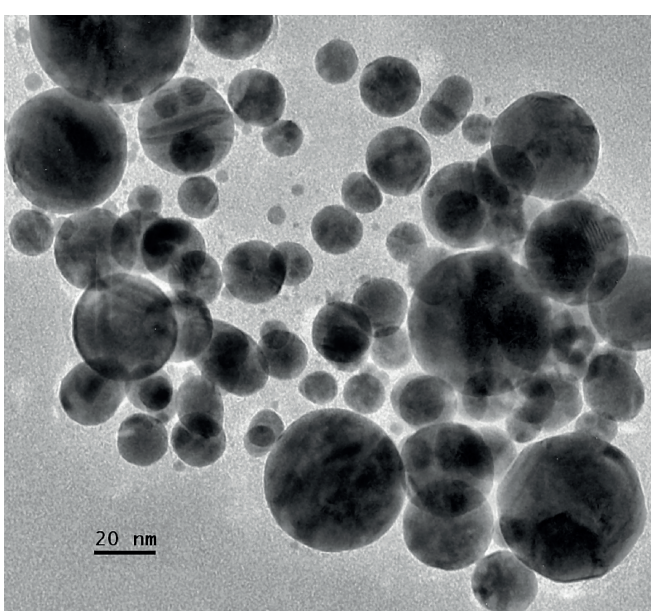


Рис. 4. *Наночастицы золота, полученные абляцией золотой мишени в водном растворе соли цезия-137.*

Стеклянная кювета с водным раствором соли радиоактивного изотопа цезия-137, в который добавлены наночастицы золота в концентрации 10^{12} штук на миллилитр, облучалась через прозрачное дно импульсами лазера на парах меди. Энергия каждого импульса составляла 2 мДж, длительность – 10 нс, частота повторения 10 кГц. Характерное время облучения – десять часов. Чтобы прозрачное дно кюветы быстро не разрушалось, лазерный луч фокусировался не в одно и то же место, а сканировал по поверхности кюветы. Внешнее охлаждение кюветы проточной водой предотвращало закипание находящегося в ней радиоактивного раствора.

В отличие от нуклидов семейства урана-238, у цезия-137 существует единственный канал распада – β-распад. Имеется два канала β-распада (**рис. 5**). Первый канал, который реализуется с вероятностью 95%, – это бета-распад цезия-137 в возбужденное состояние бария-137, потеря возбуждения ядром бария приводит к излучению гамма-кванта с энергией 662 кэВ. То есть, фактически в эксперименте измеряется количество возбужденных ядер бария. Но поскольку этот переход очень быстрый по сравнению с бета-распадом (период полураспада цезия-137 – 30 лет), то фактически интенсивность гамма-квантов определяет концентрацию ядер цезия-137. Измерение интенсивности потока гамма-квантов – это весьма надежный способ измерения концентрации ядер цезия, поскольку гамма-кванты с энергией 662 кэВ не поглощаются ни в жидкости, ни наночастицами, ни стеклом кюветы.

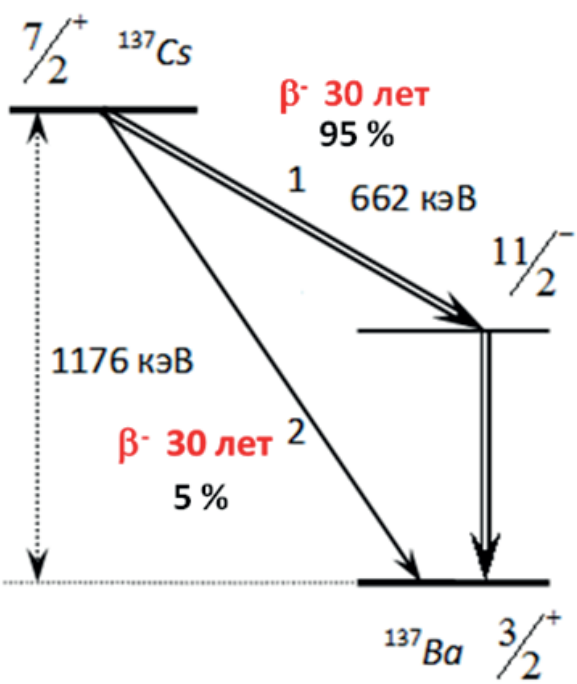


Рис. 5. *Схема бета-распада изотопа цезия-137.*

Есть и второй канал бета-распада цезия-137, который реализуется с вероятностью 5%. В нем бета-электрон вылетает из ядра цезия с энергией порядка 1 МэВ, и ядро бария оказывается в невозбужденном, основном состоянии. Этот канал безызлучательный и его невозможно использовать для измерений в данной схеме эксперимента по той причине, что электроны с энергией порядка 1 МэВ не могут покинуть кювету – они полностью тормозятся в воде, не доходя до стенок кюветы.

Гамма-излучение от неподвижной кюветы измерялось полупроводниковым гамма-спектрометром Ortec-65195-P с погрешностью ±5% непрерывно в течение 15 часов до лазерного облучения, 10 часов во время эксперимента и 15 часов после завершения облучения.

Типичный спектр гамма-излучения от кюветы с раствором цезия-137 представлен на **рис. 6**. Активность раствора измерялась по площади под спектральным пиком гамма-кванта с энергией 662 кэВ с помощью специальной программы. Значения активности сохранялись в памяти компьютера с частотой 1 раз в секунду, причем время накопления сигнала выбиралось таким, чтобы ошибка измерений не превышала 0.5%.

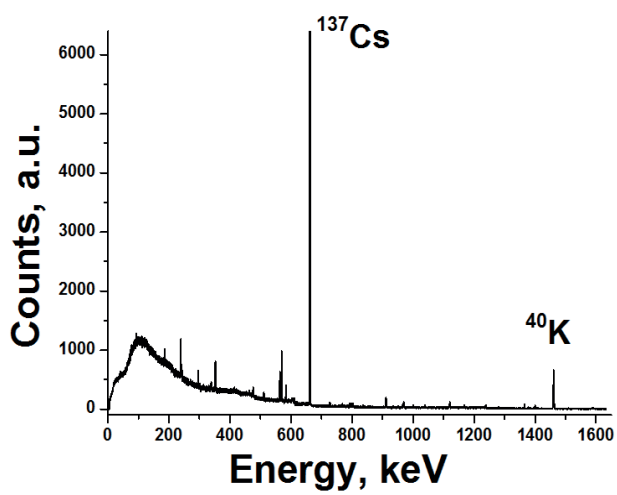


Рис. 6. *Типичный спектр гамма-излучения от кюветы с раствором цезия-137.*

Контраст пика по отношению к фону составлял 120:1.

Предварительные измерения гамма-спектра кюветы с радиоактивным цезием-137 в течение 15 часов до начала облучения лазером показали, что концентрация цезия в кювете за это время не изменилась (что, с одной стороны, вполне ожидаемо, поскольку период полураспада цезия-137 много больше используемого времени наблюдения, а с другой стороны – этот факт указывает на отсутствие возможных путей ухода цезия из кюветы).

Основной результат эксперимента, проведенного совместно со специалистами из Дубны, заключается в обнаружении ими монотонного уменьшения потока гамма-квантов с энергией 662 кэВ на 5% за время лазерного облучения кюветы с раствором радиоактивного цезия-137 в течение 10 часов (**рис. 7**).

Последующие измерения гамма-спектров в течение 15 часов показали, что после выключения лазера гамма-активность кюветы с раствором остается на постоянном уровне.

Таким образом, за 10 часов лазерного воздействия концентрация радиоактивного цезия в кювете уменьшилась на 5%. Формально, это соответствует ускорению бета-распада цезия-137 не менее, чем в 1200 раз. Однако, в действительности, здесь мы сталкиваемся с проявлением другого ядерного процесса. Обнаруженный эффект мы назвали – "нелинейное тушение радиоактивности цезия-137" – по аналогии с тушением люминесценции в лазерных кристаллах.

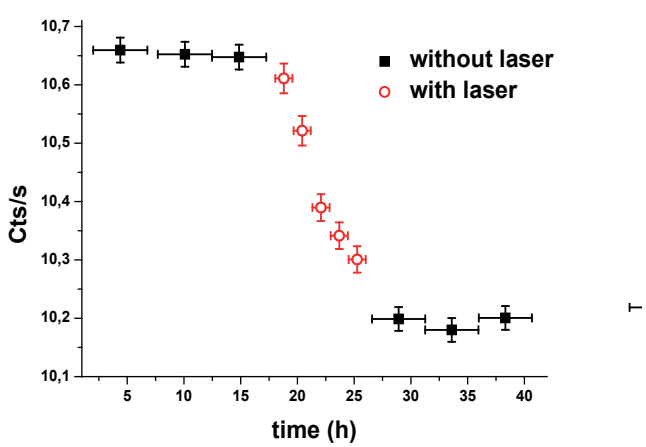


Рис. 7. *Зависимость интенсивности потока гамма-квантов с энергией 662 кэВ от времени до, во время и после облучения лазерными импульсами кюветы с раствором радиоактивного цезия-137.*

3. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ УМЕНЬШЕНИЯ РАДИОАКТИВНОСТИ ЦЕЗИЯ

В том, что обнаруженный эффект не является ускорением бета-распада, легко убедиться, следуя методу доказательства «от противного». Не вдаваясь в механизм процесса, предположим, что при лазерном воздействии по каким-то причинам происходит ускорение бета-распада ядра цезия-137. При этом реализуется канал распада в возбужденное состояние ядра бария. Теперь его период полураспада составляет уже не 30 лет, а всего 9 дней (эта цифра получена с учетом того, что за 10 часов уменьшение радиоактивности раствора составило 5%). К чему это тогда приведет? Ядра цезия будут переходить на возбужденный уровень ядер бария в 1200 раз быстрее. Следовательно, и интенсивность потока гамма-квантов с энергией 662 кэВ должна увеличиться в 1200 раз. Однако, гамма-спектрометр этого не регистрирует. Наоборот, он показывает монотонное уменьшение интенсивности во время лазерного облучения. Значит, говорить об ускорении бета распада цезия в данном случае некорректно.

Рассмотрим другую возможность, когда ускоряется бета-распад по безызлучательному каналу цезия в основное состояние бария. Для объяснения экспериментальных данных его период полураспада должен быть равен всего 11 часов, поскольку безызлучательный переход реализуется только в 5% случаев. Бета-распад цезия по этому каналу не будет давать увеличения интенсивности гамма квантов с энергией 662 кэВ, вместо этого будет возникать большое количество электронов с энергией порядка 1 МэВ. Эти электроны, рассеиваясь на окружающих атомах, будут рождать гамма-кванты тормозного излучения с непрерывным спектром энергий от максимума 1176 кэВ и ниже. При помощи гамма-спектрометра можно зарегистрировать их появление, однако, это задача связана с немалыми экспериментальными сложностями. В частности, необходимо, исключить влияние космического гамма-фона на результаты измерений. Работа в этом направлении ведется, но пока достигнутая

точность измерений не позволяет сделать определенные выводы.

Третья возможность уменьшения радиоактивности цезия заключается в осуществлении ядерных реакций в процессе лазерного облучения раствора. Как известно из ядерной физики, для осуществления ядерных реакций необходимо преодоление кулоновского барьера отталкивания положительно заряженных ядер, участвующих в реакции. Для этого требуются температуры в миллионы градусов, либо ускорители высоких энергий. Очевидно, что в условиях нашего эксперимента ни одна из этих возможностей не осуществляется. Поэтому, о протекании обычных ядерных реакций в данном случае не может идти речи.

Тем не менее, нельзя исключить возможность проявления экзотических ядерных процессов, теорию которых развивают в своих работах доктора физико-математических наук В.И. Манько [11] и В.И. Высоцкий [см., например, работу на стр. 21-36 этого номера и библиографию при ней]. Из их теории следует, что для осуществления экзотической низкоэнергетической ядерной реакции необходимо, чтобы ядра находились в когерентном коррелированном квантовом состоянии. Напомним, что это такие состояния, в которых флуктуации импульса и координаты квантовой частицы не являются независимыми, и поэтому, соотношение неопределенности Гейзенберга записывается для них в виде формулы Шрёдингера-Робертсона [12, 13]. Она учитывает коэффициент корреляции, который в обычных некоррелированных квантовых состояниях равен нулю (тогда эта формула сводится к соотношению неопределенности Гейзенберга), но может быть и очень близок к единице, и тогда произведение флуктуаций координаты и импульса частицы может существенно возрастать. Формально это соответствует возрастанию «эффективной» постоянной Планка на несколько порядков, что в свою очередь приводит к многократному увеличению вероятности туннелирования квантовой частицы через кулоновский барьер.

Есть принципиальное отличие частиц в когерентном коррелированном состоянии по сравнению с частицами, обладающими большой кинетической энергией.

Если частица с большой кинетической энергией сталкивается с атомным ядром, то это ядро, как правило, переходит в возбужденное состояние, распад которого обычно сопровождается излучением гамма-квантов, выходом нейтронов, электронов или других ядерных частиц. В результате, ядро приобретает остаточную радиоактивность.

Если частица находится в когерентном коррелированном состоянии, то большая энергия у нее может появиться из-за флуктуации на очень короткое время, определяемое соотношением неопределенности Шрёдингера-Робертсона. Частица с такой энергией могла бы вступить в реакцию с ядром, но происходит это лишь в том случае, если возбужденное состояние ядра, которое при этом возникает, релаксирует за время, меньшее, чем время существования флуктуации энергии частицы.

То есть не всякая ядерная реакция может осуществиться, а только та, у которой продукты обладают очень коротким временем релаксации в основное состояние. Другими словами, те новые ядра, которые возникают в этих экзотических ядерных процессах, не обладают остаточной радиоактивностью, т.е. стабильны.

Как показал В.И. Высоцкий, для формирования когерентного коррелированного состояния квантовая частица должна оказаться в потенциальной яме, стенки которой испытывают быстрые изменения. Потенциальная яма должна либо монотонно расширяться или сужаться, либо испытывать периодические возмущения. Примером такой потенциальной ямы может служить нано-полость в кристаллической решетке твердого тела, подвергающегося ударному сжатию или разрыву. Другим примером, имеющим непосредственное отношение к эксперименту [10], является наноразмерный кавитационный пузырек в жидкости, объем которого флуктуирует под действием внешних сил. Такие наноразмерные пузырьки появляются при лазерном облучении коллоидного раствора наночастиц золота.

Можно привести некоторые оценки. Средний размер наночастиц в эксперименте [10] – порядка 10 нм. При длительном лазерном воздействии наночастицы фрагментируются и их размер может плавно уменьшаться до 3 нм. Концентрация наночастиц в растворе – 10^{12} штук на мл, среднее расстояние между ними – порядка 1 мкм.

Что происходит с наночастицей, попавшей в фокус лазерного импульса? Она поглощает энергию лазера, разогревается и становится центром нуклеации – на ней возникает наноразмерный кавитационный пузырек. Поверхность таких пузырьков заряжена. При росте нанопузырька на его поверхности происходит разделение зарядов, а внутри него формируется достаточно большое электрическое поле, которое приводит к электрическому пробою парогазовой смеси внутри пузырька и образованию плазмы, состоящей, в основном из электронов и протонов. Возникшая плазма дальше сама поглощает лазерное излучение, что приводит к дальнейшему росту пузырька. По нашим расчетам, электрическое поле внутри пузырька может достигать величин порядка 10 кВ на см^2. Этого достаточно для пробоя газа.

Были проведены специальные эксперименты, в которых измерялась длительность отдельной вспышки от нанопузырька и спектр ее излучения. Получено, что длительность вспышки составляет около 10 нс – это совпадает с длительностью отдельного лазерного импульса. Спектр вспышки – сплошной, что соответствует спектру тормозного излучения электронов в плазме. Оценки температуры плазмы дают величину порядка нескольких электрон-вольт.

Нужно подчеркнуть, что характерное расстояние между нанопузырьками порядка 1 мкм – достаточно большое для того, чтобы считать их независимыми друг от друга. Хорошо известно, что кавитационные процессы наиболее интенсивны, когда пузырьки отдалены друг от друга. Как только они сливаются, эффективность кавитации резко падает. Из этого следует важное условие на интенсивность лазерных импульсов: она должна быть достаточной высокой для формирования кавитационных пузырьков на наночастицах золота, но не превышать таких величин, когда пузырьки сливаются друг с другом.

Итак, в результате воздействия лазерного импульса на наночастице золота образуется нанопузырек, содержащий электронно-протонную плазму. Фактически, пузырек является для протонов потенциальной ямой, стенки которой деформируются за счет того, что пузырек растет или сжимается. Поэтому протоны могут оказаться в когерентных коррелированных состояниях. Флуктуации энергии протонов в этих состояниях могут быть достаточны для того, чтобы протон прореагировал с находящимся рядом ядром цезия-137 с образованием нерадиоактивного бария-138 в основном состоянии.

Таким образом, третий возможный механизм уменьшения радиоактивности раствора цезия заключается в протекании ядерной реакции между протонами, находящимися в когерентных коррелированных состояниях в нанопузырьках, и ядрами цезия-137 с образованием нерадиоактивного бария-138.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты расширяют список радионуклидов (^{232}Th, ^{238}U, ^{3}H), ускоренный распад которых можно инициировать с помощью лазерного излучения. Эти данные представляют практический интерес, т.к. цезий-137 является одним из наиболее опасных радионуклидов вследствие его быстрого распространения в воде и почве.

В настоящее время в мире существует около двухсот атомных электростанций, в составе которых функционируют почти 450 энергоблоков. Многие из них почти отработали свой ресурс и готовятся к выводу из эксплуатации. В связи с этим вопрос об утилизации жидких радиоактивных отходов (РАО), прежде всего, подреакторной воды, стоит предельно остро. В настоящее время решение проблемы утилизации РАО фактически сводится к их долгосрочному хранению, в процессе которого радиоактивные изотопы распадаются естественным образом в течение десятков и сотен лет. По сути – это перекладывание решения экологических проблем нынешнего поколения на плечи его

ближайших и дальних потомков. Еще острее проблема утилизации РАО встает в случае чрезвычайных ситуаций на ядерных объектах (Чернобыль, Фукусима), а также в случае военных конфликтов с применением ядерного оружия, в результате которых радиационному загрязнению подвергаются обширные территории. Поэтому разработка технологий ускоренной дезактивации радиационных загрязнений и утилизации РАО является актуальной и приоритетной задачей ядерной физики.

Относительная простота технологической реализации лазерного тушения радиоактивности дает реальную возможность его использования для дезактивации радиационных загрязнений и корректировки состава радиоактивных отходов атомной энергетики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курчатов ИВ. О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде. *Успехи физических наук*, 1956, 59(4):603-618.
2. Забабахин ЕИ, Забабахин ИЕ. *Явления неограниченной кумуляции.* Москва, Наука, 1988, 161 с.
3. Аскарьян ГА, Прохоров АМ, Шипуло ГП, Чантурия ГФ. Луч ОКГ в жидкости. *ЖЭТФ,* 1963, 44(6):2180-2182.
4. Аскарьян ГА, Прохоров АМ, Шипуло ГП. Светогидравлический эффект. Диплом № 65. Приоритет 28.2.1963. *Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки,* 1969, № 19, с.4.
5. Simakin AV, Shafeev GA. Initiation of nuclear reactions under laser irradiation of Au nanoparticles in the aqueous solution of Uranium salt. *Appl. Phys. A,* 2010, 101(1):199.
6. Симакин АВ, Шафеев ГА. Влияние лазерного облучения наночастиц в водных растворах соли урана на активность нуклидов. *Квантовая электроника*, 2011, 41(7):614.
7. Бармина ЕВ, Сухов ИА, Лепехин НМ, Присеко ЮС, Филиппов ВГ, Симакин АВ, Шафеев ГА. Применение лазеров на парах меди для управления активностью изотопов урана. *Квантовая электроника,* 2013, 43(6):591-596.
8. Shafeev GA, in: *Uranium: Characteristics, Occurrence and Human Exposure.* Ed. by A.Ya. Vasiliev, M.Sidorov. New York, Novapubl. Inc., 2012, pp 117-153.
9. Kirichenko NA, Simakin AV, Shafeev GA. Long-term variation in nuclide activities under laser ablation of metallic targets in aqueous solutions of uranium salt. *Phys.Wave Phenomena,* 2014, 22(2):81.
10. Бармина ЕВ, Симакин АВ, Шафеев ГА. Лазерно-индуцированный распад цезия-137. *Квантовая электроника*, 2014, 44(8):791-792.
11. Додонов ВВ, Манько ВИ. Инварианты и эволюция нестационарных квантовых систем. *Труды ФИАН*. Москва, Наука, 1987, 183:286-351.
12. Robertson HP. A general formulation of the uncertainty principle and its classical interpretation. *Physical Review,* 1930, 35(5):667.
13. Schrödinger E. Zum Heisenbergschen Unscharfeprinzip. *Berl. Königlich Akad. Wiss.*, 1930, 24:296-303.

Андреев Степан Николаевич
д.ф.-м.н., проф.
Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
38, ул. Вавилова, Москва 119991, Россия
nauka@gpi.ru

Шафеев Георгий Айратович
д.ф.-м.н., проф.
Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
38, ул. Вавилова, Москва 119991, Россия
shafeev@kapella.gpi.ru

NONLINEAR QUENCHING OF CESIUM-137 RADIOACTIVITY BY LASER ABLATION

Stepan N. Andreev, George A. Shafeev

A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, http://www.gpi.ras.ru
Moscow 119991, Russian Federation
nauka@gpi.ru, shafeev@kapella.gpi.ru

Abstract. **As a result of experiments on laser ablation of metal nanoparticles in a solution containing radioactive cesium-137 transformation of cesium into stable barium was detected. The obtained results allow the establishment of effective technologies for disposal of liquid radioactive wastes containing cesium-137 and other dangerous isotopes.**

Keywords: **copper vapor laser, gold nanoparticles, laser ablation, radionuclides**

PACS 42.62.–b; 61.46.–w; 78.66.–w

Bibliography – 13 references *Received 10.05.2017*

RENSIT, 2017, 9(1):65-73 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.065**

НИКЕЛЬ-ВОДОРОДНЫЕ РЕАКТОРЫ: ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ, ИЗОТОПНЫЙ И ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ ТОПЛИВА

[1]Пархомов А.Г., [2]Алабин К.А., [2]Андреев С.Н., [1]Забавин С.Н., [3]Соболев А.Г., [1]Тимербулатов Т.Р.

[1]Опытно-конструкторская лаборатория "К.И.Т."
Москва 121108, Российская Федерация
[2]Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Российская академия наук, http://www.gpi.ras.ru
Москва 119991, Российская Федерация
[3]Физический институт им. П.Н. Лебедева, Российская академия наук, http://www.lebedev.ru
Москва 119991, Российская Федерация

Поступила в редакцию 19.06.2017

При взаимодействии водорода с рядом металлов, в том числе, с никелем, наблюдаются не только механические и химические изменения, но и такие неординарные явления, как аномально большое тепловыделение и изменение изотопного и элементного состава. Дан обзор экспериментов, в которых исследуются эти явления. Представлены результаты анализа изотопного и элементного состава топлива и вещества около активной зоны никель-водородных реакторов до и после работы с наработкой избыточной энергии до 790 МДж. Достоверных изменений изотопного состава никеля и лития не обнаружено. Значительное возрастание концентрации примесей целого ряда нуклидов обнаружено не только в топливе, но и в конструкционных элементах, примыкающих к активным зонам реакторов.

Ключевые слова: **водород, никель, тепловыделение, изотопный состав, радиация**

УДК 53.043

Содержание

1. **Введение (74)**
2. **Первые эксперименты с никелем, насыщенным водородом (75)**
3. **Теплогенераторы Андреа Росси (77)**
4. **Попытки воспроизведения реакторов Росси (79)**
5. **Оценка возможных изменений изотопного состава топлива (82)**
6. **Реактор АП2 (82)**
7. **Теплогенератор с проточным калориметром ("Проток-6") (83)**
8. **Реактор ВВЗ (87)**
9. **Реактор КВЗ (88)**
10. **Обсуждение (90)**
11. **Заключение (90)**

Литература (91)

1. ВВЕДЕНИЕ

В марте 1989 г. М.Флейшманн и С.Понс продемонстрировали устройство, которое в процессе электролиза тяжёлой воды при наличии палладиевого катода выделяло энергии в несколько раз больше подводимой [1]. Авторы объясняли это тем, что выделяющийся на катоде дейтерий проникал в палладий, обладающий высокой способностью адсорбировать водород (дейтерий). Высокая концентрация ядер дейтерия, внедренных в кристаллическую решетку палладия, делает возможным слияние двух ядер дейтерия в ядро гелия или трития с выделением большой энергии.

Обычно отсчет истории исследований аномально большого тепловыделения и иных явлений, происходящих при насыщении некоторых материалов водородом, начинают с этой демонстрации, хотя результаты, указывающие на существование этого феномена, были получены раньше. Например, еще в 1950- х годах И.С.Филимоненко создал установку, в которой происходило необычайно большое тепловыделение при температуре до 1150°С [2]. Главной частью реактора Филимоненко была насыщенная дейтерием металлическая труба, изготовленная из сплава, содержавшего палладий.

Реакция научного сообщества на демонстрацию Флейшмана и Понса была весьма бурной. В научных лабораториях различных стран были предприняты попытки повторить эти эксперименты. Но плохая воспроизводимость результатов и отсутствие вразумительного объяснения привели к тому, что значительная часть научной общественности стала относиться к работам в этой области скептически или даже резко отрицательно. Неприятию способствовало и то, что такого рода явления получили название «холодный ядерный синтез», хотя, с точки зрения существующей системы научных знаний, преобразования вещества на ядерном уровне при энергиях порядка 1 эВ невозможны. Но даже если предположить существование какого-то непонятного механизма такого рода ядерных преобразований, они, по существующим представлениям, неизбежно должны сопровождаться смертельным гамма и нейтронным излучением. То, что исследователи не гибли, казалось бы, наглядно демонстрировало ошибочность их экспериментов.

Тем не менее, исследования в этом направлении продолжались [3-9]. Методика такого рода экспериментов обычно заключается в насыщении водородом (дейтерием) веществ, обладающих способностью жадно поглощать этот газ (обычно используется палладий, титан или никель). Для этого, помимо простого выдерживания в атмосфере водорода, используется электролиз или электрический газовый разряд. Наводороженные образцы подвергаются разного рода воздействиям. При этом делаются измерения, которые могут свидетельствовать о протекании изменений на ядерном уровне. На ядерные изменения может указывать тепловыделение, превышающее возможности химических реакций, появление нейтронов, гамма и рентгеновского излучения, возникновение трития, изменение изотопного состава. Кроме того, изучалась возможность протекания ядерных трансмутаций в биологических системах [10, 11].

В настоящей работе представлена информация о результатах анализа тепловыделения, а также изменений в топливе и в конструкционных материалах, происшедших в нескольких никель-водородных реакторах, созданных нашим коллективом.

2. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С НИКЕЛЕМ, НАСЫЩЕННЫМ ВОДОРОДОМ

До недавнего времени у исследователей феномена аномального тепловыделения наибольшим вниманием пользовались палладий или титан, обладающие наиболее яркой способностью поглощать водород. Хотя уже в 1992 г. на физическом факультете университета в Сиене (Италия) группой исследователей во главе с Франческо Пиантелли были проведены эксперименты, в которых было обнаружено аномально большое выделение тепла при взаимодействии с водородом никеля [12].

На **рис. 1** показана схема экспериментальной установки. Камера реактора длиной 100 мм имеет диаметр 50 мм. В камере расположен нагреватель из платинового провода. Внутрь нагревателя помещается либо стержень из никеля длиной 90 мм диаметром 5 мм, либо стержень-муляж из нержавеющей стали такого же размера. Температура этих стержней измерялась платиновым термометром. Камера могла вакуумироваться турбомолекулярным насосом и наполняться водородом или дейтерием из газовых баллонов. Давление в камере измерялось пьезоманометром. Нагреватель питался от стабилизированного источника постоянного тока мощностью до 300 Вт. Величины давления, температуры и тока нагревателя непрерывно регистрировались компьютером.

Были сделаны калибровочные измерения зависимости температуры стержня из нержавеющей стали от мощности нагрева при давлениях в диапазоне от максимально

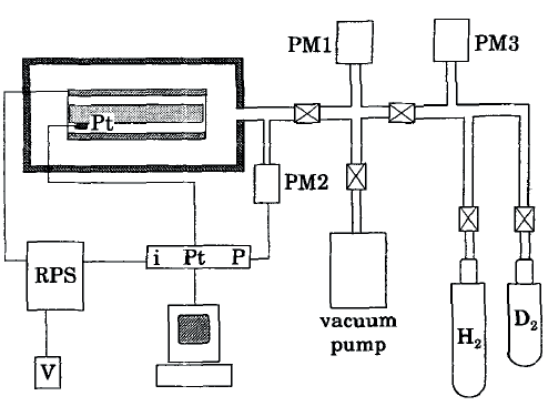


Рис. 1. *Схема установки для насыщения никеля водородом и исследования тепловыделения* [12].

достижимого вакуума до атмосферного. Далее, в установку поместили стержень из никеля и циклически проводили откачку и наполнение камеры водородом (естественная смесь протия и дейтерия) до давления около 0.55 бар при температуре 440°С. Каждый раз давление стабилизировалось через час после снижения давления примерно на 0.05 бар в результате поглощения водорода никелем.

В одном из циклов откачки-наполнения температура неожиданно поднялась с 440° до 480°С при неизменной мощности электронагрева. Используя калибровочную кривую мощность нагрева-температура, авторы сделали вывод, что к электронагреву стало добавляться тепло мощностью около 20 Вт. После нескольких дополнительных циклов избыточная мощность достигла 50 Вт (**рис. 2**).

На рис. 2 видно, что одинаковая температура никелевого стержня, насыщенного водородом, достигается при мощности примерно в два раза меньшей, чем при использовании муляжа или никеля, не насыщенного водородом.

Работа установки продолжалась непрерывно 24 суток при средней избыточной мощности 44 Вт. Всего за это время было выработано около 90 МДж тепловой энергии сверх затраченной электроэнергии.

В дальнейшем были созданы аналогичные, но более совершенные установки [13-15]. Одна из них, вырабатывавшая 68 Вт избыточной мощности, проработала 278 суток, произведя около 900 МДж тепла сверх затраченной электроэнергии. Другая, вырабатывавшая 18 Вт

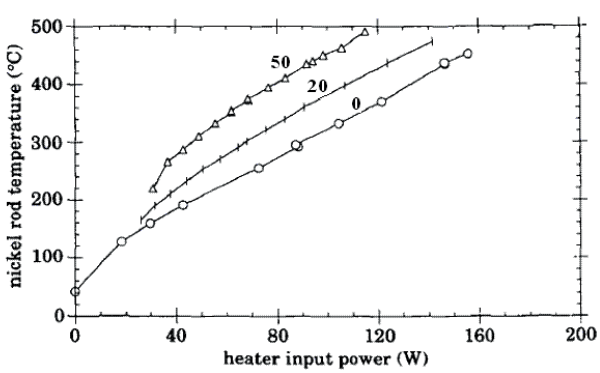


Рис. 2. *Температура стержня в зависимости от мощности электронагрева при разных величинах аномального энерговыделения 0 Вт, 20 Вт, 50 Вт* [12]. *Зависимость «0» получена для стержня из нержавеющей стали и стержня из никеля, не насыщенного водородом.*

избыточной мощности, проработала 319 суток, произведя около 600 МДж тепла сверх затраченной электроэнергии. Столько тепла выделяется при сгорании более 10 кг нефтепродуктов. Заметим, что масса водорода, поглощенного никелем и частично прореагировавшего, меньше 100 мг.

После работы реактора на протяжении 22 дней (произведено 35 МДж избыточной энергии) поверхность никелевого образца была подвергнута анализу при помощи сканирующего электронного микроскопа [13]. Было обнаружено наличие хрома и марганца, присутствие которых до пребывания в реакторе не было заметно.

Для выяснения радиационной обстановки около работающего реактора были проведены специальные исследования с привлечением специалистов в области регистрация ядерных излучений. Для измерения возможного нейтронного излучения были использованы три ^{3}He счетчика, окруженных парафиновыми замедлителями, а также активационная методика с использованием золотой фольги [14]. При избыточной мощности тепловыделения 22-38 Вт было зарегистрировано нестабильное излучение до 6000 нейтронов в секунду. Это в 10^{11} раз меньше, чем должно было бы испускаться, если бы избыточная мощность вызывалась известными механизмами ядерных реакций.

Возможное гамма излучение регистрировалось сцинтилляционным NaI(Tl), а также полупроводниковым германиевым детектором. Результаты измерений мало отличались от естественного фона радиоактивности [15]. В более поздних экспериментах было обнаружено излучение с энергией 511 кэВ, что указывает на протекание β+-распадов. Описание экспериментов итальянских физиков, продолжающихся до настоящего времени, можно найти на сайте [16]. Одна из установок работала на протяжении нескольких месяцев без дополнительной подпитки электроэнергии и без добавления водорода, непрерывно выделяя 70 Вт тепловой мощности.

Излучение нейтронов было зарегистрировано также российскими исследователями при нагреве в интервале температур 250-350°С порошка никеля в водородной среде при давлении до 100 бар [17]. Излучение нейтронов происходило в виде коротких всплесков или

серий всплесков продолжительностью до нескольких десятков минут. Суммарный выход нейтронов достигал 500000. Для регистрации нейтронов был использован ^{3}He счетчик с водным замедлителем, а также активационная методика с использованием индия. Результаты измерений обеими методиками в пределах возможной ошибки совпадают.

Из других работ, в которых было зарегистрировано тепловыделение сверх затраченной электроэнергии, следует отметить исследования коллектива во главе с сотрудником итальянского национального института ядерной физики Франческо Челани [18], а так же Акито Такахаши (университет г. Осака) и Акира Китамура (университет г. Кобе) [19], исследовавших нанопорошок сплава никель-медь на матрице ZrO_2. Они зарегистрировали выделение энергии до 800 эВ на один поглощенный атом водорода, что в десятки раз превосходит энерговыделение, возможное в химических реакциях.

3. ТЕПЛОГЕНЕРАТОРЫ АНДРЕА РОССИ

Несмотря на достигнутые успехи, до недавнего времени исследования этих аномальных явлений профессионалами-ядерщиками всерьез не воспринимались. Ситуация изменилась, когда итальянскому инженеру Андреа Росси и профессору Болонского университета Серджио Фокарди удалось перейти от исследовательских макетов к установкам, производящим энергию в промышленных масштабах [20].

Впервые устройство, производящее тепло мощностью 12.5 кВт, было продемонстрировано 15 января 2011 г. «Топливом» этого реактора служили никель и водород. Структура этого устройства в общих чертах описана в патенте [21], но детальное описание является коммерческой тайной. Во время публичных демонстраций наблюдателям разрешалось лишь осматривать устройство снаружи, измерять входную и выходную энергии и контролировать уровень радиации.

28 октября 2011 г. Росси продемонстрировал реактор, который на протяжении 5.5 часов выдавал мощность 470 кВт в самоподдерживающемся режиме. Тщательные измерения радиации около работающей установки не выявили заметного отличия от фона. Хотя достигнутые в испытаниях результаты впечатляют, конструкцию установки нельзя признать совершенной, так как она состояла из 300 модулей, размещенных в грузовом контейнере. Для ее работы были нужны баллоны с водородом и много воды.

Реакторы иной конструкции Росси продемонстрировал в декабре 2012, марте 2013 и в марте 2014 г.г. Эти устройства привлекают компактностью и простотой. Работа этих реакторов контролировалась международной комиссией компетентных ученых, которые выпустили два пространных отчета [22, 23]. Особый интерес представляет последний отчет. Хотя он не раскрывает внутреннее устройство продемонстрированного реактора, детальность наблюдений за работой устройства и тщательность проведенных анализов позволяют о многом догадаться. Исследования были выполнены в Барбенго (Лугано, Швейцария) с использованием оборудования, которое, по утверждению экспертов, никоим образом не связано с Андреа Росси или его партнерами. В работе принимали участие Giuseppe Levi (Bologna University, Italy), Evelyn Foschi (Bologna, Italy), Bo Höistad, Roland Pettersson and Lars Tegnér (Uppsala University, Sweden), Hanno Essén (Royal Institute of Technology, Sweden), David Bianchini (эксперт в области измерений радиации). Опубликовано изложение этого отчета на русском языке [24].

Реактор весит 450 г. Внешний вид реактора – керамический цилиндр диаметром 2 см длиной 20 см с выступами, улучшающими конвективный теплообмен (**рис. 3**). С обеих

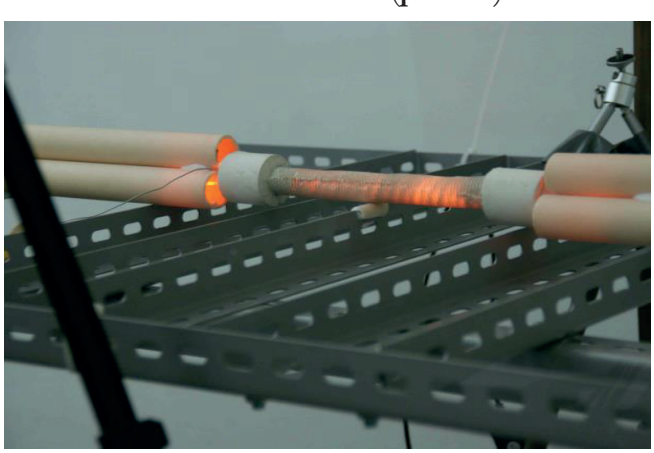


Рис. 3. *Реактор Росси во время испытаний. С каждой стороны расположено по три керамических трубы с проводами, по которым подводится электропитание, необходимое для предварительного разогрева реактора.*

сторон этот цилиндр заканчивается двумя керамическими наконечниками диаметром 4 см длиной 4 см. На наконечниках находятся выводы трех нагревателей. В одном из наконечников имеется отверстие диаметром 4 мм. В отверстие вставляется керамическая пробка, в которую вмонтирован термопарный зонд. Через это отверстие осуществляется загрузка топлива.

Трехфазное электропитание нагревателей подается с двух сторон по медным проводам, расположенным в керамических трубах. Для регулировки электрической мощности использован программируемый источник питания, использующий для поддержания заданного режима сигнал с термопарного зонда.

Для определения потребляемой энергии использованы измерители мощности и анализаторы спектра, а также цифровые мультиметры. Производимая энергия определялась путем измерения температуры поверхности при помощи тепловизоров и расчета на этой основе потерь энергии за счет излучения и конвекции. Вся использованная измерительная аппаратура была проверена на предприятиях-изготовителях и перепроверена на месте применения. Информация, поступавшая со всех датчиков, регистрировалась в памяти компьютеров для последующего тщательного анализа.

Все стадии испытаний были под непрерывным наблюдением экспертов. На первом этапе был исследован реактор на «холостом ходу» (без топлива). В этом случае тепловая энергия, рассеиваемая реактором, равна подводимой электроэнергии, что позволило сделать калибровочные измерения, используя результаты которых можно определить энерговыделение реактора в рабочем режиме.

После 23-часовой работы без топлива реактор был выключен и отсоединен от электрических кабелей, что позволило загрузить топливо массой около 1 г, имеющего вид мелкого порошка. Перед этим загружаемый порошок был насыпан в специальный контейнер, и его радиоактивность была измерена в низкофоновой свинцовой камере. После загрузки топлива отверстие было закрыто керамической пробкой, содержащей термопарный зонд, и запечатано глиноземистым цементом. Были подключены электрические кабели и включен постепенно нарастающий нагрев. Увеличение мощности нагрева продолжалось до тех пор, пока средняя температура поверхности реактора не достигла 1260°С при потребляемой нагревателем мощности 810 Вт. Работа в этом режиме продолжалась почти 10 суток. В конце этого периода эксперты решили увеличить мощность, и подняли ее до 900 Вт. В результате, за несколько минут температура реактора возросла до 1400°С. Такому росту температуры соответствует увеличение тепловыделения на 700 Вт, хотя мощность электронагрева возросла меньше чем на 100 Вт. Дальнейшая работа происходила при мощности электронагрева около 900 Вт вплоть до заранее намеченного срока выключения (32 суток после включения реактора с топливом). Реактор был выключен путем постепенного снижения мощности электронагрева. До этого времени работа реактора происходила без заметного снижения мощности тепловыделения, что свидетельствует о том, что ресурс работы реактора после 32-суточной работы не был исчерпан.

Измерения показали, что тепловыделение реактора намного больше потребленной электроэнергии. При потребляемой мощности 790 Вт в первые 10 суток работы реактора добавка к потреблявшейся мощности, в среднем, 1650 Вт. После увеличения потребляемой мощности до 900 Вт величина добавки, в среднем, 2300 Вт.

В отчете сделан расчет энергии, произведенной за все время работы реактора сверх потребленной электроэнергии: 1.6 МВт ч или 5800 МДж. Отнеся эту величину к массе топлива 1 г, получим оценку плотности энерговыделения $1.6 \cdot 10^9$ Вт·ч/кг = $5.8 \cdot 10^6$ МДж/кг. Это в сотни тысяч раз больше того, что можно получить при сжигании нефтепродуктов.

После охлаждения реактора было вскрыто отверстие на наконечнике, извлечено отработавшее топливо, насыпано в контейнер и проверено на радиоактивность аналогично проверке топлива перед загрузкой. После этого отработавшее топливо было подвергнуто разнообразным анализам.

Анализ элементного и изотопного состава топлива сделан тремя независимыми группами исследователей, специализирующихся

в применении различных методик. Был использован сканирующий электронный микроскоп (SEM) для изучения поверхностной морфологии топливного порошка. Применялся метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS), дисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS), времяпролетная масс-спектрометрия вторичных ионов (ToF-SIMS), масс-спектрометрия с индуктивно-связанной плазмой (ICP-MS) и атомно-эмиссионная спектроскопия (ICP-AES). Применение комплекса перечисленных методов позволяет дать довольно обширную информацию о свойствах топлива до и после работы реактора.

Проведенные анализы позволили сделать следующие заключения.

Исходное топливо в основном состоит из порошка никеля в виде гранул размером несколько микрон, имеющего естественный изотопный состав. Помимо никеля, в топливе обнаружена примесь Li, Al, Fe и H. Анализ ICP-AES показал, что соотношение содержания Li и Al соответствует молекуле алюмогидрида лития $Li[AlH_4]$. Этот компонент, вероятно, используется для производства свободного водорода при нагревании. Кроме того, EDS и XPS анализы обнаружили присутствие O и C. Анализ ToF-SIMS показал наличие протия, но не заметил присутствие дейтерия. Количество большинства элементов существенно отличается в разных гранулах.

Отработавшее топливо имеет гранулы иного вида, чем топливо исходное. Элементный и изотопный состав гранул различен, тем не менее, очевидно, что изотопный состав Li и Ni в отработавшем топливе радикально отличается от измеренного изотопного состава исходного топлива (**Таблица 1**).

Хотя результаты измерений изотопного состава двумя методами не вполне совпадают, можно сделать следующие выводы

1. Соотношение изотопов лития и никеля в исходном топливе в пределах возможной ошибки не отличается от природного.

2. В отработавшем топливе существенно возросло относительное содержание ^{6}Li и снизилось содержание ^{7}Li.

Таблица 1.
Изотопный состав лития и никеля в исходном и отработавшем топливе (%), измеренный методами ToF-SIMS и ICP-MS, а также природное соотношение изотопов в этих элементах

	Исходное топливо		Отработавшее топливо		При-рода
	ToF-SIMS	ICP-MS	ToF-SIMS	ICP-MS	
^{6}Li	8.6	5.9	92.1	57.5	7.5
^{7}Li	91.4	94.1	7.9	42.5	92.5
^{58}Ni	67	65.9	0.8	0.3	68.1
^{60}Ni	26.3	27.6	0.5	0.3	26.2
^{61}Ni	1.9	1.3	0.0	0.0	1.8
^{62}Ni	3.9	4.2	98.7	98.3	3.6
^{64}Ni	1.0		0.0		0.5

3. В отработавшем топливе очень сильно снизилось содержание всех изотопов никеля, кроме ^{62}Ni. Содержание этого изотопа возросло с 3.6% до 99%.

Столь сильное изменение изотопного соотношения в литии и никеле после 32-суточной работы свидетельствует о том, что зарегистрированное аномально большое энерговыделение связано с изменениями на ядерном уровне.

Для регистрации возможного ионизирующего излучения были использованы сцинтилляционные датчики и счетчики Гейгера, а также термолюминесцентные дозиметры, что позволило регистрировать альфа, бета, гамма излучение и нейтроны около работающего реактора. Помимо этого, измерялась радиоактивность топлива до засыпки в реактор и после окончания работы. Ни один из этих приборов не зарегистрировал отличие от фона ни во время работы реактора, ни при исследовании исходного и отработавшего топлива.

4. ПОПЫТКИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ РЕАКТОРОВ РОССИ

Исследования в области холодных ядерных трансмутаций – претензия на эксперименты, показывающие путь для приобретения принципиально новых знаний и открытия новых возможностей для человеческого сообщества. Но с точки зрения устоявшихся научных знаний ядерные трансмутации при низких энергиях, да еще и без ядерной

радиации, абсолютно невозможны. При таких обстоятельствах первое, что необходимо сделать – убедиться, что столь необычные результаты – не следствие ошибок или сознательных фальсификаций. Даже самая строгая и честная экспертиза здесь недостаточна. Необходимо независимое воспроизведение этих результатов другими людьми, в иных лабораториях, с другим оборудованием.

После публикации отчета экспертов о работе последнего варианта Росси в общих чертах прояснилось его устройство и стало, наконец, возможным его воспроизведение. Этот реактор, по сути, запечатанная жаростойким цементом керамическая трубочка, в которой находится порошок никеля с добавкой алюмогидрида лития $Li[AlH_4]$. Для инициации процесса трубочку необходимо медленно нагреть до температуры 1200-1400°C. Прежде всего, при нагреве происходит разложение алюмогидрида лития. Выделившийся водород очищает поверхность никеля от окислов. После этого водород начинает растворяться в никеле. После достижения достаточно высокой температуры в никеле с растворенным в нем водороде, литии и алюминии начинается процесс с высоким тепловыделением.

Поняв это, множество исследователей во всем мире стали пытаться воспроизвести теплогенератор Росси. Но это оказалось не столь простой задачей, как кажется на первый взгляд. Надо найти конструктивные материалы, выдерживающие агрессивную среду при высокой температуре и повышенном давлении, обеспечить герметизацию. Нужны электронагреватели, длительно работающие при высокой температуре. Надо обеспечить измерение температуры порядка 1400°C и разработать способы контроля мощности работающего реактора.

Сообщение о первом успешном испытании аналога реактора Росси было сделано уже в декабре 2014 г. [25]. Для изготовления реактора использована трубка из корундовой керамики длиной 120 мм, наружным диаметром 10 мм и внутренним диаметром 5 мм (**Рис. 4**). На трубку навит электронагреватель из жаростойкого провода. Внутри трубки находится 1 г порошка никеля, смешанного с 0.1 г алюмогидрида лития.

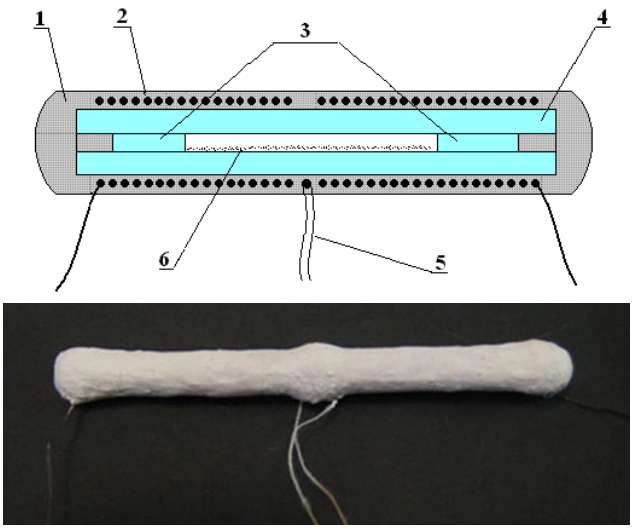


Рис. 4. *Схема аналога реактора Росси* [26]: *1 – цемент, 2 – электронагреватель, 3- керамические пробки, 4 – керамическая трубка, 5 - термопара, 6 – порошок Ni + $LiAlH_4$. Внизу - внешний вид.*

С наружной поверхностью трубки контактирует термопара. Концы трубки запечатаны жаростойким цементом. Таким же цементом покрыта вся поверхность реактора.

В качестве источника питания для нагревателя применялся трансформатор с переключающимися обмотками. Переключение как ручное, так и автоматическое с использованием регулятора, управляемого сигналом термопары. Нагрев до рабочей температуры продолжался 10-12 часов. Для измерения потребляемой электроэнергии использованы вольтметр и амперметр, а также электросчетчик, позволяющий передавать информацию на компьютер. Для контроля уровня радиации использованы счетчик Гейгера СИ-8Б, дозиметр ДК-02 и нейтронно-активационная методика с использованием индия.

Использованная экспертами при проверке реактора Росси методика измерения мощности тепловыделения на основе показаний тепловизоров [24] слишком сложна. В данном эксперименте использована методика, основанная на количестве выкипающей воды. Эта методика отработана и многократно проверена в разнообразных экспериментах. Реактор находится в закрытом металлическом сосуде (**рис. 5**). Этот сосуд погружен в воду. Часть воды уходит в виде пара. Измерив убыль воды, по известной величине теплоты парообразования (2260 кДж/кг) нетрудно

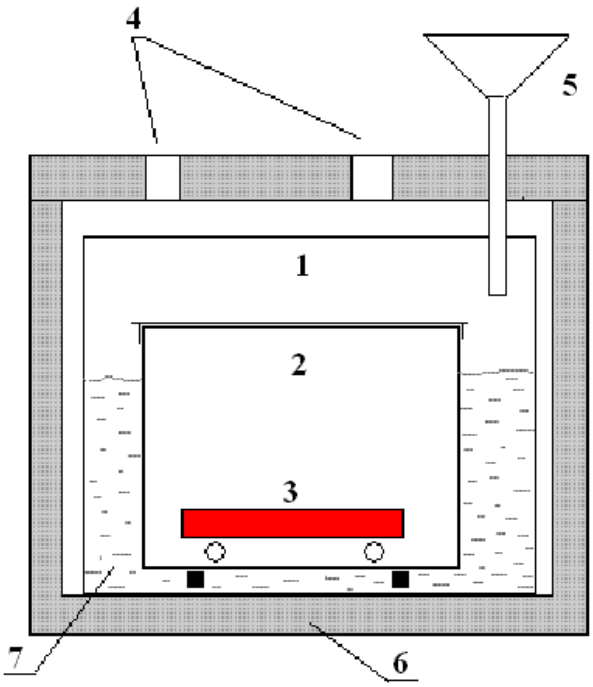


Рис. 5. *Схема калориметра с испаряющейся водой: 1 – сосуд для воды, 2 – сосуд для реактора, 3 – реактор, 4 – отверстия для выхода пара, 5 – воронка для долива воды, 6 – теплоизоляция, 7 – вода.*

вычислить выделившееся тепло. Поправку на потерю тепла через теплоизоляцию можно рассчитать по скорости охлаждения после выключения реактора.

Детальное описание хода экспериментов и методики обработки результатов можно найти в статье [25]. Здесь приведены лишь обобщенные результаты, полученные в экспериментах, проведенных в декабре 2014 и январе 2015 г. (**Таблица 2**). Помимо экспериментов с реакторами, загруженными смесью Ni + $Li[AlH_4]$, проведены опыты с макетами реактора без топлива.

Существенное превышение выделившейся тепловой энергии над поглощенной электроэнергией наблюдалось только у реакторов с топливом при температурах около 1080°C и выше. В случаях с макетами реактора, так же, как и с реакторами с топливом при температуре ниже 1080°C, отношение выделившейся тепловой энергии к поглощенной электроэнергии близко к 1.

Таким образом, эти эксперименты показали, что смесь никеля и алюмогидрида лития, нагретая в герметичной керамической трубке до температуры выше 1080°C, действительно, производит тепла значительно больше, чем потребляет. Уровень ионизирующих излучений во время работы реактора заметно не превышал фоновые показатели. Плотность потока нейтронов не выше 0.2 нейтр/см^{2}с.

В дальнейшем было создано много экспериментальных установок, подтвердивших наличие избыточного тепловыделения в устройствах, аналогичных теплогенератору Росси. В статье [26] описано 15 устройств такого рода, созданных в России, США и Китае. В этой статье мы дадим описание некоторых из множества устройств, созданных в нашем коллективе.

5. ОЦЕНКА ВОЗМОЖНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА

Сделаем оценку возможных изменений изотопного состава топлива, исходя из предположения, что избыточное тепловыделение происходит в результате ядерных трансмутаций

Таблица 2.

Отношение выделившегося тепла к потребленной электроэнергии (COP) в экспериментах в декабре 2014 г. и январе 2015 г.

Реактор с топливом					
Дата	Темпер	Длит	Потр	Произв	COP
	°C	мин	Вт	Вт	
20.12.2014	970	38	301	297	0.99
20.12.2014	1150	50	395	758	1.92
20.12.2014	1290	40	499	1365	2.74
04.01.2015	940	131	304	305	1.00
04.01.2015	1020	75	377	407	1.08
10.01.2015	1080	73	161	281	1.77
18.01.2015	800	90	308	293	0.95
18.01.2015	1080	38	78	135	1.73

Реактор без топлива					
Дата	Темпер	Длит	Потр	Произв	COP
	°C	мин	Вт	Вт	
02.01.2015	210	56	211	227	1.07
02.01.2015	470	88	433	414	0.95
02.01.2015	1050	16	328	1035	1.12
21.01.2015	1000	69	297	296	1.00
21.01.2015	1080	43	306	297	0.97
28.01.2015	900	65	955	105	1.08
28.01.2015	1100	66	116	116	1.00
28.01.2015	1200	50	151	147	0.97

в соответствии с законом сохранения энергии. Например, в никеле, содержащем водород, в принципе, возможно протекание ядерной реакции

$$^{58}Ni + {}^{1}H + 2e^{-} \rightarrow {}^{59}Co + 10.32\ МэВ. \quad (1)$$

Так как 1 МДж = $6.3.10^{18}$ МэВ, для выделения энергии 1 МДж в результате протекания этой реакции расходуется около 6.10^{17} ядер никеля (0.00006 г) и образуется столько же кобальта. Никель-водородные реакторы обычно содержат около 1 г топлива. Обнаружить 0.00006 г кобальта в 1 г никеля (0.006%), используя современные технологии, вполне возможно.

Сложнее обнаружить изменение соотношения изотопов. Обычные масс-спектральные анализаторы позволяют улавливать изменения соотношений изотопов в элементах порядка 1%. Обнаружить изменение порядка 0.01%, происходящее при выделении в 1 г топлива 1МДж в результате протекания реакции (1), нереально. Для снижения содержания на 1% изотопа ^{58}Ni необходима наработка избыточной энергии порядка 100 МДж.

Если топливо содержит литий, возможна ядерная реакция

$$^{7}Li + {}^{1}H \rightarrow 2\,{}^{4}He + 17.35\ МэВ. \quad (2)$$

В результате этой реакции в смеси изотопов лития (природная смесь содержит 92.6% ^{7}Li и 7.4% ^{6}Li) снижается содержание ^{7}Li и, соответственно, возрастает содержание ^{6}Li. Предположим, что все избыточное энерговыделение связано с реакцией (2). Для выделения 1МДж требуется 4.10^{17} ядер ^{7}Li ($4.2.10^{-6}$ г). Типичный реактор с топливной смесью никель-алюмогидрид лития содержит около 0.02 г ^{7}Li. Поэтому при выделении 1МДж удаляется лишь 0.02% ^{7}Li. Обнаружить такое изменение практически невозможно. При выделении 1000 МДж удаляется 20% ^{7}Li. Это приводит к возрастанию содержания ^{6}Li с 7.4 до 10%. Такое изменение заметить вполне возможно, хотя и не просто из-за малой массы доступного для анализа вещества.

Таким образом, появление изотопов, отсутствующих в исходном топливе, может быть обнаружено при наработках избыточной энергии порядка 1МДж на грамм топлива. Для надежного выявления изменений соотношений изотопов в элементах, изначально входящих в состав топлива, требуются наработки избыточной энергии выше 100 МДж/г. Закономерно, что тщательный анализ топлива реактора GS3, созданного Аланом Голдвотером [26, 27] не обнаружил заметных изотопных изменений, так как наработка избыточной энергии в нем была около 50 МДж/г. Наработка избыточной энергии в высокотемпературном теплогенераторе Росси, согласно [23], составила 5800 МДж/г. Этого вполне достаточно для радикальных изменений изотопного состава как никеля, так и лития. Далее мы изложим результаты анализа изотопных изменений в топливе и в конструкционных материалах, происшедших в нескольких никель-водородных реакторах, созданных в нашей лаборатории.

6. РЕАКТОР АП2

Реактор АП2 [28] был загружен топливной смесью 640 мг Ni + 60 мг $LiAlH_4$ (**рис. 6**). Он работал 16-22 марта 2015, произведя около 150 МДж избыточного тепла.

Анализы топлива до и после работы в реакторе сделаны несколькими методами в нескольких организациях. Анализ элементного состава с использованием электронного сканирующего микроскопа сделан в ИОФ РАН и ВНИИЭФ (г. Саров). В топливной смеси до загрузки в реактор уверенно различаются две фракции: кристаллы и пещеристые гранулы. В кристаллах обнаружены в основном Al, O и Cl. Гранулы состоят из никеля с небольшой примесью железа, алюминия и кислорода. В топливе после работы в реакторе видны оплавленные и шлаковидные структуры. Оплавленные структуры содержат в основном никель с примесью Fe, Al, Cr, Mn, Si, O. Шлаковидные структуры состоят в основном из Al и O.

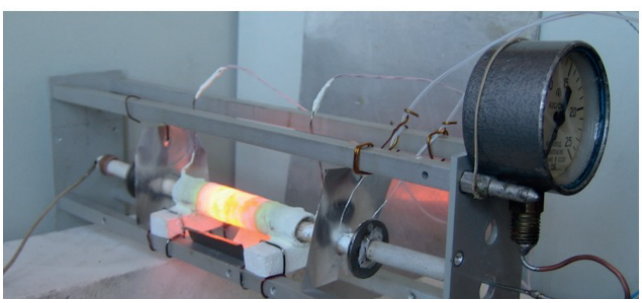


Рис. 6. *Реактор АП2.*

Элементный анализ с использованием лазерного атомно-эмиссионного спектрометра сделан в ИОНХ РАН. Он показал, что после работы содержание K и Cr в топливе выросло в десятки раз. Многократно увеличилось содержание Si, Na, Mg, Ca, Ti, V. Снизилось содержание Ni, Cl, Mn, Cu, Zn. Таким образом, оба метода показывают появление в топливе после пребывания в реакторе ряда элементов, которые в исходном топливе практически отсутствуют.

Следует отметить, что этот метод анализа, как и анализ с применением сканирующего электронного микроскопа, дает информацию об атомном составе лишь на поверхности исследуемого вещества. Анализ изотопного состава топлива до и после работы в реакторе АП2 методом ICP-MS, дающем информацию об изотопном составе в среднем по образцу, сделан в ГЕОХИ РАН. После работы в реакторе сильно снизилось общее содержание алюминия и лития, причем немного возросло относительное содержание ^{6}Li. Но это увеличение (на 0.5%) лежит в пределах возможной ошибки измерения. Достоверных изменений изотопного состава никеля не обнаружено.

Анализ топлива реактора АП2 методом ICP-MS был сделаны также в университете Uppsala (Швеция). Результаты этих измерений показаны в **Таблице 3**.

По данным этих измерений, относительное содержание ^{6}Li в образце отработавшего топлива возросло более чем в 2 раза. Вполне заметные изменения произошли и в соотношении изотопов никеля. Эти результаты отличаются от результатов, полученных в ГЕОХИ РАН. Различие, возможно, связано с неравномерностью изменений по объему образца. Следует заметить, что достоверные результаты для лития получить сложно из-за очень маленькой концентрации лития в отработавшем топливе (<0.01%).

Таблица 3.

Соотношение изотопов лития и никеля в топливе реактора АП2, определенное методом ICP-MS в университете Uppsala (Швеция).

%	^{6}Li	^{7}Li	^{58}Ni	^{60}Ni	^{61}Ni	^{62}Ni	^{64}Ni
До	7.4	92.6	68.1	26.2	1.14	3.63	0.93
После	15.4	84.6	63.4	27.6	1.3	5.2	2.5
Природа	7.6	92.4	68.0	26.2	1.14	3.71	0.93

7. ТЕПЛОГЕНЕРАТОР С ПРОТОЧНЫМ КАЛОРИМЕТРОМ ("ПРОТОК-6")

Надежное измерение выделяющегося тепла является важнейшей задачей при создании устройств, доказывающих наличие избыточного тепловыделения. Методика с проточной водой считается наиболее точной, поэтому проточный калориметр мы использовали для измерения тепловыделения в двенадцати реакторах. В данной статье описан один из них [29], который проработал больше месяца (**рис. 7**).

В использованном нами проточном калориметре выделяемое тепло поглощается водой, омывающей медную трубу, окружающую реактор. Мощность тепловыделения определяется по формуле $W = c(dm/dt)(T-T_0)(1+\alpha)$, где c – удельная теплоемкость воды, (dm/dt) – масса воды, протекающей в секунду, α – поправка на потери тепла, T_0 – температура на входе в калориметр, T – температура на выходе.

На **рис. 8** показана конструкция реактора. Топливо (1.8 г порошка никеля ПНК-ОТ2, смешанного с 0.2 г алюмогидрида лития) находится в керамической трубке длиной 80 мм внешним диаметром 7.5 мм и внутренним диаметром 5 мм. На трубку навита спираль из вольфрамового провода диаметром 0.5 мм. В трубку вставлены керамические стержни, которые при помощи центрирующих шайб удерживают внутреннюю трубку в середине реактора. В продольных отверстиях одного из стержней находятся провода высокотемпературной термопары (типа ТВР), измеряющей температуру торца топлива. Другая термопара (типа К) контролирует температуру наружной поверхности внешней керамической трубки. Эта трубка имеет наружный диаметр 18 мм и внутренний 14 мм. Благодаря большой длине внешней трубки (350 мм) и

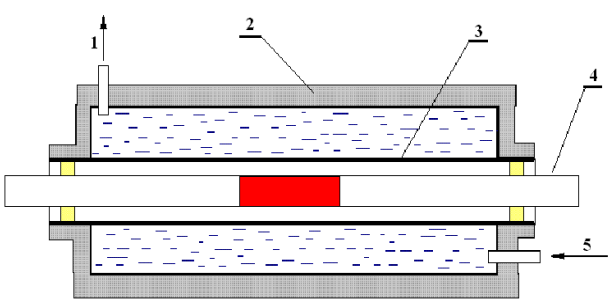


Рис. 7. *Устройство проточного калориметра: 1 – вытекающая вода, 2 – теплоизоляция, 3 – медная труба, 4 – реактор, 5 – втекающая вода.*

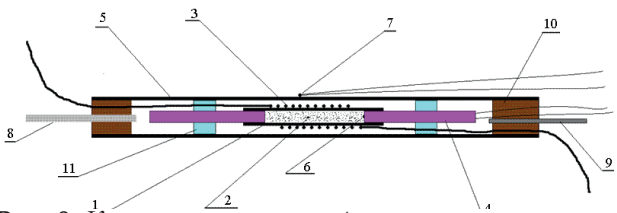


Рис. 8. *Конструкция реактора. 1 – внутренняя керамическая трубка, 2 – топливо, 3 – нагреватель, 4 – керамические стержни, 5 – внешняя керамическая труба, 6 – внутренняя термопара, 7 – наружная термопара, 8 – трубка для подключения манометра, 9 – трубка для откачки воздуха, 10 – герметик, 11-центрирующие шайбы.*

низкой теплопроводности керамики, во время работы реактора температура ее концов не превышает 50°С, что позволяет для герметизации использовать эпоксидный компаунд. Из торцов реактора, помимо проводов нагревателя, выходят металлическая трубка для подключения манометра и стеклянная трубка для откачки воздуха.

Электропитание реактора осуществлялось от вторичной обмотки трансформатора мощностью 630 Вт. Переключатель отводов вторичной обмотки позволяет задавать нужную мощность нагрева. Термопара, измеряющая температуру торца топлива, подключена к терморегулятору ТРМ-500, который держит электронагреватель включенным, пока температура не достигает заданной величины, и отключает его при превышении заданной температуры. Мощность нагрева измеряется вольтметром и амперметром непосредственно на нагревателе, а также ваттметром, установленным на входе трансформатора. Сопоставление мощности на нагревателе с мощностью на первичной обмотке позволяет определить потери в трансформаторе и проводах. Это необходимо для внесения поправки в результаты измерений расхода электроэнергии по импульсам с электросчетчика, регистрируемым компьютером. Помимо расхода электроэнергии, компьютер регистрирует температуры на входе и выходе калориметра, а также информацию о расходе воды, поступающую с расходомера.

Для проверки работоспособности установки было использовано устройство, подобное вышеописанному реактору, но не содержащее топливо. Эти измерения показали, что отклонение данных калориметра от результатов измерения электрической мощности не превышает 3%.

На подготовительном этапе из реактора, нагретого до 120°С, форвакуумным насосом был откачан воздух с целью удаления остатков воды и других летучих загрязнений. После этого вакуумированный реактор был отсоединен от вакуумного насоса путем расплавления пламенем газовой горелки стеклянной трубки, соединяющей реактор с вакуумным насосом. Далее, в результате нагрева внутренней трубки до температуры 180-200°С, произошло разложение алюмогидрида лития, и реактор наполнился водородом до давления 4.25 бар. После этого температура была увеличена до 400°С и удерживалась на этом уровне около 20 часов. За это время давление снизилось до 4.0 бар. Путем открытия клапана, расположенного на трубке, соединяющей реактор с манометром, давление было снижено до 0.4 бар. В процессе постепенного повышения температуры после небольшого возрастания давления при температуре 1100°С, несмотря на дальнейшее увеличение температуры, давление начало падать и на четырнадцатые сутки от начала эксперимента стало ниже атмосферного.

На **рис. 9** показано, как менялись на протяжении 38 суток от начала до конца эксперимента мощность электронагрева, температура на торце топлива и мощность тепловыделения, измеряемая калориметром.

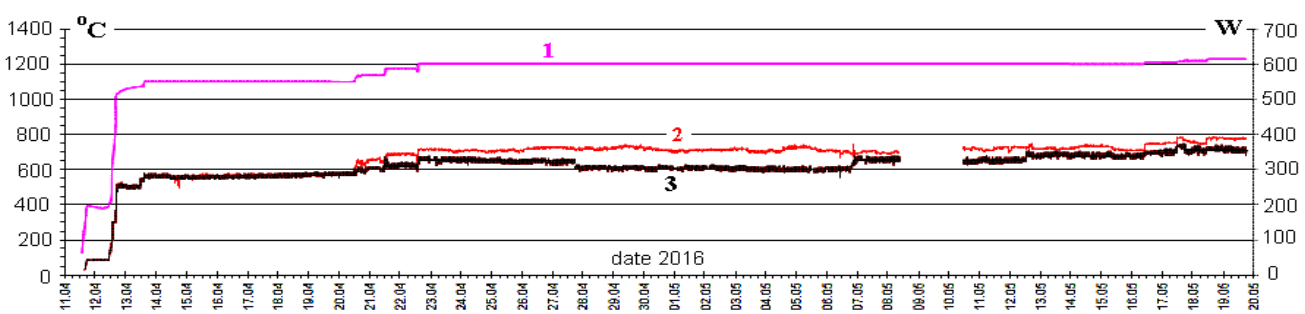


Рис. 9. *Изменение температуры (1), мощности тепловыделения (2) и потребления электроэнергии (3) в процессе работы реактора.*

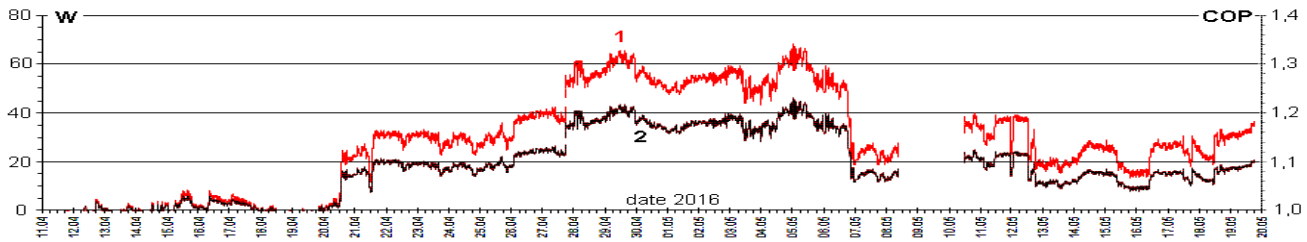


Рис. 10. *Изменение избыточной мощности (1) и отношения мощности выделенного тепла к мощности, потребляемой электронагревателем COP (2).*

Видно, что при температурах до 1100°C мощность тепловыделения, измеренная калориметром, практически равна мощности, выделяемой электронагревателем. Начиная с температуры 1150°C, мощность тепловыделения заметно выше мощности электронагревателя. Ход разности между мощностью тепловыделения (избыточной мощностью) и мощностью потребленной электроэнергии показан на **рис. 10**. Там же показано, как менялось на протяжении эксперимента отношение мощности выделенного тепла к мощности, потребляемой электронагревателем (COP).

Видно, что появление избыточной мощности около 30 Вт, существенно превышающей возможную ошибку измерений, произошло после достижения температуры 1150°C. Примерно такая избыточная мощность выделялась вначале и при повышении температуры до 1200°C. Но через 5 суток без внешнего вмешательства произошло резкое повышение избыточной мощности до 50-60 Вт. Через 9 суток после этого произошло столь же резкое снижение до 20-30 Вт. В последнюю неделю наблюдались колебания избыточной мощности в пределах 15-30 Вт с периодом около 2 суток. Постепенное увеличение температуры до 1230°C привело к росту избыточной мощности до 35 Вт, однако работа в таком режиме через сутки привела к выходу реактора из строя в результате перегорания электронагревателя. Всего за время эксперимента выделилось около 100 МДж избыточной тепловой энергии.

В соответствии с изменениями избыточной мощности менялась величина COP в пределах от 1.0 до 1.2. Более детальное описание этого эксперимента приведено в статье [28].

После окончания эксперимента реактор был вскрыт (**рис. 11**). Было обнаружено, что внутренняя поверхность внешней трубки вблизи нагревателя покрылась серым бугристым стекловидным налетом. Внешний вид внутренней трубки и обмотки нагревателя сохранился. Но внутри произошли значительные изменения: образовалась стекловидная масса с вкраплениями металлических шариков размером около 0.1 мм. Несколько шариков имели диаметр до 1 мм. На концах засыпки топливо приобрело вид спекшейся массы, содержащей мелкие металлические шарики. Кроме того, из внутренней трубки высыпался порошок. При помощи магнита из этого порошка была извлечена фракция, состоящая из нитей поперечным размером около 0.1 мм длиной до 5 мм.

Несколько образцов были подвергнуты масс-спектроскопическому анализу в ГЕОХИ РАН методом ICP-MS. Были исследованы: исходная топливная смесь, металлический шарик из отработавшего топлива, топливо на краю активной зоны, вещество, накопившееся между внутренней и наружной трубками, налет на внутренней поверхности наружной трубки. Ввиду большого объема полученной информации нет возможности представить ее полностью. Частично результаты анализа показаны в

Рис. 11. *Реактор «Проток 6» после вскрытия.*

Таблица 4.

Относительное содержание изотопов (атомные %) в топливе и около активной зоны реактора «Проток-6» до и после работы реактора. Показаны изотопы с содержанием >0.1%.

До работы в реакторе					
Топливо исходное		Керамика		W провод	
^{7}Li	0.74	^{23}Na	7.01	^{23}Na	5.37
^{23}Na	1.90	^{24}Mg	1.61	^{24}Mg	0.24
^{24}Mg	0.12	^{25}Mg	0.23	^{27}Al	0.31
^{27}Al	3.63	^{26}Mg	0.28	^{29}Si	1.88
^{29}Si	1.04	^{27}Al	65.05	^{31}P	0.18
^{39}K	1.60	^{29}Si	1.55	^{39}K	6.09
^{44}Ca	0.28	^{31}P	0.16	^{44}Ca	1.06
^{45}Sc	0.22	^{39}K	8.36	^{45}Sc	0.80
^{51}V	0.68	^{44}Ca	0.94	^{54}Cr	0.40
^{53}Cr	0.22	^{45}Sc	0.61	^{56}Fe	10.46
^{55}Mn	0.17	^{48}Ti, Ca	0.15	^{182}W	18.50
^{56}Fe	0.99	^{54}Cr	0.41	^{183}W	9.52
^{58}Fe, Ni	65.91	^{56}Fe	10.00	^{184}W	21.48
^{60}Ni	23.58	^{58}Fe, Ni	0.15	^{186}W, Os	21.29
^{61}Ni	1.10	^{89}Y	0.25	^{200}Hg	0.20
^{62}Ni	3.63	^{90}Zr	0.44	^{202}Hg	0.21
^{64}Ni, Zn	1.24	^{92}Sr, Mo	0.16	^{198}Hg	0.21
^{66}Zn	0.16	^{94}Sr, Mo	0.16		
^{68}Zn	0.12	^{138}Ba, Ce	0.33		
^{79}Br	0.13	^{206}Pb	0.13		
^{81}Br	0.12	^{208}Pb	0.29		
^{138}BaLaCe	0.25				
^{206}Pb	0.32				
^{207}Pb	0.25				
^{208}Pb	0.69				

После работы в реакторе							
Металлическая капля в отработавшем топливе		Налет на внутренней поверхности наружной керамической трубки		Вещество, накопившееся между внутренней и наружной трубками			
^{11}Ba	0.19	^{23}Na	1.56	^{11}B	0.44	^{75}As	0.43
^{23}Na	5.07	^{24}Mg	1.16	^{23}Na	14.70	^{76}Ge, Se	0.16
^{24}Mg	0.21	^{25}Mg	0.16	^{24}Mg	0.82	^{77}Se	0.17
^{27}Al	0.22	^{26}Mg	0.17	^{26}Mg	0.15	^{79}Br	0.97
^{29}Si	3.94	^{27}Al	0.23	^{27}Al	0.92	^{81}Br	1.03
^{31}P	0.14	^{29}Si	0.77	^{29}Si	9.37	^{90}Zr	0.16
^{39}K	3.51	^{39}K	0.86	^{31}P	0.32	^{116}In, Sn	0.26
^{43}Ca	0.14	^{44}Ca	0.71	^{39}K	9.89	^{120}Sn, Te	0.12
^{44}Ca	1.08	^{45}Sc	0.24	^{43}Ca	0.35	^{127}I	0.15
^{45}Sc	0.91	^{51}V	0.10	^{44}Ca	2.15	^{138}Ba, La, Ce	0.36
^{51}V	1.56	^{52}Cr	0.57	^{45}Sc	1.95	^{140}Ce	6.54
^{52}Cr	0.14	^{53}Cr	0.10	^{48}Ti, Ca	0.13	^{142}Ce, Nd	0.85
^{53}Cr	0.51	^{54}Cr	1.17	^{51}V	6.08	^{182}W	3.50
^{54}Cr	0.46	^{56}Fe	19.10	^{52}Cr	0.48	^{183}W	1.77
^{55}Mn	0.14	^{57}Fe	0.45	^{53}Cr	2.07	^{184}W, Os	4.09
^{56}Fe	7.36	^{58}Fe, Ni	32.31	^{54}Cr	0.61	^{186}W, Os	3.82
^{57}Fe	0.18	^{59}Co	0.40	^{55}Mn	0.28	^{206}Pb	0.21
^{58}Fe, Ni	45.07	^{60}Ni	13.93	^{56}Fe	6.48	^{207}Pb	0.19
^{59}Co	19.81	^{61}Ni	0.68	^{57}Fe	0.18	^{208}Pb	0.49
^{60}Ni	0.86	^{62}Ni	2.10	^{58}Fe, Ni	8.25		
^{61}Ni	2.97	^{64}Ni, Zn	5.06	^{60}Ni	3.30		
^{62}Ni	0.14	^{66}Zn	2.88	^{61}Ni	0.15		
^{64}Ni, Zn	1.62	^{67}Zn	0.47	^{62}Ni	0.54		
^{66}Zn	0.52	^{68}Zn	2.02	^{63}Cu	0.17		
^{68}Zn	0.40	^{88}Sr	0.11	^{64}Ni, Zn	1.48		
^{75}As	0.15	^{115}In, Sc	0.13	^{66}Zn	0.81		
^{79}Br	0.35	^{140}Ce	0.37	^{67}Zn	0.15		
^{81}Br	0.36	^{182}W	2.81	^{68}Zn	0.63		
^{138}Ba,La,Ce	0.14	^{183}W	1.54				
^{184}W, Os	0.12	^{184}W, Os	3.52				
^{208}Pb	0.17	^{186}W, Os	3.24				

таблице 4. В ней, помимо данных для образцов, извлеченных из реактора после его работы, дана информация о содержании изотопов в топливе, а также в керамике и вольфрамовом проводе до работы в реакторе. Эта информация важна, так как появление новых элементов может быть связано не с трансмутациями, а с миграцией из конструкционных материалов, вполне возможной при высоких температурах. К сожалению, метод ICP-MS не позволяет определять содержание изотопов с массами 1-5, 12-22, 32, в том числе, изотопы углерода, кислорода, азота, фтора, серы.

Очевидным результатом является возрастание содержания многих нуклидов по сравнению с их содержанием в исходном топливе и конструкционных материалах. Исключением является литий (снижение примерно в 100 раз) и алюминий в топливе (снижение больше чем в 10 раз). Отметим особенно сильное возрастание присутствия бора, железа, галлия, церия, циркония, стронция, висмута. Наиболее значительные аномалии обнаружены в порошке, накопившемся в пространстве между внутренней и наружными трубками. Особенно много появилось ^{140}Ce: 6.3%

Таблица 5.

Соотношение изотопов никеля в топливе и около активной зоны реактора «Проток-6» до и после работы реактора.

%	^{58}Ni	^{60}Ni	^{61}Ni	^{62}Ni	^{64}Ni
Топливо исходное	65.78	27.74	1.29	4.28	0.91
Металлическая капля	65.00	28.57	1.24	4.29	0.91
Топливо на краю	65.58	27.88	1.27	4.36	0.91
Налет на керамике	65.32	28.16	1.37	4.24	0.91
Порошок между трубками	66.74	26.71	1.23	4.41	0.91
Природное соотношение	68.27	26.1	1.13	3.59	0.91

(в исходном топливе <0.0001%). Значительное количество вольфрама, обнаруженное в образцах после пребывания в реакторе, вероятно, связано с миграцией этого элемента из раскаленной вольфрамовой спирали.

Большой интерес представляет исследование возможных изменений изотопного состава лития и никеля. К сожалению, очень низкое содержание лития в образцах после пребывания в работающем реакторе не позволило сделать надежные измерения. Результаты, полученные для никеля, представлены в **таблице 5**. Так как данные по ^{64}Ni ненадежны из-за неконтролируемой добавки ^{64}Zn, при составлении таблицы для доли ^{64}Ni было принято значение из справочника [30]. Так как эта доля мала, такое допущение может изменить доли остальных изотопов лишь незначительно.

Видно, что данные по разным исследованным образцам несколько отличаются от природного соотношения [30], но между собой различаются незначительно. Заметного увеличения доли ^{62}Ni за счет снижения доли остальных изотопов, обнаруженного в эксперименте в Лугано [23, 24], нет ни в одном из исследованных образцов. Возможно, что незаметность эффекта связана с тем, что наработка избыточной энергии в Лугано была в 60 раз больше, чем в описываемом реакторе.

8. РЕАКТОР ВВ3

Реактор ВВ3 отличается от реактора «Проток 6» иной конструкцией нагревателя и отсутствием калориметра (**рис. 12**). В качестве топлива была использована смесь порошка никеля с алюмогидридом лития массой 1.5 г. В топливе находились кусочки вольфрамового провода общей массой 0.77 г. Реактор работал с 14 июня до 24 июля 2016 г., производя избыточную мощность до 330 Вт. Всего выработано 790 МДж избыточного тепла.

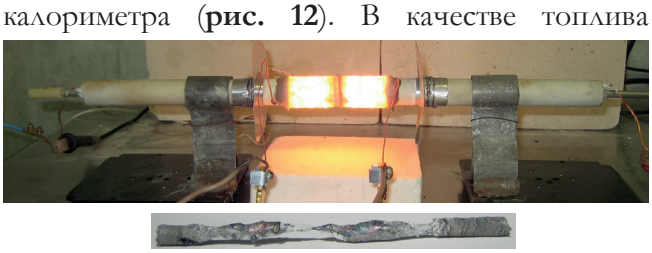


Рис. 12. *Реактор ВВ3 и извлеченное из него отработавшее топливо.*

После окончания работы реактора из него было извлечено отработавшее топливо, имевшее вид каплевидного слитка. В ГЕОХИ РАН был сделан его анализ методом ICP-MS, причем отдельно делались анализы поверхностного и более глубокого слоев. Частично результаты анализа показаны в **таблице 6**. В ней, помимо

Таблица 6.

Содержание нуклидов (атомные %) в топливе реактора «ВВ3» до и после работы реактора. Показаны изотопы с содержанием > 0,1%.

Топливо в реакторе ВВ3							
До работы в реакторе		После работы в реакторе					
Топливо исходное		Поверхность		Поверхность		Более глубокое растворение	
^{23}Na	2.61	^{10}B	0.15	^{75}As	0.17	^{10}B	0.14
^{24}Mg	0.15	^{11}B	0.67	^{79}Br	0.11	^{11}B	0.66
^{27}Al	2.93	^{24}Mg	1.50	^{81}Br	0.21	^{23}Na	3.72
^{29}Si	1.22	^{25}Mg	0.12	^{88}Sr	0.23	^{27}Al	1.02
^{39}K	2.52	^{26}Mg	0.27	^{90}Zr	0.20	^{28}Si	0.25
^{44}Ca	0.44	^{27}Al	1.14	^{107}Ag	1.13	^{51}V	2.14
^{45}Sc	0.34	^{28}Si	0.54	^{109}Ag	2.01	^{52}Cr	0.30
^{51}V	0.55	^{44}Ca	0.16	^{127}I	0.43	^{53}Cr	0.73
^{53}Cr	0.18	^{45}Sc	0.18	^{140}Ce	0.72	^{54}Cr	0.21
^{55}Mn	0.14	^{51}V	2.41	^{182}W	3.34	^{56}Fe	2.55
^{56}Fe	2.92	^{52}Cr	0.31	^{183}W	1.61	^{58}Fe, Ni	44.47
^{58}Fe, Ni	45.09	^{53}Cr	0.81	^{184}W, Os	3.39	^{60}Ni	18.23
^{60}Ni	19.01	^{56}Fe	0.42	^{185}Re	0.26	^{61}Ni	0.87
^{61}Ni	0.88	^{58}Fe, Ni	46.08	^{186}W, Os	2.91	^{62}Ni	2.83
^{62}Ni	2.93	^{60}Ni	19.34	^{187}Re, Os	0.60	^{64}Ni, Zn	0.87
^{64}Ni, Zn	1.00	^{61}Ni	0.96	^{206}Pb	0.18	^{75}As	0.12
^{66}Zn	0.13	^{62}Ni	3.02	^{207}Pb	0.13	^{79}Br	0.19
^{68}Zn	0.10	^{63}Cu	0.39	^{208}Pb	0.34	^{81}Br	0.19
^{79}Br	0.10	^{64}Ni, Zn	1.31			^{90}Zr	0.39
^{7}Li	0.60	^{65}Cu	0.16			^{92}Sr, Mo	0.14
^{81}Br	0.10	^{66}Zn	0.37			^{94}Sr, Mo	0.16
^{138}Ba, La, Ce	0.20	^{68}Zn	0.20			^{107}Ag	1.37
^{182}W	3.73					^{109}Ag	1.39
^{183}W	1.92					^{140}Ce	0.78
^{184}W	4.33					^{142}Ce, Nd	0.10
^{186}W, Os	4.29					^{182}W	3.49
^{206}Pb	0.26					^{183}W	1.90
^{207}Pb	0.50					^{184}W, Os	4.17
^{208}Pb	0.56					^{185}Re	0.38
						^{186}W, Os	3.72
						^{187}Re, Os	0.60
						^{208}Pb	0.17

Таблица 7.

Соотношение изотопов никеля в топливе ВВЗ до и после работы реактора.

%	^{58}Ni	^{60}Ni	^{61}Ni	^{62}Ni	^{64}Ni
Исходное топливо	65.93	27.98	1.19	3.98	0.91
Поверхность топлива	65.79	27.61	1.37	4.31	0.91
Глубокое растворение	66.36	27.20	1.29	4.23	0.91
Природа	68.27	26.10	1.13	3.59	0.91

данных для образцов, извлеченных из реактора после его работы, дана информация о содержании изотопов в исходном топливе, включая внедренные в него вольфрамовые проволочки.

Видно, что изотопный состав топлива в результате пребывания в реакторе заметно изменился. Особенно сильно возросло содержание бора, меди, церия, серебра.

Так же, как и в вышеописанных реакторах, данные по исследованным образцам, хотя и несколько отличаются от природного соотношения, между собой различаются незначительно (**таблица 7**).

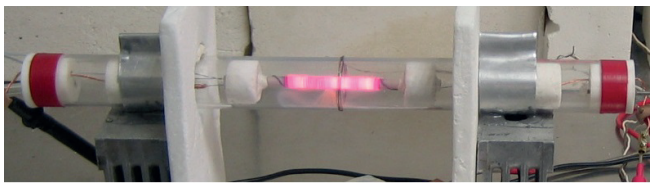


Рис. 13. *Реактор КВЗ в начале работы.*

9. РЕАКТОР КВЗ

Реактор КВЗ (**рис. 13**) работал с 20 декабря 2016 г до 31 января 2017 г. с избыточной мощностью 100-200 Вт. Интегральная наработка избыточного тепловыделения около 400 МДж. Главное отличие его от предшествующих реакторов заключалось в том, что он был загружен порошком никеля массой 1.8 г без примеси алюмогидрида лития. Насыщение водородом осуществлялось путем выдерживания в газообразном водороде. Кроме того, в отличие от вышеописанных реакторов, он имел не керамическую, а кварцевую внешнюю трубу. Нагреватель был сделан не из чистого вольфрама, а из сплава вольфрам-рений.

Методом ICP-MS в ГЕОХИ РАН были исследованы: топливо и конструкционные

Таблица 8.

Содержание нуклидов (атомные %) в топливе и около активной зоны реактора КВЗ до и после работы реактора. Показаны изотопы с содержанием >0.1%.

До работы в реакторе					
Топливо исходное		Керамика		Провод нагревателя	
^{23}Na	0.33	^{27}Al	88.15	^{23}Na	0.47
^{39}K	0.38	^{23}Na	1.98	^{29}Si	0.27
^{56}Fe	0.45	^{24}Mg	0.82	^{39}K	0.40
^{58}Fe, Ni	64.49	^{25}Mg	0.12	^{44}Ca	0.12
^{60}Ni	27.63	^{26}Mg	0.14	^{56}Fe	0.21
^{61}Ni	1.18	^{29}Si	0.37	^{58}Fe, Ni	0.12
^{62}Ni	3.88	^{39}K	2.10	^{182}W	20.24
^{64}Ni, Zn	1.21	^{44}Ca	0.21	^{183}W	11.02
		^{47}Ti	0.88	^{184}W, Os	24.39
		^{48}Ti, Ca	0.18	^{185}Re	6.97
		^{54}Cr	0.14	^{186}W, Os	22.23
		^{56}Fe	3.17	^{187}Re, Os	11.85
		^{58}Fe, Ni	0.28	^{198}Hg, Pt	0.12
		^{60}Ni	0.11	^{200}Hg	0.14
		^{89}Y	0.13	^{202}Hg	0.13
		^{138}Ba, Ce	0.17	^{208}Pb	0.18

После работы в реакторе						Вещество, накопившееся между внутренней и наружной трубками	
Отработавшее топливо							
Центральная зона		Керамика		Керамика			
^{23}Na	0.13	^{11}B	0.13	^{64}Ni, Zn	0.22	^{23}Na	5.53
^{31}P	0.11	^{23}Na	15.61	^{66}Zn	0.11	^{24}Mg	0.50
^{39}K	0.14	^{24}Mg	1.06	^{76}Ge, Se	0.20	^{27}Al	0.32
^{56}Fe	0.23	^{25}Mg	0.13	^{88}Sr	0.21	^{29}Si	1.42
^{58}Fe, Ni	65.39	^{26}Mg	0.24	^{89}Y	0.22	^{31}P	0.16
^{60}Ni	26.15	^{27}Al	6.05	^{90}Zr	0.42	^{39}K	6.93
^{61}Ni	1.18	^{29}Si	4.26	^{92}Sr, Mo	0.22	^{44}Ca	0.88
^{62}Ni	3.99	^{39}K	15.26	^{94}Sr, Mo	0.17	^{45}Sc	0.82
^{63}Cu	0.84	^{43}Ca	0.26	^{109}Ag	0.10	^{54}Cr	0.26
^{64}Ni, Zn	1.14	^{44}Ca	3.15	^{127}I	0.16	^{56}Fe	7.04
^{65}Cu	0.42	^{45}Sc	2.04	^{138}Ba, Ce	0.39	^{58}Fe, Ni	1.80
		^{48}Ti, Ca	0.23	^{182}W	4.32	^{60}Ni	0.74
		^{51}V	0.22	^{183}W	2.35	^{62}Ni	0.10
		^{54}Cr	0.96	^{184}W	5.01	^{63}Cu	0.13
		^{55}Mn	0.10	^{185}Re	5.95	^{64}Ni, Zn	0.15
		^{56}Fe	21.14	^{186}W, Os	4.77	^{182}W	18.29
		^{57}Fe	0.15	^{203}Tl	0.15	^{183}W	10.44
		^{58}Fe, Ni	0.91	^{206}Pb	0.15	^{184}W	21.36
		^{60}Ni	0.37	^{207}Pb	0.15	^{186}W, Os	20.90
		^{63}Cu	0.14	^{208}Pb	0.40	^{198}Hg	0.17
						^{200}Hg	0.20
						^{202}Hg	0.18
						^{208}Pb	0.15

материалы до работы в реакторе, а также топливо в центральной зоне и вблизи края, порошок из пространства между внутренней и внешней трубками, конструкционные материалы после работы в реакторе. Полученные результаты частично показаны в **таблице 8**.

Так же, как в реакторах Проток 6 и ВВЗ, в пространстве между внутренней и наружной трубками появилось много вольфрама. Помимо вольфрама, здесь накопилось много железа, натрия, калия, никеля, кремния, кальция, скандия и ряда других элементов.

Сравнивая топливо до и после работы в реакторе, можно заметить снижение содержания натрия, калия и железа. Обращает на себя внимание появление значительного количества меди.

Очень много вольфрама и рения появилось в керамической трубке, обвитой нагревателем, в которой находилось топливо. В **таблице 9** представлены нуклиды, относительное содержание которых в керамической трубке возросло более чем в 10 раз.

Таблица 9.

Относительное содержание нуклидов (атомные %) в керамической трубке до и после работы реактора КВ3. Показаны нуклиды, содержание которых возросло более чем в 10 раз.

	До	После	После/до			До	После	После/до
^{10}B	0.0008	0.0318	41.8		^{114}Cd, Sn	0.0005	0.0064	11.9
^{11}B	0.0054	0.1277	23.4		^{116}Cd, Sn	0.0022	0.0275	12.8
^{29}Si	0.3709	4.2603	11.5		^{117}Sn	0.0011	0.0129	12.0
^{43}Ca	0.0158	0.2638	16.7		^{118}Sn	0.0024	0.0422	17.9
^{44}Ca	0.2123	3.1461	14.8		^{119}Sn	0.0014	0.0165	11.7
^{45}Sc	0.0507	2.0384	40.2		^{120}Sn, Te	0.0034	0.0670	19.5
^{46}Ti, Ca	0.0074	0.0836	11.3		^{122}Te	0.0007	0.0101	15.0
^{51}V	0.0028	0.2151	78.0		^{127}I	0.0062	0.1589	25.7
^{53}Cr	0.0057	0.0753	13.3		^{128}Te	0.0002	0.0046	22.8
^{64}Ni, Zn	0.0186	0.2224	12.0		^{124}Te	0.0008	0.0092	11.4
^{66}Zn	0.0099	0.1102	11.1		^{130}Te	0.0006	0.0101	16.7
^{67}Zn	0.0014	0.0211	15.0		^{182}W	0.0076	4.3168	567.8
^{68}Zn	0.0080	0.0808	10.1		^{183}W	0.0035	2.3489	671.7
^{72}Ge	0.0001	0.0037	27.2		^{184}W	0.0076	5.0087	658.8
^{75}As	0.0001	0.0138	102.2		^{185}Re	0.0006	5.9469	9827.0
^{76}Ge, Se	0.0115	0.1976	17.2		^{186}W, Os	0.0089	4.7748	537.6
^{77}Se	0.0001	0.0055	82.2		^{198}Hg	0.0001	0.0321	238.5
^{78}Se, Kr	0.0028	0.0542	19.7		^{199}Hg	0.0007	0.0248	33.5
^{79}Br	0.0028	0.0560	20.3		^{200}Hg	0.0004	0.0560	138.9
^{81}Br	0.0040	0.0790	19.6		^{202}Hg	0.0005	0.0606	128.8
^{83}Kr	0.0001	0.0009	13.7		^{203}Tl	0.0015	0.1498	101.2
^{107}Ag	0.0067	0.0863	13.0		^{204}Pb, Hg	0.0010	0.0101	10.0
^{109}Ag	0.0071	0.1020	14.3					
^{113}Cd, In	0.0001	0.0009	13.7					

Таблица 10.

Соотношение изотопов никеля в топливе и около активной зоны реактора КВ3 до и после работы реактора.

%	^{58}Ni	^{60}Ni	^{61}Ni	^{62}Ni	^{64}Ni
Исходное топливо	65.93	27.98	1.19	3.98	0.91
Отработавшее топливо	65.74	28.17	1.20	3.98	0.91
Вещество между трубками	66.66	27.33	1.30	3.79	0.91
Керамика	67.65	27.37	0.82	3.26	0.91
Природа	68.27	26.10	1.13	3.59	0.91

Видно, что помимо вольфрама и рения, появление которых можно объяснить миграцией из спирали нагревателя, в керамической трубке сильно возросло содержание бора, в также нуклидов с атомными массами 43-53, 64-83, 107-130, 198-208.

В **таблице 10** показаны результаты анализа соотношения изотопов никеля в топливе, а также в окружавшей топливо керамике и в веществе, накопившемся между внутренней и наружной трубками, до и после работы реактора. При анализе изотопного состава, во избежание ошибок, связанных с регистрацией ^{64}Zn, для доли ^{64}Ni было принято значение из справочника [30].

Видно, что изотопный состав никеля в топливе до и после работы в реакторе практически не изменился. Некоторые отличия заметны в результатах, полученных для керамической трубки и вещества между трубками. Но эти результаты нельзя считать точными, так как концентрация никеля в исследованных образцах недостаточно высокая для уверенного анализа.

Помимо ГЕОХИ РАН, анализ топлива до и после работы в реакторе, а также вещества из пространства между внутренней и внешней трубками сделан в исследовательской компании Coolescence LLC, Boulder, Colorado, USA. Были сделаны EDS анализы с использованием

Рис. 14. *Реактор КВ3, вскрытый после окончания работы.*

электронного сканирующего микроскопа, а также анализы с использованием методики ICP-MS. Эти исследования подтвердили незначительность изменения изотопного состава топлива, появление в топливе порядка 1% меди и наличие множества нуклидов в веществе из пространства между трубками.

10. ОБСУЖДЕНИЕ

Итак, значительное изменение нуклидного состава в результате работы исследованных никель-водородных реакторов происходит не только в топливе, но и в керамике, окружающей активную зону реактора. Кроме того, в полости между внутренней и наружными трубками накапливается вещество, содержащее натрий, калий, кремний, железо, бор, кальций, цинк и множество других элементов. Особенно много появляется вольфрама. Разумно предположить, что источником вольфрама является раскаленная до высокой температуры спираль нагревателя. Наиболее понятным механизмом миграции вещества является испарение в местах с высокой температурой и конденсация в менее нагретых местах. Как показывают измерения, температура провода нагревателя достигает 1700°C. Но даже при такой температуре плотность паров вольфрама ($<10^{-10}$ Па) слишком низкая для того, чтобы этот механизм мог работать с заметной интенсивностью. Очевидно, происходят более сложные физико-химические процессы при участии водорода и иных реагентов, которые могут находиться в реакторе. Возможно, что и ряд других элементов появляется в результате миграции из конструкционных материалов, так как натрий, калий, кремний, кальций, железо и ряд других элементов содержатся в заметных количествах в проводе нагревателя, термопарах и в керамике. Но некоторых элементов (кобальт, церий, галлий, германий, мышьяк, селен, кадмий, теллур), появившихся в значительных количествах, в исходном топливе и конструктивных материалах практически нет. Это указывает на возможность их появления в результате ядерных трансмутаций. Например, церий может быть продуктом деления ядер вольфрама

$$^{182}W \rightarrow {}^{140}Ce + {}^{42}Ca + 4e + 76{,}04 \text{ МэВ}. \quad (3)$$

Обращает на себя внимание появление значительного количества меди в топливе реактора КВ3 (0.84% ^{63}Cu и 0.42% ^{65}Cu) общей массой около 20 мг. Можно предположить, что это связано с протеканием ядерных реакций

$$^{62}Ni + {}^{1}H \rightarrow {}^{63}Cu + 6.125 \text{ МэВ},$$
$$^{64}Ni + {}^{1}H \rightarrow {}^{65}Cu + 7.450 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

При образовании 20 мг меди в результате протекания реакций (4) выделяется около 200 МДж. Такое энерговыделение не противоречит общему избыточному тепловыделению на реакторе КВ3 (около 400 МДж). Помимо выделения тепла, появление такого количества меди должно вызвать снижение относительного содержания ^{62}Ni на 0.8% и ^{64}Ni на 0.4%. Данные, представленные в **таблице 10**, не показывают таких изменений. Следует заметить, что прогнозируемые изменения лежат в пределах возможной ошибки измерений, а содержание ^{64}Ni вообще трудно надежно измерить из-за неконтролируемых добавок ^{64}Zn.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многочисленные эксперименты, проведенные в разных лабораториях, подтверждают выделение в никель-водородных системах тепловой энергии, многократно превышающей тепловыделение, возможное в химических процессах. Уровень накопленных эмпирических знаний в этой области позволяет уже размышлять о переходе от экспериментальных макетов к разнообразным практическим применениям, к необычайно эффективным и экологически чистым технологиям.

В ходе процессов, происходящих в никель-водородных системах, обнаружены изменения элементного и изотопного состава вещества. Это указывает на то, что аномально высокое тепловыделение в этих системах, возможно, связано с превращениями на ядерном уровне. То, что такие превращения происходят при очень низких по ядерным меркам температурах, а также отсутствие жестких ядерных излучений и радиоактивности, указывает на необходимость искать необычные подходы для объяснения обнаруженных эффектов. Проблема в том, что объяснение не сводится к поиску возможностей преодоления кулоновского барьера, препятствующего тесному сближению

и слиянию ядер [13]. Наиболее загадочным является отсутствие (или очень малая интенсивность) ядерных излучений в процессе холодных трансмутаций и образование только изотопов, не обладающих радиоактивностью.

1. Проведен анализ изотопного и элементного состава вещества в четырех никель-водородных реакторах различной конструкции с наработкой избыточной энергии от 100 до 790 МДж. Исследованы не только изменения в топливе, но и в материалах, прилегающих к активной зоне. Кроме того, исследован состав вещества, накапливающегося в полости реактора вблизи активной зоны.

2. Достоверных изменений изотопного состава никеля и лития, за исключением анализа топлива реактора АП2 в университете Uppsala (Швеция), не обнаружено.

3. Значительное возрастание концентрации примесей целого ряда нуклидов обнаружено не только в топливе, но и в конструкционных элементах, примыкающих к активным зонам реакторов. Помимо вольфрама и рения, появление которых можно объяснить миграцией из спирали нагревателя, в них сильно возрастает содержание бора, в также нуклидов с атомными массами 43-53, 64-83, 107-130, 198-208.

4. В веществе, накопившемся в полости реактора вблизи активной зоны, помимо вольфрама, присутствует много железа, натрия, калия, никеля, кремния, кальция, скандия и других элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fleishmann M, Pons S, Hawkins M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium. *J. Electroanal. Chem.*, 1989, 261:301-308.
2. Филимоненко ИС. Демонстрационная термоэмиссионная установка для ядерного синтеза. *Материалы 3 научн. симп. "Перестройка естествознания"-92*, Волгодонск, Россия, 17-19 апр. 1992.
3. Великодный ВЮ, Еремеев АВ, Казеннов АЮ и др. Эксперименты по регистрации аномально высокого относительного выхода тепла при высоковольтном электролизе тяжелой воды. *Материалы 12 росс. конф. по холодной трансмутации ядер химических элементов*, Сочи, 19-26 сентября 2004, с. 98-109.
4. Паньков ВА, Кузьмин БП. Демонстрационная методика синтеза элементов из воды в плазме электрического разряда. *Актуальные проблемы современной науки*, 2008, 5(44):112-116.
5. *Взаимопревращения химических элементов*. Под ред. В.Ф. Балакирева. Екатеринбург, УРО РАН, 2003, 64 с.
6. *Controlled Nucleosynthesis. Breakthroughs in Experiment and Theory*. Series: Fundamental Theories of Physics. Vol. 156. Eds. Adamenko S, Selleri F, Merwe A, 780 p., Springer, 2007.
7. Urutskoev LI, Liksonov VI. Observation of transformation of chemical elements during electric discharge. – http://arxiv.org/ftp/physics/papers/0101/0101089.pdf
8. Bazhutov YuN, Velikodny VYu, Grishin VG et al. Neutrons, Gamma-Rays & Tritium Diagnostic at Electrolysis in Water Solutions. *Proc. 13 Intern. Conf. on Condensed Matter Nuclear Science* (ICCF-13). Sochi, June 25-July 1, 2007, p. 156-169.
9. Пархомов АГ. Холодная трансмутация ядер: странные результаты и попытки их объяснений. *Журнал формирующихся направлений науки (ЖФНН)*, 2013, 1(1):71-76. - http://www.unconv-science.org/pdf/1/parkhomov-ru.pdf.
10. Kervran C. *Transmutations Biologique et Physique Moderne*. Paris, Librairie Maloine S.A., 1982.
11. Высоцкий ВИ, Корнилова АА. *Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах*. М., Мир, 2003, 161 с.
12. Focardi S, Habel R, Piantelli F. Anomalous Heat Production in Ni-H Systems. *Nuovo Cimento*, 1994, 107A(1):163-167.
13. Focardi S, Gabbani V, Piantelli F et al. Large excess heat production in Ni-H systems. *Nuovo Cimento,* 1998, 111A(11):1233-1242.
14. Battaglia A, Daddi L, Focardi S et al. Neutron emission in Ni-H systems. *Nuovo Cimento*, 1999, 112A(9):921-931.
15. Focardi S, Gabbanib V, Piantelli F et al. Evidence of electromagnetic radiation from Ni-H Systems. *Proc. 11 Intern. Conf. on Condensed Matter Nuclear Science* (ICCF-11), 2004, Marseille, France. http://www.nichenergy.com.
16. http://www.nichenergy.com.
17. Бажутов ЮН, Корецкий ВП, Пархомов АГ и др. Исследование радиационных эффектов

при насыщении $LaNi_5$, никеля и бериллия водородом. *Материалы 19 Росс. конф. по холодной трансмутации ядер и шаровой молнии.* Криница, Краснодарский край, 3-10 сентября 2012, с. 129-142.

18. Celani F, Marano EF, Spallone A. Cu-Ni-Mn alloy wires, with improved sub-micrometric surfaces, used as LENR device by new transparent, dissipation-type, calorimeter. *J. Condens. Matter Nucl. Sci.*, 2014, 13:56-67.
19. Takahashi A, Kitamura A, Taniike A et al. Anomalous exothermic and endothermic data observed by nano-Ni-composite samples. – https://mospace.umsystem.edu/xmlui/handle/10355/36494.
20. Бажутов ЮН. Теплогенератор Росси и Фокарди. *Изобретательство*, 2012, 12(1):49-59.
21. *Патент Италии № 0001387256*, международная заявка WO/2009/125444. Date: Aug.04, 2008.
22. Levi G., Foschi E, Höistad B. et al. Indication of anomalous heat energy production in a reactor device. – *arXiv*:1305.3913v3 [physics.gen-ph].
23. Levi G, Foschi E, Höistad B. Observation of abundant heat production from a reactor device and of isotopic changes in the fuel. – http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wp-content/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf.
24. Пархомов АГ. Отчет международной комиссии об испытании высокотемпературного теплогенератора Росси. *ЖФНН*, 2014, 2(6):57-61. – http://www.unconv-science.org/pdf/6/parkhomov2-ru.pdf.
25. Пархомов АГ. Исследование аналога высокотемпературного теплогенератора Росси. *ЖФНН*, 2015, 3(7):68-72 – http://www.unconv-science.org/pdf/7/parkhomov-ru.pdf.
26. Пархомов АГ. Никель-водородные реакторы, созданные после публикации отчета об эксперименте в Лугано. *ЖФНН*, 2016, 11(11):58-62 – http://www.unconv-science.org/n11/parkhomov.
27. Алабин КА, Андреев СН, Пархомов АГ. Результаты анализа изотопного и элементного состава топлива никель-водородных реакторов. *ЖФНН*, 2015, 3(10):49-53 – http://www.unconv-science.org/pdf/10/alabin-ru.pdf.
28. Пархомов АГ. Результаты испытаний нового варианта аналога высокотемпературного теплогенератора Росси. *ЖФНН*, 2015, 3(8):34-38 – http://www.unconv-science.org/pdf/8/parkhomov-ru.pdf.
29. Пархомов АГ. Длительные испытания никель-водородных теплогенераторов в проточном калориметре. *ЖФНН*, 2016, 4(12-13):74-79 – http://www.unconv-science.org/pdf/12/parkhomov-ru.pdf.
30. *Физические величины. Справочник.* Под редакцией Григорьева И.С. и Мейлихова Е.З. М., Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.

Пархомов Александр Георгиевич
к.ф.-м.н.
Опытно-конструкторская лаборатория "К.И.Т."
10/2, ул. Герасима Курина, Москва 121108, Россия
alexparh@mail.ru

Алабин Кирилл Алексеевич
к.т.н.
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
38, ул Вавилова, Москва 119991, Россия
alabin.kirill@gmail.com

Андреев Степан Николаевич
д.ф.-м.н., проф.
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
38, ул Вавилова, Москва 119991, Россия
naukagpi@yandex.ru

Забавин Сергей Николаевич
к.т.н.
Опытно-конструкторская лаборатория "К.И.Т."
10/2, ул. Герасима Курина, Москва 121108, Россия
sergeyzabavin@gmail.com

Соболев Александр Георгиевич
д.ф.-м.н.
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
53, Ленинский просп., Москва 119991, Россия
asob09@gmail.com

Тимербулатов Тимур Рафкатович
д.э.н.
Опытно-конструкторская лаборатория "К.И.Т."
10/2, ул. Герасима Курина, Москва 121108, Россия
kohfi1@konfi.ru

NICKEL-HYDROGEN REACTORS: HEAT GENERATION, ISOTOPIC AND ELEMENTAL COMPOSITION OF FUEL

Alexander G. Parkhomov, Sergey N. Zabavin, Timur R. Timerbulatov
Experimental-design laboratory "K.I.T."
Moscow 121108, Russian Federation
alexparh@mail.ru, sergeyzabavin@gmail.com, konfi1@konfi.ru

Kirill A. Alabin, Stepan N. Andreev
Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, http://www.gpi.ru
Moscow 119991, Russian Federation
alabin.kirill@gmail.com, naukagpi@yandex.ru,

Alexander G. Sobolev
Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, http://www.lebedev.ru
Moscow 119991, Russian Federation
asob09@gmail.com

Abstract. **At the interaction of hydrogen with a number of metals, including Nickel, are observed not only mechanical and chemical changes, but also such extraordinary phenomena as the anomalously large heat generation and the change in isotopic and elemental composition. An overview of experiments that explore these phenomena is presented. Also the results of analysis of the isotopic and elemental composition of the fuel and substances near the active zone of nickel-hydrogen reactors before and after work with the production of excess energy to 790 MJ are presented. Reliable changes in the isotopic composition of nickel and lithium are not detected. A significant increase in the concentration of impurities of a number of nuclides discovered, not only in fuel but also in structural elements adjacent to the active zones of reactors.**

Keywords: **hydrogen, nickel, heat generation, isotopic composition, radiation**

UDC 53.043

Bibliography – 30 references *Received 19.06.2017*

RENSIT, 2017, 9(1):74-93 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.074**

Памяти Александра Дидыка

МНОГОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В КОНДЕНСИРОВАННОМ ГЕЛИИ

Мышинский Г.В.

Объединенный институт ядерных исследований, http://www.jinr.ru/

Дубна, Московская область 141980, Российская Федерация

Поступила 25.04.2017

Представлена действительным членом РАЕН А.А. Рухадзе

После многочасовых облучений конденсированного гелия при давлениях 1.1 и 3 кбар тормозными гамма квантами с максимальной энергией 10 МэВ в объеме реакционной камеры обнаружены "посторонние" химические элементы, отсутствующие в ней до начала облучений. Для объяснения появления синтезированных элементов предложен новый механизм: многоядерные реакции. Эти реакции протекают благодаря созданию ядерных молекул, которые состоят из нескольких ядер гелия. Ядерные молекулы образуются, посредством слияния нескольких атомов ортогелия. Предлагается провести эксперименты, нацеленные на регистрацию многоядерных реакций путем пропускания электрических разрядов через гелий или через смесь гелия с водородом при давлении в несколько бар.

Ключевые слова: **ядерная наука в конденсированной среде, низкоэнергетическая трансмутация, многоядерные реакции, ядерные молекулы, Бозе-конденсат.**

PACS: 03.75.MN; 03.75.NT; 25.70.JJ; 31.15.XG

Содержание

1. **Введение (94)**
2. **Эксперименты по синтезу химических элементов в гелии (95)**
3. **Многоядерные реакции (96)**
4. **Образование трансмолекул. Электронный Бозе-конденсат (99)**
5. **Ядерные процессы в ионизированном гелии (101)**
6. **Заключение (103)**

Литература (103)

1. ВВЕДЕНИЕ

Феноменологическая модель низкоэнергетических ядерных реакций предполагает, что в них происходит слияние многих атомных ядер в одно общее образование и последующий распад этого образования на многие ядра [1-3]. Такая модель подразумевает, что для осуществления этих реакций в возбужденной, конденсированной среде должны возникнуть некоторые локальные области – "капсулы", содержащие внутри себя большое количество атомов [4]. Внутри этих "капсул" изменяются условия протекания физических процессов и структуры атомов и ядер. При этом не важно, каким методом происходит возбуждение среды и создание в ней "капсул": то ли это электронный взрыв или электроразряд, кавитация или электролиз, химическая реакция или биохимическая реакция, или радиация.

В многочисленных работах, выполненных Дидыком А.Ю. и др. в Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) им. Г.Н. Флёрова ОИЯИ [5-12, более 40 статей], проводились многочасовые облучения тормозными гамма квантами с максимальной энергией $E_{мах}$ = 10 МэВ и $E_{мах}$ = 23 МэВ металлических образцов в атмосфере газообразного дейтерия, водорода или гелия при давлениях сотни-тысячи бар. При таких давлениях плотность атомов газов сравнима с плотностью атомов в твердом теле и жидкостях. Поэтому, далее, употребляется термин – конденсированный газ. Такие же исследования были выполнены в камерах с конденсированными чистыми газами: водородом, гелием [8-11] и ксеноном [12] при облучении их гамма квантами с $E_{мах}$ = 10 МэВ.

Во всех экспериментах после окончания облучений в реакционных камерах были обнаружены "посторонние" химические элементы, отсутствующие в них до начала

облучений. Диапазон "посторонних" элементов простирается от водорода до висмута. В этой статье приводятся результаты экспериментов по синтезу химических элементов под действием тормозного излучения с $E_{мах}$ = 10 МэВ в конденсированном гелии ^{4}He (99,999) при двух давлениях: 1.1 кбар и 3.05 кбар. Для объяснения появления в экспериментах "посторонних" химических элементов привлечен новый механизм: многоядерные реакции.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СИНТЕЗУ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ГЕЛИИ

Камера высокого давления гелия (HeHPC) изображена на **рис. 1**. Корпус камеры (3) и входное, уплотняющее окно (2) были изготовлены из бериллиевой бронзы. В корпус камеры вставлялись вкладыш (6) и втулка (7), изготовленные из чистой меди – 99.9%. Внутренние размеры камеры, заполненной гелием (5), составляли: длина – 15 мм, диаметр – 8 мм, объем – 0.75 см^3. Давление гелия после заполнения им HeHPC перед началом облучения контролировалось с помощью тензодатчика (8) в течение нескольких недель.

Облучение HeHPC проводилось тормозными гамма квантами (1) с максимальной энергий 10 МэВ на ускорителе электронов МТ-25 ЛЯР ОИЯИ. Ток электронов на вольфрамовом конвекторе-диске диаметром 40 мм и толщиной 2.5 мм, преобразующим поток электронов в гамма кванты, составлял (1-1.5)·10^{14} с$^{-1}$. Диаметр пучка электронов 6-7 мм. Расходимость пучка гамма квантов на полувысоте интенсивности составляла по горизонтали 10°±1° и 8°±1° по вертикали. За конвектором, вплотную располагался поглотитель электронов толщиной

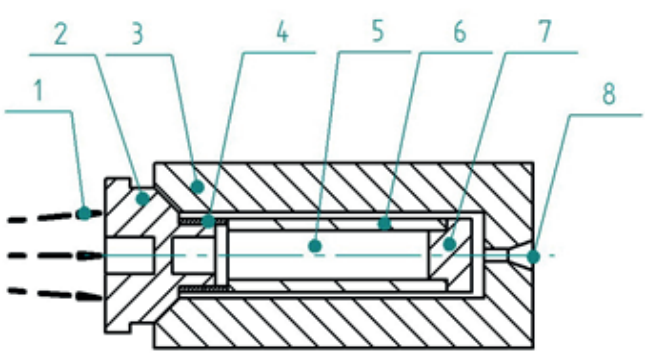


Рис. 1. *Камера высокого давления HeHPC.*

Таблица 1

Параметры облучений

№	P, кбар	ΔP, бар	ρ, ат/см^3	T, с ·10^{-5}	I, с$^{-1}$ ·10^{-14}
1	1.1	666	1.5·10^{22}	1.02	1.2-1.5
2	3.05	63	2.6·10^{22}	1.0	1-1.2

25 мм, изготовленный из дюраля алюминия Д16Т. Облучение проводилось по 7-8 часов в день. В **табл. 1** представлены параметры облучений [8-11]: № – номер эксперимента; *P* – давление гелия в начале облучения; Δ*P* – разница давления гелия в начале и в конце облучения; *T* – время облучения; *I* – ток электронов.

После окончания облучений гелий выпускался из HeHPC в окружающую среду и камера вскрывалась. Наиболее впечатляющем результатом в первом эксперименте при давлении 1.1 кбар было обнаружение во внутренней части HeHPC тонких, цилиндрических, черных фольг значительных размеров (4). Фольги (**рис. 2**) преимущественно состояли из углерода и оставляли на бумаге маслянистые следы. Последнее говорит о присутствие на фольгах жидких масел в виде углеводородов и о синтезе водорода.

Во втором эксперименте при давлении 3.05 кбар углеродных фольг не обнаружено. Предположительно, это связано с небольшим падением давления в камере в процессе облучения: во втором эксперименте оно составило 63 бар, а в первом – 666 бар (табл. 1). С помощью методов растровой электронной микроскопии (РЭМ) и рентгеновского микрозондового анализа (РМЗА) исследовался элементный состав: входного окна из бериллиевой бронзы, аномальных структур и микрочастиц (объектов),

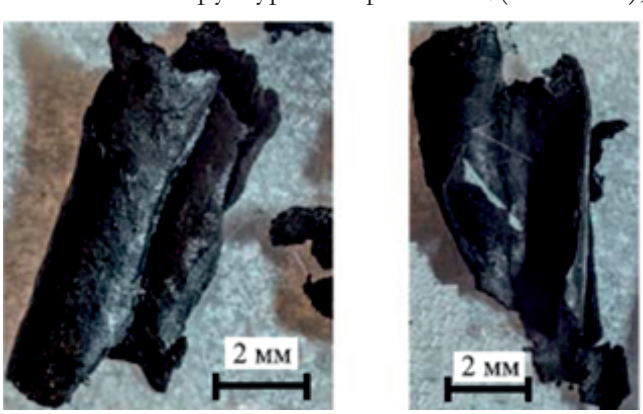


Рис. 2. *Фотографии черных фольг.*

образовавшихся в результате облучений на внутренних поверхностях вкладышей, втулок. Все исследования РЭМ и РМЗА проводились в двух независимых сертифицированных лабораториях: в аналитическом центре НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ и в ФГБНУ "Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий". РМЗА полученных структур и микрочастиц проводился при площади возбуждения электронным лучом ~ 1-4 мкм^2. В отдельных случаях объект исследования сканировался электронным лучом микроскопа вдоль определенной полосы, по длине которой получалось несколько рентгеновских спектров.

На **рис. 3** и **4** представлены усредненные концентрации элементов K в атомных процентах в экспериментах с давлением гелия 1.1 кбар и 3 кбар в зависимости от заряда ядра Z. В случае 1.1 кбар усреднение проводилось по 11 измерениям разных объектов [8-10], в случае 3 кбар усреднение проводилось по 17 измерениям разных объектов [11]. При сравнении рисунков видно, что набор элементов в первом эксперименте с давлением 1.1 кбар богаче, чем во втором эксперименте с давлением 3 кбар. Общим для обоих распределений по химическим элементам является наличие группы легких элементов от углерода $_6$C до цинка $_{30}$Zn. Наряду с легкими химическими элементами, в первом эксперименте обнаружены: мышьяк $_{33}$As, олово $_{50}$Sn, теллур $_{52}$Te, барий $_{56}$Ba, тантал $_{73}$Ta и свинец $_{82}$Pb. Во втором эксперименте эти химические элементы не обнаружены. С зарядом ядра Z > 30 присутствует только один элемент – серебро $_{47}$Ag. По-видимому, это отличие также

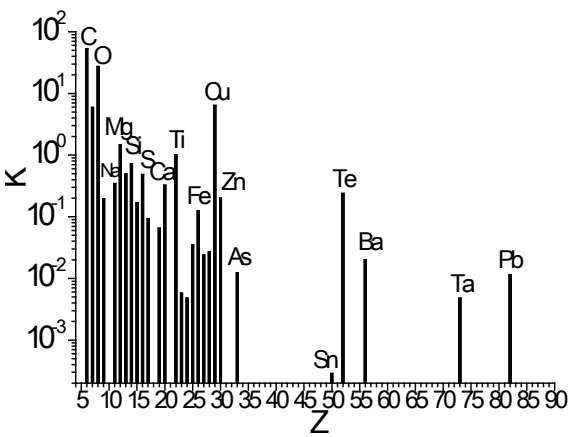


Рис. 3. *Концентрации элементов с P = 1.1 кбар.*

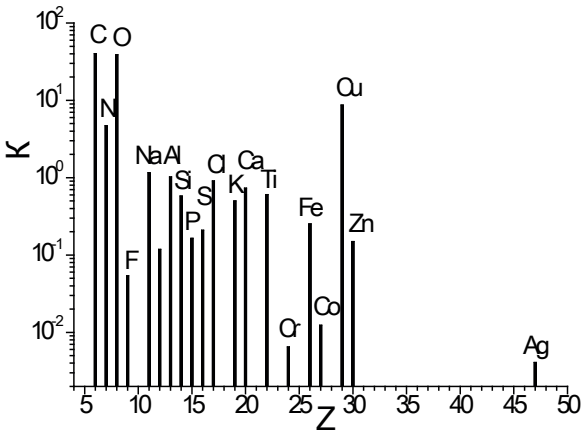


Рис. 4. *Концентрации элементов с P = 3 кбар.*

связано с небольшим падением давления в камере в процессе облучения во втором эксперименте 3 кбар.

Из фактов наличия углеродных фольг и производства химических элементов с Z > 30 в эксперименте с давлением 1.1 кбар и, практически, их отсутствия в эксперименте с давлением 3 кбар можно предположить, что скорость реакций синтеза химических элементов зависит от давления гелия. Реакции синтеза идут интенсивнее при давлении 1.1 кбар, чем при давлении 3 кбар. По-видимому, имеется оптимальная величина давления газа, при которой скорость реакций, при прочих равных условиях, является максимальной.

3. МНОГОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

На **рис. 5** представлена усредненная концентрация химических элементов, сделанная по пяти измерениям (черные точки). Два измерения были сделаны на углеродной фольге и три измерения на микрочастицах [9, табл. 3, 4]. Этот рисунок был построен и проанализирован первым наряду с

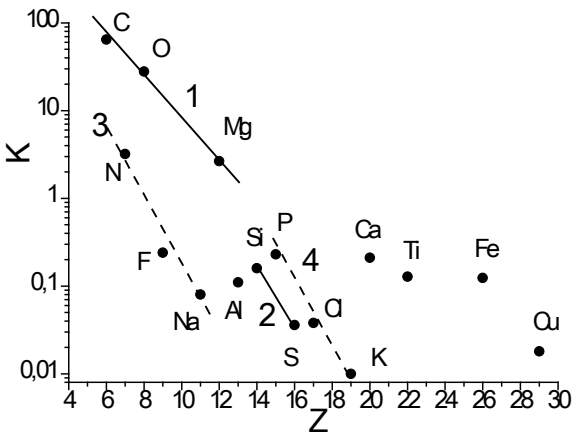


Рис. 5. *Концентрация элементов по пяти измерениям.*

представленными рисунками 3 и 4. Обращают на себя внимание группы элементов. Через точки во всех этих группах можно провести прямые линии. На рис. 5 линии этих групп пронумерованы. Первая и вторая – это группы химических элементов четные по заряду ядер. В их состав входят элементы: углерод-кислород-магний и кремний-сера. Третья и четвертая – это группы химических элементов нечетные по заряду ядер. В них входят элементы: азот-фтор-натрий и фосфор-хлор-калий.

Поскольку элементы в группах отстают друг от друга на заряд кратный двум, т.е. на ядро гелия ${}^{4}_{2}He$, то можно предположить, что в конденсированном гелии под воздействием гамма квантов протекают многоядерные реакции.

Действительно, появление четных химических элементов ${}^{N}_{Z}A$ можно представить как результат слияния в компаунд (n – 1) ядер гелия из общего образования, состоящего из "n" ядер гелия, с одновременным испусканием одного ядра гелия:

$$n \cdot {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{4(n-1)}_{2(n-1)}A + {}^{4}_{2}He + Q.$$

Появление нечетных химических элементов ${}^{N}_{Z}B$ можно представить как результат слияния в компаунд "n" ядер гелия, но с испусканием протона:

$$n \cdot {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{4n-1}_{2n-1}B + p + Q,$$

где Q – энергия, выделяющаяся в результате реакции. Общее образование, сформированное из отдельных ядер гелия, является ядерной молекулой – трансмолекулой [4]. Предполагается, что трансмолекула, состоящая из ядер гелия, обязана своему существованию ядерным и электромагнитным взаимодействиям. Реакция с вылетом гелия из трансмолекулы будет иметь большее сечение, чем реакция с испусканием протона, поскольку вылетающее ядро гелия не участвует в процессе слияния. Вероятность образования трансмолекул экспоненциально уменьшается с увеличением количества ядер гелия в их составе (**рис. 6**, зеленая линия). Если при слиянии ядер гелия в компаунд сохраняются отношения сечения с вылетом гелия к сечению с вылетом протона, то выходы соответствующих этим сечениям продуктов

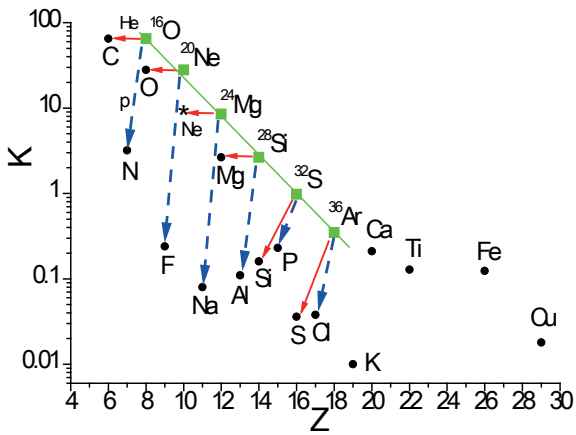


Рис. 6. *Трансформация трансмолекул ($n \cdot {}^{4}He$) с испусканием гелия или протона.*

также должны экспоненциально уменьшаться. Такое поведение в выходах продуктов можно наблюдать на рис. 5, линии 1-4. На рис. 6 стрелками схематически изображены реакции трансформации трансмолекул от ${}^{16}O$ до ${}^{36}Ar$ с вылетом гелия (сплошная стрелка) или протона (пунктирная стрелка). Трансмолекула – "кислород ${}^{16}_{8}O$", состоящая из четырех ядер гелия, трансформируется в углерод ${}^{12}_{6}C$ с вылетом гелия или в азот ${}^{15}_{7}N$ с вылетом протона. Трансмолекула – "неон ${}^{20}_{10}Ne$", состоящая из пяти ядер гелия, трансформируется в кислород ${}^{16}_{8}O$ с вылетом гелия или во фтор ${}^{19}_{9}F$ с вылетом протона и так далее. При слиянии ядер гелия в компаунд он может испарить нейтроны. Для выходов конечных продуктов испарение нейтрона и последующий β^{+}-распад компаунда эквивалентны эмиссии из него протона. Начиная с трансмолекулы "неона ${}^{20}_{10}Ne$", становятся возможны реакции с образованием двух и более фрагментов, например: $5 \cdot {}^{4}He \rightarrow {}^{12}C + 2 \cdot {}^{4}He$ и $6 \cdot {}^{4}He \rightarrow {}^{12}C + {}^{12}C$.

Ядерная трансмолекула формируется за счет последовательного захвата ядер ортогелия или других трансмолекул. Средние расстояния между атомами гелия при температуре 300 К, давлении 1 кбар и 3 кбар составляют $4.1 \cdot 10^{-10}$ м и $3.4 \cdot 10^{-10}$ м, а среднее время между столкновениями атомов гелия ~ $3 \cdot 10^{-13}$ с. Поэтому, трансмолекула является устойчивым образованием в масштабе ядерного времени 10^{-20-22} с. Следует предположить, что в ядерной трансмолекуле сосуществуют в "равновесии" ядерные силы, связывающие ее

ядра, и кулоновские силы отталкивания, не дающие ядрам моментально слиться.

В **табл. 2** даны характеристики многоядерных реакций. № – номер строки. Во втором столбце представлены продукты реакций – ·изотопы элементов, получающиеся в реакциях. В скобках дано содержание соответствующего изотопа в естественной смеси. Изотопы со знаком плюс A^+ – это β^+-радиоактивные изотопы, испускающие позитроны e^+. Там же дается время жизни изотопа. В третьем столбце представлена многоядерная реакция через образование трансмолекулы $n\cdot{}^4He$. В четвертом столбце дана ядерная энергия связи ($\mathcal{E}$) продуктов реакции. В пятом столбце дана рассчитанная энергия (Q), выделяющаяся в реакции. В шестом столбце указана энергия отдачи (q) для гелия, протона и нейтрона.

Таблица 2

Многоядерные реакции в гелии

№	Продукт реакции	Реакция $n\cdot{}^4He$	$\mathcal{E}$, кэВ	Q, кэВ	q, кэВ
1	^7Li (92.5%)	$2\cdot{}^4He$ - p	39245	-17347	
2	^8Be	$2\cdot{}^4He$ - eγ	56500	-92	
3	^9Be	$3\cdot{}^4He$ - ^3He	58165	-19004	
4	^{11}B (80.0%)	$3\cdot{}^4He$ - p	76205	-8682	
5	^{11}C+ 20.4 m	$3\cdot{}^4He$ - n	73440	-11447	
6	^{12}C (98.9%)	$3\cdot{}^4He$ - eγ	92162	7275	
7	^{12}C	$4\cdot{}^4He$ - ^4He	92162	7275	5 456
8	^{15}N (0.37%)	$4\cdot{}^4He$ - p	115492	2309	2 165
9	^{15}O+ 2 m	$4\cdot{}^4He$ - n	111956	1227	1 150
10	^{16}O (99.8%)	$5\cdot{}^4He$ - ^4He	127619	14437	11 549
11	^{19}F	$5\cdot{}^4He$ - p	147801	6323	6 007
12	^{19}Ne+ 17 s	$5\cdot{}^4He$ - n	143781	2302	2 187
13	^{20}Ne(90.5%)	$6\cdot{}^4He$ - ^4He	160645	19166	15 972
14	^{23}Na	$6\cdot{}^4He$ - p	186564	16790	16 090
15	^{23}Mg+ 11 s	$6\cdot{}^4He$ - n	181725	11951	11 453
16	^{24}Mg(79.0%)	$7\cdot{}^4He$ - ^4He	198257	**28483**	**24 922**
17	^{27}Al	$7\cdot{}^4He$ - p	224952	26882	25 922
18	^{27}Si+ 4 s	$7\cdot{}^4He$ - n	219357	21287	20 527
19	^{28}Si(92.23%)	$8\cdot{}^4He$ - ^4He	236537	38467	34 193
20	^{31}P	$8\cdot{}^4He$ - p	262917	36551	35 409
21	^{31}S+ 2.6 s	$8\cdot{}^4He$ - n	256738	30373	29 424
22	^{32}S (95.02%)	$9\cdot{}^4He$ - ^4He	271781	45415	40 369
23	^{35}Cl (75.8%)	$9\cdot{}^4He$ - p	298290	43549	42 339
24	^{35}Ar+ 1.8 s	$9\cdot{}^4He$ - n	291462	36801	35 779
25	^{36}Ar (0.34%)	$10\cdot{}^4He$ -^4He	306716	52055	46 849
26	^{39}K(93.26%)	$10\cdot{}^4He$ - p	333724	50767	49 498
27	^{39}Ca+ 0.9 s	$10\cdot{}^4He$ - n	326411	43454	42 367

Из табл. 2 видно, что химические элементы: литий, бериллий, бор не производятся в простых реакциях с вылетом гелия-3 и протона, т.к. $Q < 0$. Эти элементы начинают появляться в паре с радиоактивными изотопами азота, кислорода, фтора и др., начиная с реакций с участием пяти и шести ядер гелия. Такие реакции требуют существенной перестройки компаунда, образованного путем слияния всех ядер гелия в трансмолекуле. Поэтому сечения этих реакций подавлены.

В табл. 2 следует обратить внимание на реакции, прописанные в строчках 2 и 6. Трансмолекулы, состоящие из двух и трех ядер гелия, могут быть относительно стабильными. В первом случае стабильность трансмолекулы ^8Be определяется, прежде всего, невозможностью слияния двух ядер гелия по энергетической причине $Q < 0$. Во втором случае, несмотря на то, что энергия связи углерода ^{12}C = 92161.7 кэВ больше, чем сумма энергий связи трех ядер гелия $3\cdot{}^4He$ = 84887 кэВ на величину ~ 7274.7 кэВ, реакция $3\cdot{}^4He \rightarrow {}^{12}C + 6\cdot e^-$ подавлена. Это связано с заторможенностью в перераспределении выделенной энергии за счет только электромагнитного взаимодействия между углеродом и шестью атомными электронами [13]. Шесть электронов связаны в Бозе-конденсат. Энергия их связи составляет ~ 3 кэВ. Кроме указанной реакции, может иметь место реакция: $3\cdot{}^4He \rightarrow {}^{12}C + 6\cdot e^- + \gamma$. Гамма квант с энергией 4438 кэВ в этой реакции появляется в результате распада возбужденного состояния углерода ^{12}C.

Посмотрим на строчку 16 табл. 2. Энергия связи ядра гелия ^4He – 28295.6745 кэВ меньше, чем энергия, выделяющаяся в реакции: $7\cdot{}^4He(^{28}Si) \rightarrow {}^{24}Mg + {}^4He$ + 28483 кэВ, но она больше, чем энергия отдачи ^4He – 24922 кэВ. Таким образом, энергии реакции не хватает, чтобы разрушить вылетевшее ядро гелия ^4He. Поэтому, точка магния Mg на рис. 5 ещё остаётся на линии 1. Однако, сечение реакции с вылетом протона возрастает $7\cdot{}^4He(^{28}Si) \rightarrow {}^{27}Al + p$ + 26882 кэВ и точка алюминия Al смещается с линии 3 вверх на рис. 5.

В строчке 19 табл. 2 в реакции: $8\cdot{}^{4}He({}^{32}S) \rightarrow {}^{28}Si + {}^{4}He + 38467.2$ кэВ, выделяющаяся энергия и энергия отдачи ^{4}He уже больше, чем энергия связи ядра гелия ^{4}He. Поэтому, преимущественно идет реакция с вылетом протона и образованием фосфора P. Реакция с вылетом гелия и образованием кремния Si подавлена, точка Si на рис. 5 смещается с линии 1 вниз. То же происходит в случае реакции с девятью ядрами гелия $9\cdot{}^{4}He({}^{36}Ar)$ с образованием серы S и хлора Cl. В измененных условиях, когда реакции с вылетом гелия подавлены, в сечениях реакций появляется новая систематика. Она выражается в том, что величины выходов химических элементов в реакциях начинают размещаться на других линиях 2·(Si-S) и 4·(P-Cl-K) (рис. 5).

Наработка химических элементов после хлора с Z > 19 (рис. 5), по-видимому, определяется вторичными процессами. В этих процессах, в многоядерных взаимодействиях участвуют преобразованные атомы (трансатомы [15]) химических элементов, полученных в предыдущих реакциях. Следует обратить внимание на 100-процентную наработку в многоядерных реакциях ^{15}N и ^{36}Ar, строчки 8 и 25 табл. 2. В естественной смеси их присутствие составляет 0.37% и 0.34%. Поэтому, в анализах по массам преимущественная регистрация изотопов ^{15}N и ^{36}Ar будет свидетельствовать о протекании в конденсированном гелии многоядерных реакций.

4. ОБРАЗОВАНИЕ ТРАНСМОЛЕКУЛ. ЭЛЕКТРОННЫЙ БОЗЕ-КОНДЕНСАТ

Для того, чтобы ядра гелия образовали трансмолекулу, необходимо, чтобы атомы гелия превратились в трансатомы гелия (**рис. 7**). Атомы гелия являются уникальными атомами для такого превращения. Известно, что атомы гелия имеют два устойчивых, основных состояния:

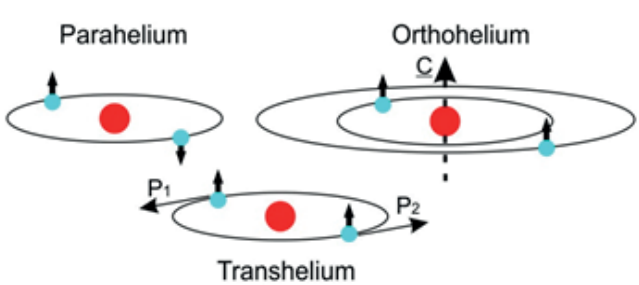


Рис. 7. *Основные состояния атома гелия.*

парагелий $1^{1}S_{0}$ и ортогелий $2^{3}S_{1}$. Возможность существования ортогелия [14] и трансгелия [15] обязаны обменному взаимодействию, связанному с неразличимостью электронов (принцип тождественности). Обменное взаимодействие характеризуется величиной обменной энергии ("A"). В отличие от электростатической энергии "C" вклад обменной энергии в полную энергию системы может иметь разный знак в зависимости от того, симметрична или антисимметрична спиновая часть волновой функции. Поправка ΔE к полной энергии системы (1), связанная с взаимодействием электронов, определяется по теории возмущения и равна:

$$\Delta E = C \pm A, \qquad (1)$$

где знак "+" относится к антисимметричному ↑↓ спиновому состоянию S = 0, а знак "–" относится к симметричному ↑↑ спиновому состоянию S = 1. В атоме энергия кулоновского отталкивания электронов "C" и обменная энергия "A" (обменный интеграл) положительны. Поэтому, благодаря обменной энергии, в атоме гелия существуют как силы притяжения между электронами (ортогелий), так и силы отталкивания (1). У парагелия спины электронов антипараллельны ↑↓, у ортогелия они параллельны ↑↑ (рис. 7). В отличие от парагелия, согласно принципу Паули, электроны у ортогелия не могут находиться одновременно в одном и том же состоянии. Поэтому у ортогелия электроны находятся в разных состояниях, на разных энергетических уровнях (рис. 7). Основные состояния у парагелия и ортогелия отличаются на 19.77 эВ. Линии парагелия – синглеты (S = 0), а линии ортогелия – триплеты (S = 1). Характеристические линии в оптическом спектре имеют длины волн у парагелия 501.6 нм, у ортогелия 587.6 нм. Переход с излучением двух фотонов $2^{3}S_{1} \rightarrow 1^{1}S_{0} + 2\gamma$ между орто- и парагелием сильно подавлен и имеет время жизни $2.5\cdot10^{8}$ с. Однофотонный, магнитно-дипольный распад $2^{3}S_{1}$-состояния имеет время жизни $8\cdot10^{3}$ с. Однако возможны безизлучательные переходы при взаимодействии ортогелия с налетающим электроном или другим атомом.

Ортогелий, в отличие от парагелия, обладает сильным магнитным полем, поскольку магнитные моменты его электронов всегда параллельны. Радиус орбитали R_{1} первого электрона в ортогелии

(или в атоме парагелия) равен $3.1\cdot10^{-11}$ м, радиус орбитали R_2 второго электрона ортогелия равен $8.76\cdot10^{-11}$ м. Магнитный момент электрона $\boldsymbol{\mu}_e$ создает магнитное поле с вектором магнитной индукции $\mathbf{B}_\mu$ равным [16]:

$$\mathbf{B}_\mu = \mu_0 \frac{3\mathbf{n}(\boldsymbol{\mu}_e \cdot \mathbf{n}) - \boldsymbol{\mu}_e}{r^3}, \qquad (2)$$

где $\mu_0 = 1.26\cdot10^{-6}$ Гн/м – магнитная постоянная, $\mu_e = 9.29\cdot10^{-24}$ Дж/Тл $= 5.79\cdot10^{-5}$ эВ/Тл, r – расстояние от электрона до точки, в которой определяется поле, $\mathbf{n}$ – единичный вектор в направлении r. В центре атома ортогелия, в области ядра магнитное поле $\mathbf{B_0}$ рассчитывается по формуле (2): $\mathbf{B_0} = -\mu_0\boldsymbol{\mu}_e/R_1^3 - \mu_0\boldsymbol{\mu}_e/R_2^3 = -393 - 17 = -410$ Тл. Знак минус означает, что в центре атома магнитное поле направлено в сторону, противоположную направлению магнитных моментов электронов. Магнитное поле в точке, расположенной на оси C (рис. 7) на расстоянии R_2 от ядра, $B_{R2} \sim 70$ Тл и направлено параллельно магнитным моментам электронов $\boldsymbol{\mu}_e$. Ось C восстановлена перпендикулярно электронным орбиталям и проходит через центр атома. На расстоянии $c^2 \gg R_2^2$ на оси C вектор магнитной индукции для ортогелия из выражения (2) равен $\mathbf{B}_C = \frac{4\mu_0\boldsymbol{\mu}_e}{c^3}$ и параллелен $\boldsymbol{\mu}_e$. Следовательно, два атома ортогелия притягиваются друг к другу с магнитной самофокусировкой по оси C. Энергия магнитного взаимодействия для них вдоль оси C равна $E_\mu = 4\mu_e\cdot B_C$. На расстоянии R_2 энергия магнитного взаимодействия равна ~ 0.016 эВ. По мере сближения двух атомов ортогелия энергия их взаимодействия будет увеличиваться.

С уменьшением расстояния между атомами ортогелия движение электронов в одном ортогелии будет за счет электромагнитного взаимодействия синхронизироваться с движением электронов во втором ортогелии. Такая синхронизация приводит к тому, что у атомов ортогелия как внутренние, так и внешние электроны будут находиться на орбиталях в диаметрально противоположных позициях (**рис. 8**). Вследствие этого, суммы импульсов отдельно внешних и отдельно внутренних электронов равны нулю $\mathbf{P_1} = -\mathbf{P_2}$ (рис. 7), что является одним из условий спаривания электронов. Более того, в результате возникающего дополнительного, притягивающего обменного взаимодействия

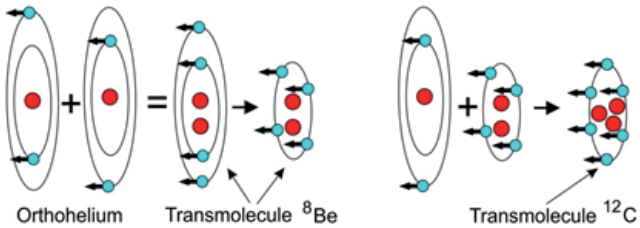


Рис. 8. *Образование трансмолекул ^{8}Be и ^{12}C.*

между электронами, принадлежащими разным атомам ортогелия, и под действием сильного магнитного поля, эти электроны попарно образуют связанные в бозон куперовские пары с $\mathbf{S} = 1$ (рис. 8). Эти электронные бозоны являются общими для двух ядер гелия. Таким образом, у возбужденной, ядерной трансмолекулы "бериллия ^{8}Be" одна куперовская пара электронов находится на внешней орбитали, а вторая куперовская пара на внутренней орбитали (рис. 8). Поскольку внешняя пара является бозоном, она сразу переходит в основное состояние, испуская при этом два фотона. Следовательно, вокруг трансмолекулы создается электронный Бозе-конденсат. Радиус трансмолекулы "бериллия ^{8}Be" $R_{Be} = 1.32\cdot10^{-11}$ м. Магнитные поля: в центре $B_0 = 2\cdot10^4$ Тл, а на расстоянии $1.2\cdot R_{Be}$ от центра $B_R = 4\cdot10^3$ Тл [15].

Магнитное взаимодействие атома ортогелия и трансмолекулы "^{8}Be", а также обменное взаимодействие между их электронами приводят к преобразованию атома ортогелия в атом трансгелия (рис. 8). Радиус трансгелия $R_{He} = 2.64\cdot10^{-11}$ м, $B_0 = 1.3\cdot10^3$ Тл. Дальнейшее взаимодействие уже трансгелия с трансмолекулой "^{8}Be" ведет к образованию трансмолекулы "углерода ^{12}C". Радиус трансмолекулы "^{12}C" $R_C = 0.89\cdot10^{-11}$ м. Магнитные поля: в центре $B_0 = 10^5$ Тл, а на расстоянии $1.2\cdot R_C$ от центра $B_{Rc} = 2\cdot10^4$ Тл. Возможность существования трансмолекул обусловлена ядерными силами и сверхсильными, неоднородными магнитными полями 10^4-$3\cdot10^8$ Тл в их центрах [15].

Как отмечено в параграфе 3, трансмолекулы "^{8}Be" и "^{12}C" могут быть стабильными. Поэтому они вступают во взаимодействие как с ортогелием, трансформируя его в трансгелий, так и между собой. Результатом таких взаимодействий является образование других, более тяжелых ядерных трансмолекул. На **рис. 9** показаны разные комбинации, состоящие из атомов ортогелия, трансмолекул "^{8}Be" и "^{12}C", которые

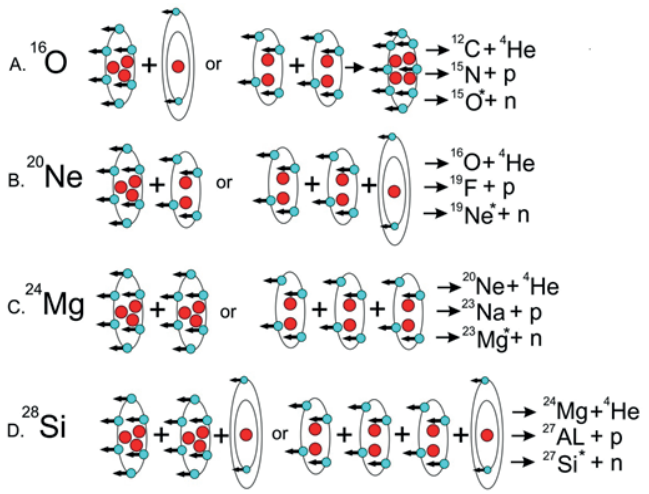


Рис. 9. *Образование и распад трансмолекул.*

приводят к образованию: A – трансмолекулы "кислорода ^{16}O"; B – трансмолекулы "неона ^{20}Ne"; C – трансмолекулы "магния ^{24}Mg" и D – трансмолекулы "кремния ^{28}Si". Например, трансмолекулу "^{16}O" можно получить в комбинации трансмолекулы "^{12}C" с ортогелием или в комбинации с двумя трансмолекулами "^{8}Be". Стрелками справа (рис. 9) указаны изотопы химических элементов, получающиеся в результате многоядерных реакций с испусканием ядра гелия ^{4}He, протона *p* и нейтрона *n* (табл. 2).

Таким образом, создание трансмолекул зависит от сечения образования ортогелия и от его объемной плотности. После возникновения трансмолекул многоядерные реакции протекают автоматически. Следовательно, величина сечений многоядерных реакций сравнивается с величиной сечений атомных процессов!

5. ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ИОНИЗИРОВАННОМ ГЕЛИИ

Из предыдущих параграфов становится очевидным, что гамма кванты не участвуют в многоядерных реакциях. Они просто ионизируют атомы гелия. Потенциал ионизации атома гелия равен 24.59 эВ. При рекомбинации – захвате свободных электронов ионами гелия, образуется смесь из двух "газов" парагелия и ортогелия. Так как плотность уровней у ортогелия в три раза больше, чем у парагелия, то вероятность образования ортогелия в процессе рекомбинации ионов также должна быть в три раза больше. Плотность ортогелия должна быть такой, чтобы магнитные силы притяжения между ними приводили к образованию трансмолекул. Это достигается тем, что, во-первых, в конденсированном гелии расстояния между его атомами невелики $(3\text{-}4)\cdot 10^{-10}$ м, а, во-вторых, порожденные интенсивными потоками гамма квантов комптоновские электроны с большой энергией отдачи создают в гелии "плазменные треки" с высокой плотностью ионов и электронов внутри них.

Чем больше плотность ионов, тем больше плотность ортогелия. Чем больше плотность электронов, тем интенсивнее безизлучательные переходы ортогелия в парагелий. Тем самым, имеется два противоположных процесса. Таким образом, при данной электронной плотности удельной ионизации, по-видимому, имеется оптимальная плотность, давление конденсированного гелия, при которой плотность ортогелия максимальна.

В конденсированных газах "плазменный трек" является той "капсулой", внутри которой изменяются условия протекания физических процессов и структуры атомов и ядер. Использование интенсивных потоков гамма квантов оказывается наиболее подходящим способом для ионизации конденсированного гелия, в силу их высокой проникающей способности через толстые стенки реакционной камеры. Другие радиационные излучения, в совокупности с высокой ионизацией, такой проникающей способностью не обладают. Отметим, что продукты многоядерных реакций: фрагменты, альфа-частицы и протоны имеют более высокую плотность удельной ионизации, чем электроны. Поэтому, они, в свою очередь, порождают вдоль своих треков плазму более плотную, чем электроны. Возможно, тем самым, создаются условия для цепной реакции.

Поскольку многоядерные реакции связаны с ионизацией гелия, следует попытаться зарегистрировать ядерные излучения, например: гамма кванты, пропуская через гелий обычные электрические разряды при давлениях гелия до несколько бар.

Как указывалось в параграфе 3, при слиянии трех ядер гелия в трансмолекуле "^{12}C" может протекать реакция: $3\cdot{}^{4}\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + 6\cdot e^{-} + \gamma$. Гамма квант с энергией 4438 кэВ в этой реакции излучается в результате распада возбужденного состояния углерода ^{12}C. Гамма квант с такой же

энергией может появиться в результате реакции: $4\cdot{}^4He \rightarrow {}^{12}C + {}^4He + \gamma$. В многоядерных реакциях с испарением нейтрона (табл. 2) образуются β^+-радиоактивные изотопы, испускающие позитроны e^+. В результате аннигиляции позитрона с электроном излучаются два гамма кванта каждый с энергией 511 кэВ.

Следует попытаться зарегистрировать указанные выше гамма кванты при облучении гелия мощным альфа- или бета источником, помещенным внутрь газовой камеры с давлением ~ 1 кбар.

Нельзя исключить, что в экспериментах [17], проводимых в пятидесятые годы прошлого века под руководством Курчатова И.В., и исследующих возможность запуска термоядерных реакций в газовой среде водорода, дейтерия, гелия и их смеси, появление нейтронов и мощного рентгеновского излучения в диапазоне энергий 300-400 кэВ связано с многоядерными процессами. Плазму не надо, даже вредно разогревать.

Естественно, атомы синтезированных химических элементов при их возбуждении электрическими разрядами будут излучать характеристическое излучение в оптическом диапазоне. По этой причине вызывают интерес эксперименты, ставящие своей целью зарегистрировать характеристическое, оптическое излучение как продуктов ядерных реакций, так и, что еще интереснее, трансмолекул.

Все электроны в четных по заряду, легких трансмолекулах связаны в бозоны и имеют энергию связи в трансмолекуле и энергию переходов между возбужденными уровнями в сотни электрон-вольт [15]. Поэтому было бы интересно исследовать нечетные по заряду трансмолекулы, у которых только один электрон не связан в бозон. Возможно, такую трансмолекулу можно получить в смеси водорода и гелия. Действительно, образовавшиеся в результате электрических разрядов трансмолекулы "бериллия ${}^8Be$" и "углерода ${}^{12}C$" могут соединиться за счет магнитного притяжения и сильных центральных магнитных полей с атомом протия и его ядром (протоном), создав тем самым нечетную трансмолекулу. Магнитные поля атома протия (водорода): в центре B_0 = 79 Тл, а на расстоянии $1.2\cdot R_H$ от центра B_{RH} = 16 Тл. В случае присоединения протона к трансмолекуле "${}^8Be$" образуется трансмолекула "бора ${}^9B$". При присоединении протона к трансмолекуле "${}^{12}C$" образуется трансмолекула "азота ${}^{13}N$". Трансмолекула "азота ${}^{13}N$" менее устойчива, чем "${}^{12}C$". Она распадается по реакции: ${}^{13}N \rightarrow {}^{12}C + p$, возможно, с излучением гамма кванта с энергией 4438 кэВ.

Такие ядерные трансмолекулы представляют собой водородоподобные атомы с тяжелыми многоядерными образованиями в центре. Внешний электрон в них движется по орбитали в сильном магнитном поле, которое создается спаренными электронами. В приближении, когда радиусы орбиталей внешнего электрона "бора ${}^9B$" и "азота ${}^{13}N$" равны радиусу атома водорода $R_H = 5.29\cdot10^{-11}$ м, вектор магнитной индукции у трансмолекулы "${}^9B$" на R_H равен B_{RH} = 316 Тл, у трансмолекулы "${}^{13}N$" – B_{RH} = 474Тл ($\mathbf{B}_r = \frac{P_e \mu_0 \boldsymbol{\mu}_e}{r^3}$, где P_e – количество спаренных электронов [15]). По этим причинам внешние электронные орбитали у трансмолекул "${}^9B$" и "${}^{13}N$" смещаются относительно орбиталей атома водорода в соответствие с поправками для приведенных масс в постоянной Ридберга (3) и расщепляются на два подуровня, согласно формуле (4):

$$R_A = R/(1+m_e/M_A), \quad (3)$$

$$\Delta E = \pm\, \mu_e \cdot B_{RH}, \quad (4)$$

где R_A – постоянная Ридберга для атома с ядром массой M_A, R – постоянная Ридберга, m_e – масса электрона. В нашем случае M_A равна: 2 или 3 ядра ${}^4He$ плюс протон. В **табл. 3** даны основные линии серии Бальмера ($n \rightarrow 2$, n – главное квантовое число) в нанометрах, находящиеся в видимом диапазоне, для атома водорода (λH), смещенные (λ_{MA}) для трансмолекул "${}^9B$" (λ^9B) и

Таблица 3

Линии Бальмера для трансмолекул 9B, 13N

	H_α 3→2	H_β 4→2	H_γ 5→2	H_δ 6→2	H_ε 7→2	H_ζ 8→2
λH	656.279	486.133	434.047	410.174	397.007	388.9
λ^9B	655.961	485.898	433.837	409.976	396.815	388.7
λn ${}^9B$	655.853 655.870 656.052 655.069	485.844 485.952	433.794 433.880	409.937 410,015	396.779 396.851	388.67 388.73
$\lambda^{13}N$	655.952	485.890	433.830	409.969	396.809	388.7
λn ${}^{13}N$	655.759 655.816 656.088 656.114	485.809 485.971	433.765 433.895	409.911 410.027	396.755 396.863	388.65 388.75

"^{13}N" (λ^{13}N) и расщепленные для трансмолекул "^{9}B" (λn^{9}B) и "^{13}N" (λn^{13}N). Смещения переходов, согласно (3), рассчитывались по формуле:

$\lambda_{MA} = \lambda_H M_H(M_A + m_e)/M_A(M_H + m_e)$, где M_H – масса протона.

Все уровни внешнего электрона трансмолекул "^{9}B" и "^{13}N" не просто смещаются, они расщепляются, согласно (4), на два состояния. Для трансмолекулы "^{9}B" расщепление основного состояния (n = 1) по энергии равно $\Delta E = \pm 1.83\cdot 10^{-2}$ эВ, для трансмолекулы "^{13}N" расщепление основного состояния равно $\Delta E = \pm 2.74\cdot 10^{-2}$ эВ (4).

Поскольку радиусы электронных орбиталей водорода $r_n = \hbar\cdot n^2/2\cdot m_e^2$, то $r_2 = 2.1\cdot 10^{-10}$ м, $r_3 = 4.8\cdot 10^{-10}$ м. Магнитные поля у трансмолекулы "бора ^{9}B" на r_2 и r_3 равны $B_{r2} = 4.91$ Тл и $B_{r3} = 0.43$ Тл, у трансмолекулы "азота ^{13}N" – $B_{r2} = 7.37$ Тл и $B_{r3} = 0.65$ Тл. Соответственно, расщепления уровней r_2 и r_3 составят для трансмолекулы "^{9}B" $\Delta E_{r2} = \pm 2.85\cdot 10^{-4}$ эВ и $\Delta E_{r3} = \pm 2.51\cdot 10^{-5}$ эВ; для трансмолекулы "^{13}N" расщепления уровней на r_2 и r_3 составят $\Delta E_{r2} = \pm 4.26\cdot 10^{-4}$ эВ и $\Delta E_{r2} = \pm 3.76\cdot 10^{-5}$ эВ. Следовательно, в спектре ($3 \rightarrow 2$) будут наблюдаться 4 линии – дублеты H_α расщепленных уровней r_2 и r_3. Поскольку на орбиталях с $n \geq 4$ магнитные поля, создаваемые спаренными электронами, незначительны, то в спектре будут наблюдаться две линии для переходов: H_β, H_γ и др. Из табл. 3 видно, что расстояния между расщепленными состояниями существенны и должны хорошо регистрироваться спектральными приборами.

Таким образом, есть относительно простые ядерные и спектральные методы, с помощью которых можно попытаться зарегистрировать в электрических разрядах протекание многоядерных реакций в гелии или смеси гелия с водородом при их давлении до несколько бар.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При облучениях конденсированного гелия при давлениях 1.1 и 3.05 кбар тормозными гамма квантами с максимальной энергией 10 МэВ, в объеме реакционной камеры обнаружены химические элементы, отсутствующие в ней до начала облучений.

Появление "посторонних" химических элементов объясняется многоядерными реакциями. Многоядерные реакции протекают благодаря образованию ядерных трансмолекул, которые состоят из нескольких ядер гелия. Первичные ядерные трансмолекулы "бериллия ^{8}Be" с электронами, попарно связанными в бозоны с S = 1, создаются путем слияния двух атомов ортогелия. Более тяжелые трансмолекулы образуются путем слияния ортогелия и менее тяжелых трансмолекул друг с другом.

Атомы ортогелия появляются в гелии в результате его ионизации гамма излучением и последующей рекомбинацией возникших ионов. Таким образом, сечение низкоэнергетических, многоядерных реакций напрямую зависит от объемной плотности ортогелия, т.е. зависит от сечений атомных процессов.

Следует провести эксперименты, нацеленные на регистрацию многоядерных реакций путем пропускания электрических разрядов через гелий или через смесь гелия с водородом при их давлении в несколько бар. В случае их регистрации, предлагается вернуться к идее производства энергии в электрических разрядах в конденсированных легких газах: водороде, дейтерии, гелии и в их смесях [17].

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuznetsov VD, Mishinsky GV, Penkov FM, Arbuzov VI, Zhemenik VI. Low energy transmutation of atomic nuclei of chemical elements. *Annales de la Fondation Louis de Broglie,* 2003, 28(2):173-214.
2. Mishinsky GV, Kuznetsov VD. Element distribution in the products of low energy transmutation. Nucleosynthesis. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 2008, 33(3-4):331-356; *Материалы 14-й Российской конф. по холодной трансмутации ядер химических элементов*, 2008, М., с. 79-97.
3. Urutskoev LI, Filippov DV. On the possibility of nuclear transformation in low-temperature plasma from the viewpoint of conservation laws. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 2004, 29(3):1187-1205.
4. Мышинский ГВ. Трансатомы – трансядра, и их свойства. *Материалы 18-й Российской*

конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов, 2012, М., с. 94-106.

5. Didyk AYu, Wiśniewski R. Nuclear reactions, induced by gamma quanta, in palladium saturated with deuterium surrounded by dense deuterium gas. *Europhys. Lett*, 2012, 99(2):22001.
6. Дидык АЮ, Вишневский Р. Результаты по облучению алюминия и гомогенного сплава YMn_2 γ-квантами с энергией 23 МэВ в атмосфере молекулярного дейтерия при давлении 2 кбар. *Письма в ЭЧАЯ*, 2014, 11, №3 (187):284-298.
7. Дидык АЮ. Ядерные реакции синтеза и деления химических элементов и образование новых структур в плотных газах H_2, D_2 и He при облучении 10 МэВ-ными γ-квантами. *Физика и химия обработки материалов*, 2015, 2:5-19.
8. Didyk AYu, Wiśniewski R and Wilczynska-Kitowska T. The carbon-based structures synthesized through nuclear reactions in helium at 1.1 kbar pressure under irradiation with braking γ-rays of 10 MeV threshold energy. *Europhys. Lett.*, 2015, 109(22001):1-6.
9. Дидык АЮ, Вишневский Р. Свойства структур на основе углерода, синтезированных в ядерных реакциях в гелии при давлении 1.1 кбар под действием облучения тормозными γ-квантами с пороговой энергией 10 МэВ. *Письма в ЭЧАЯ*, 2016, 13, №4 (202):777-792.
10. Дидык АЮ, Вишневский Р. Ядерные реакции, синтез химических элементов и новых структур в плотном гелии при давлении 1.1 кбар под действием облучения тормозными γ-квантами с пороговой энергией 10 МэВ. *Препринт Р15-2014-50*, ОИЯИ, Дубна, 2014, 40 с.
11. Дидык АЮ, Вишневский Р. Синтез новых структур и образование химических элементов в плотном гелии при давлении 3.05 кбар при облучении тормозными γ-квантами с пороговой энергией 10 МэВ. *Препринт Р15-2014-87*, ОИЯИ, Дубна, 2014, 23 с.
12. Дидык АЮ, Гульбекян ГГ, Мышинский ГВ, Сабельников АВ. Синтез микрочастиц сложного состава в камере высокого давления ксенона (550 бар) при облучении тормозным излучением с максимальной энергией 10 МэВ. *Препринт Р15-2016-19*, ОИЯИ, Дубна, 2016, 49 с.
13. Kalman P, Keszthelyi T. Lattice effect in solid state internal conversion. *Phys. Rev. C*, 2009, 79(0316026):1-4.
14. Heisenberg W. Über die Spektra von Atomsystemen mit zwei Elektronen. *Z. Phys.*, 1926, 39(7):499-518.
15. Мышинский ГВ. Магнитные поля трансатомов. Спиновый-нуклидный-электронный конденсат. *Журнал формирующихся направлений науки*, 2017, 15-16(5):6-25.
16. Ландау ЛД, Лифшиц ЕМ. *Теория поля*. М., Наука, 1973, 138 с.
17. Курчатов ИВ. О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде. *УФН*, 1956, 59(4):603-618.

Мышинский Геннадий Владимирович
научный сотрудник
Объединенный институт ядерных исследований
6, ул. Жолио-Кюри, г. Дубна, Моск. обл. 141980, Россия
mysh@jinr.ru.

MULTINUCLEAR REACTIONS IN CONDENSED HELIUM

Gennady V. Mishinsky

Joint Institute for Nuclear Research, http://www.jinr.ru/
6, str. Joliot Curie, Dubna, Moscow Region 141980, Russian Federation
mysh@jinr.ru

Abstract. **Helium high-pressure chambers filled with gaseous helium at pressures of about 1.1 and 3 kbar were irradiated by bremsstrahlung gamma rays with a maximum energy of 10 MeV during ~10^5 s. Inside the reaction chambers "extraneous" chemical elements are found which were absent prior to the onset of irradiation. To explain the appearance of synthesized elements, a new mechanism is proposed: multinuclear reactions. These reactions are due to the creation of nuclear molecules which consist of several helium nuclei. Nuclear molecules are formed by the fusion of several orthohelium atoms. It is proposed to execute experiments aimed at recording multinuclear reactions by passing electric discharges through helium or through a mixture of helium and hydrogen at a pressure of several bars.**

Keywords: **condensed matter nuclear science, low energy transmutation, multinuclear reactions, nuclear molecules, Bose–Einstein condensate**

PACS: 03.75.Mn; 03.75.Nt; 25.70.Jj; 31.15.xg

Bibliography – 17 references *Received 25.04.2017*

RENSIT, 2017, 9(1):94-105 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.094**

ПЕРЕХОД ВИСМУТА В СВИНЕЦ В ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

[1]**Балакирев В.Ф.**, [2]**Крымский В.В.**, [2]**Плотникова Н.В**.

[1]Институт металлургии УрО РАН, http://www.imet-uran.ru
г. Екатеринбург 620016, Российская Федерация
[2]Южно-Уральский государственный университет, http://www.susu.ru
г. Челябинск 454080, Российская Федерация

Поступила в редакцию 28.03.2017

Представлена действительным членом РАЕН А.А. Рухадзе

В работе рассматривается воздействие мощных наносекундных электромагнитных импульсов (НЭМИ) на расплавы, содержащие свинец и висмут. Главным контролируемым свойством является химический состав. Для воздействия используются специальные импульсные генераторы. Они вырабатывают импульсы положительной полярности длительностью на полувысоте 1 нс с амплитудой 6-10 кВ и частотой повторения 1 кГц. Обработка НЭМИ проводится непосредственно в тигле, в который вставляется медная трубка или стержень. Выводы генератора соединяются с тиглем и трубкой. Время обработки составляет десятки минут. До и после обработки измеряется уровень α-излучения и β-излучения твердого металла. Приводятся результаты 4 опытов, в которых отмечено уменьшение содержания висмута на 8-10% и такое же по величине увеличение содержания свинца. Для одного из опытов анализ химического состава проводится на трех различных по типу приборах. В качестве теоретической базы предложены теория электронного захвата под действием НЭМИ и изменение изотопного состава без изменения массы ядра. В доступной литературе отсутствуют результаты, которые описывают превращение десятков грамм висмута в такое же количество свинца.

Ключевые слова: **импульс, поле, наносекунда, переход, висмут, свинец**

УДК 544.032

Содержание

1. **Введение (106)**
2. **Экспериментальные исследования (107)**
3. **Анализ результатов (109)**
4. **Теоретические положения (110)**
5. **Заключение (110)**

Литература (110)

1. ВВЕДЕНИЕ

Некоторые результаты воздействия мощных наносекундных электромагнитных импульсов (НЭМИ) на расплавы металлов и растворы солей приведены в наших работах [1-3]. Суть метода заключается в том, что расплав металла подвергается воздействию однополярных электромагнитных импульсов без несущей частоты длительностью 1 нс, амплитудой более 5 кВ. Импульсы генерируются специальными генераторами, которые имеют небольшие габариты и массу, потребляют от сети мощность менее 100 Вт. В наших исследованиях использовались генераторы со следующими параметрами: амплитуда импульсов 7-10 кВ, длительность 1 нс, частота повторения 1 кГц.

Импульс с выхода генератора подается на излучатель. Мы использовали излучатели в виде отрезка коаксиальной линии. Тигель выполняет функцию внешнего проводника и должен быть проводником тока, например, графит. Непроводящий тигель вставляется в проводящий экран. Центральный проводник изготовлен из меди или графита и помещается в защитную трубку. Она отделяет излучатель от расплава и изготавливается из кварца. При низких температурах расплава ее можно не использовать.

После обработки НЭМИ расплавов металлов у затвердевшего металла изменяются многие механические свойства. Например, одновременно увеличиваются прочность и пластичность, увеличивается ударная вязкость при низких температурах [1-4]. Вопросы

изменения химического состава расплавов и растворов под действием больших импульсных токов рассмотрены в работах [5-7].

Целью работы является экспериментальное исследование воздействия мощных НЭМИ на изменение химического состава свинцово-висмутового расплава.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

ОПЫТ 1. Облучение сплава Розе (Pb, Bi, Sn). Сплав стандартный. Содержание элементов по паспорту, масс.%: Pb – 32.87; Bi – 49.11; Sn – 17.95; Sb – 0.04; Cu – 0.01; As – 0.01; Fe – 0.006. Условия опыта: масса сплава 0.5 кг, тигель графитовый с внутренними размерами Ø45, глубина 90 мм. Излучатель – медный стержень Ø5 длиной 160 мм в кварцевой пробирке Ø10 мм. Производится расплавление сплава, размешивание кварцевой палочкой и отлив исходной пробы (№3) в керамический сосуд. Облучение расплава проводилось вне печи. Параметры генератора: амплитуда 6 кВ, частота 1 кГц. Время облучения 15 мин. Начальная температура облучения 350ºС, конечная – 135ºС. Отлив облученной пробы в керамический сосуд производили после перемешивания расплава (проба №4).

Из полученных отливок проб 3 и 4 новым напильником сделали опилки. Анализ химического состава опилок проводился на атомно-адсорбционном спектрофотометре "Квант-2А", который аттестован в государственной системе. Относительная погрешность анализа составляет ±2%, с доверительной вероятностью 0.95. Определяются элементы: Bi, Cd, Sn, Sb, Cu, Zn, Fe. Элемент Pb определяется как "остальное до 100%". Результаты анализа представлены в **Таблице 1**.

Из табл. 1 видно, что имеет место хорошее совпадение данных по исходной пробе с паспортными данными. Также наблюдается совпадение баланса взаимопревращения элементов: сумм минусов (–7.4) и плюсов (+7.4).

ОПЫТ 2. Облучение сплава Pb, Bi. Сплав приготовлен самостоятельно. Свинец гранулированный, состав в масс.%: Pb – 99.88, Sb – 0.1, остальное Bi, Fe, Cu, Sn, Ag, As менее 0.06%); висмут гранулированный (состав: Bi – 97.9, Pb – 1.8, Ag – 0.08, остальное Cu, Fe менее 0.001%).

Для приготовления расплава использовалась навеска из свинца 0.55 кг и висмута 0.45 кг. Тигель графитовый, Ø55, высота 95 мм. Проводился нагрев свинца до 400ºС, добавление висмута, размешивание, отлив исходной пробы (№21). Облучение расплава делали вне печи. Излучатель – медный стержень Ø5, длина 120 мм в кварцевой пробирке Ø10 мм. Параметры генератора: 6 кВ, 1 кГц. Время облучения 15 мин. Начальная температура облучения 400ºС, конечная – 250ºС. После перемешивания расплава отливали облученную пробу (№22).

Анализ проб 21 и 22 в виде опилок проводился на атомно-адсорбционном спектрофотометре "Квант-2А". Результаты представлены в **Таблице 2**.

Из табл. 2 видно, что содержание элементов в исходном образце очень близко к заданному весовым содержанием Pb – 55% и Bi – 45% и учетом дополнительного содержания 1.8% свинца в висмуте. После облучения наблюдается превращение 8% висмута в свинец. Правило баланса соблюдается.

Измерение радиоактивности свинца и висмута в виде опилок массой 1 г проводилось на малофоновой установке УМФ-2000. Результаты измерений: превышение фона α-излучения у свинца в 15 раз, у висмута – в 7 раз. Результаты измерений активности исходной и облученных проб: превышение фона α-излучения у исходной пробы №21 в 6.25 раза, у облученной пробы №22 в 14.7 раз. После облучения произошло значительное

Таблица 1

Содержание элементов, масс.%

Элемент	Pb	Bi	Sn	Sb
Исходный, №3	32.3	50.0	17.5	0.2
Облученный, № 4	39.66	43.1	17.0	0.24
Изменение	+7.36	-6.9	-0.5	+0.04

Таблица 2

Содержание элементов, масс.%

Элемент	Pb	Bi	Sn	Sb
Исходный, №21	57	43.0	0.005	0.014
Облученный, № 22	65	35.0	0.006	0.014
Изменение	+8.0	-8.0	+0.001	0

увеличение уровня α-излучения облученного образца. Измерения радиоактивности этих образцов через год дали превышение фона в исходной пробе в 5.6 раза, в облученной – в 3.6 раза. Изменение уровня β-излучения находится в пределах погрешности.

ОПЫТ 3. Облучение сплава Розе (Pb, Bi, Sn). Сплав куплен у изготовителя (Новосибирский ОК). Условия опыта: масса сплава 0.5 кг, тигель алундовый с внутренними размерами Ø55 мм, глубина 70 мм в экране из медной фольги. Излучатель – медный стержень Ø5 длиной 160 мм в кварцевой пробирке Ø10 мм. Проводится нагрев сплава до 400°С, размешивание и отлив исходной пробы (№23). Параметры генератора: 6 кВ, 1 кГц, время облучения 15 мин. Начальная температура облучения 400°С, конечная – 215°С. После размешивания проводится отлив облученной пробы (№24).

Анализ проб 23 и 24 в виде опилок проводился на атомно-адсорбционном спектрофотометре "Квант-2А". Результаты представлены в **Таблице 3**.

Из этой таблицы видно, что после облучения большое количество висмута перешло в свинец. Наблюдается также переход небольшой части олова в свинец. Соблюдается правило баланса: –12.9→+12.9.

Результаты измерений радиоактивности исходной и облученных проб: превышение фона α-излучения у исходной пробы в 115 раз, у облученной – в 82 раза. После облучения произошло значительное уменьшение уровня α-излучения облученного образца. Измерения радиоактивности этих образцов через год дали превышение фона в исходной пробе в 35.6 раза, в облученной – в 29.6 раза. Изменение уровня β-излучения находится в пределах погрешности.

ОПЫТ 4. Облучение сплава Pb и Bi. Сплав приготовлен самостоятельно. Химический состав свинца и висмута приведен в опыте 3. Для расплавления использовалась навеска из свинца 0.17 кг (39%) и висмута 0.27 кг (61%). Тигель графитовый, Ø45, высота 95 мм.

Проводился нагрев свинца до 400°С, добавление висмута, выдержка при температуре 300°С, размешивание, отлив исходной пробы (№31). Режим облучения: излучатель – графитовый стержень Ø6 мм без защитной трубки, глубина погружения 85 мм. Генератор: амплитуда 10 кВ, частота повторения 1 кГц. Время обработки 10 мин. Начальная температура облучения 260°С, конечная – 210°С. После перемешивания проводился отлив облученной пробы (№32).

Исследования химического состава проводились на растровом электронном микроскопе фирмы JEOL JSM-6460LV (Япония) с системой микроанализа JXFORD INCA EWC453 (Великобритания). Замеры производились на свежих поперечных срезах образцов. При увеличении, равном 30, исследовались три площадки размером 2×3 мм.

Различия по химическому составу между исходными и облученными образцами по результатам средних значений трех измерений представлены в **Таблице 4.**

Из таблицы видно, что происходит значительное изменение химического состава, которое в 11 раз превышает погрешность измерения. Баланс изменения масс элементов соблюдается.

Результаты измерений радиоактивности: превышение фона α-излучения у свинца в 2.9 раза, у висмута – уровень фона. Результаты измерений активности исходной и облученных проб: превышение фона α-излучения у исходной пробы отсутствует, у облученной – в 3.6 раза. После облучения произошло незначительное увеличение уровня α-излучения облученного образца.

Таблица 3

Содержание элементов, масс.%

Элемент	Pb	Bi	Sn	Sb
Исходная, №23	15.4	67.0	17.4	0.2
Облученная, № 24	28.26	55.1	16.4	0.24
Изменение	+12.86	-11.9	-1.0	+0.04

Таблица 4

Средние значения химического состава, масс.%

Элемент	Pb	Bi
Исходная	30.34	69.66
Облученная	41.96	58.04
Изменение	+11.62	-11.62
Погрешность	1.02	1.05

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Все наши опыты были проведены по одной методике. После подготовки расплава проводилось его перемешивание кварцевой палочкой и отлив пробы "исходная" в керамический сосуд. Известно [8], что свинец при температуре плавления 327°С имеет плотность 10678 кг/м^3, а в твердом состоянии – 11350. Соответственно, висмут в жидком состоянии при температуре плавления 271°С имеет плотность 10050, а в твердом – 9747 кг/м^3. Из этого следует, что при увеличении температуры расплава выше температуры плавления плотность свинца будет падать, а плотность висмута возрастать. Возможно, что при температурах расплава 350-400°С, при которых начинается процесс облучения и отливается проба "исходная", эти плотности будут близки. Можно подсчитать максимальную ошибку за счет разности плотностей на плотности 10678 для свинца и 10050 для висмута. Если совсем не перемешивать расплав, разность плотностей составит 628 кг/м^3. По отношению к свинцу это составит 5.9%. За счет разности плотностей при недостаточном перемешивании возможно получение исходной пробы с повышенным содержанием висмута.

Следующим местом влияния на качество пробы является место, куда отливается проба. В наших опытах отлив проб проводился в керамический сосуд размером 10×10×70 мм. В нем происходит кристаллизация расплава.

Для характеристики процесса кристаллизации используют диаграмму состояния сплава Bi– Pb [9]. Кристаллизация сплавов свинец-висмут происходит в интервале температур. Поэтому состав кристаллов, образующихся в начале затвердевания, может существенно отличаться от состава последних капель кристаллизующегося расплава. Чем шире температурный интервал кристаллизации сплава, тем сильнее развивается ликвация. Единственным сплавом системы свинец-висмут, кристаллизующимся при постоянной температуре (125°С), является сплав эвтектического состава, содержащий 56% (ат.) Bi.

Для анализа химического состава образцов: "исходный – №31" и "облученный – №32" была проведена следующая работа. С помощью микрорентгеноспектрального анализа на микроскопе фирмы "Carl Zeiss" было проведено исследование поперечного сечения образцов 31 и 32 в направлении от низа образца к его верху в 8 областях. Площадь области замера ≈0.5×0.5 мм. При обработке результатов анализов металлических отливок используют метод исключения результатов, связанных с границами отливки – верхней и нижней. В **Таблице 5** приведены средние значения химического состава по 6 слоям. Эти значения несколько меньше цифр, приведенных в Табл. 4.

Таблица 5

Химический состав образцов, масс.%

Элемент	Pb	Bi
Исходный, №31	49.6	50.4
Облученный, №32	59.6	40.1
Изменение	+10.0	-10.3

Все вышеприведенные результаты относились к анализам твердых образцов. Растровый электронный микроскоп допускает анализ образцов в виде порошков и опилок. Для сравнения результатов из образцов 31 и 32 в поперечном направлении были напилены мелким напильником опилки. На нейтральной клеевой основе эти опилки наклеивались на торец стержня Ø4 мм, который устанавливался в камеру анализа. Площадь анализируемой поверхности ≈10 мм^2. Данные полученного анализа приведены в **Таблице 6.**

Эти данные очень близки к данным, приведенным в Табл. 4.

Анализ образцов 31 и 32 проводился также на атомно-эмиссионном спектрометре с индуктивно-связанной плазмой "Spektroflame Modula S". Перед анализом навеску сплава 0.22 г растворяли в царской водке (HCl: HNO_3 = 3 : 1) при нагревании. Навеска была получена путем высверливания стружки сверлом диаметром 3 мм в вертикальном направлении образца. После полного растворения навески раствор переводили в мерные колбы и брали аликвоты, которые использовались для анализа. Замеры концентраций проводились с использованием

Таблица 6

Химический состав образцов №31 и №32 (опилки), масс.%

Элемент	Pb	Bi
Исходный, №31	29.1	70.9
Облученный, №32	40.97	59.3
Изменение	+11.87	-11.6

Таблица 7

Среднее содержание элементов, масс.%

Элемент	Pb	Bi
Исходный, №31	34.5	65.65
Облученный, №32	44.6	55.15
Изменение	+10.1	-10.5

метода стандартных добавок. Проводилось по два измерения. Данные анализа представлены в **Таблице 7.**

Для удобства сравнения ниже в **Таблице 8** приведены вместе все данные по измерению содержания свинца и висмута в образцах 31 и 32 при различных условиях измерения.

Данные в этой таблице однозначно указывают на уменьшение содержания висмута и эквивалентное увеличение содержания свинца за время облучения.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Одной из гипотез для теоретического обоснования перехода Bi → Pb под действием НЭМИ является теория электронного захвата [6, 7, 10]. Согласно этой теории изменение атомной массы не происходит, а один из протонов висмута становится нейтроном. Для анализа изотопного состава долгоживущих изотопов свинца и висмута воспользуемся таблицей из работы [10]. В работе [11] получен новый результат об изотопе ^{209}Bi. Обнаружено его α-излучение с энергией 3.13 кэВ и определен период полураспада $1.9 \cdot 10^{19}$ лет. Изотоп ^{204}Pb в литературе указан как стабильный. Однако в работе [10] он указан как радиоактивный с периодом полураспада $1.4 \cdot 10^{17}$ лет. Наличие α-активности исходных и облученных образцов в опытах 2, 3, 4 и её изменение со временем в опытах 2 и 3 указывает на наличие и изменение изотопного состава после облучения НЭМИ.

Из данных таблицы, которая приведена в работе [10] видно, что если в расплаве до облучения присутствуют изотопы ^{210м}Bi, ^{208}Bi и ^{207}Bi, то после облучения НЭМИ они могут дать долгоживущий изотоп свинца ^{210}Pb или стабильные изотопы ^{208}Pb и ^{207}Pb. Изотоп ^{209}Pb имеет малое время полураспада. При его наличии было бы значительное изменение результатов анализа в течение времени. Этого эффекта у нас не наблюдалось. К сожалению, у нас не было приборов для измерения изотопного состава висмута и свинца. Поэтому предложенные переходы ^{210м}Bi→^{210}Pb, ^{208}Bi→^{208}Pb и ^{207}Bi→^{207}Pb следует рассматривать как научную гипотезу.

Таблица 8

Изменения содержания Pb и Bi образцов 31 и 32, масс.%

Элемент	Pb	Bi	Анализатор
Металл, 3 площадки	+11.97	-11.97	JEOL
Опилки, 10мм^2	+11.87	-11.6	JEOL
Металл, 6 площадок	+10.0	-10.3	Carl Zeiss
Стружка, 2 измерения	+10.1	-10.5	Spektroflame Modula S

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в работе данные экспериментальных исследований с большой степенью достоверности указывают на возможность превращения десятков грамм висмута в свинец под действием импульсных полей. Данные легко проверяемы. Генераторы импульсов можно приобрести в фирме "Фидтехнологии", г. Санкт-Петербург. При выборе исходных материалов следует обратить особое внимание на висмут. При неудачном выборе висмута можно получить коэффициент превращения висмута в свинец порядка 3%. Все остальные условия опытов подробно описаны выше.

Из анализа опытов на водных растворах можно указать еще одну пару элементов – медь и никель, в которых могут происходить подобные явления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакирев ВФ, Крымский ВВ, Кулаков БА, Ри Хосен. *Электроимпульсные нанотехнологии.* Екатеринбург, УрО РАН, 2009, 141 с.
2. Шабурова НА. *Обработка металлов и сплавов наносекундными электромагнитными импульсами.* Челябинск, Изд. ЦНТИ, 2011, 94 с.
3. Балакирев ВФ, Крымский ВВ, Шабурова НА. *Наноимпульсные технологии.* Челябинск, Изд. ЦНТИ, 2012, 124 с.
4. Krumski VV, Shaburova NA, Filimonov IE. Pulse electromagnetic effect on metal melts. J. *of Chemistry and Chemical Engineering*, 2012, 6(11):967.
5. Уруцкоев ЛИ, Ликсонов ВИ, Циноев ВГ. Экспериментальное обнаружение “странного” излучения и трансформации химических элементов. *Прикладная физика,* 2000, 4:83-100.
6. Крымский ВВ, Балакирев ВФ. Воздействие наносекундных электромагнитных импульсов

на свойства веществ. *Доклады РАН*, 2002, 385(6):786-787.

7. Балакирев ВФ, Крымский ВВ, Болотов БВ, Васильева НВ, Вачаев АВ, Иванов НИ, Казбанов ВИ, Павлова ГА, Солин МИ, Трофимов ВИ, Уруцкоев ЛИ. *Взаимопревращения химических элементов*. Екатеринбург, УРО РАН, 2003, 93 с.
8. Emsley J. *The elements*. Oxford, Clarendon press, 1991, 256 p.
9. Будберг ПБ, Алисова СП. *Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа*. М., Металлургия, 1986, 525 с.
10. Широков ЮМ, Юдин НП. *Ядерная физика*. М., Наука, 1980, 727 с.
11. Varcillac P, Coron N, Dambier G, Leblanc J, Moalik JP. Experimental detection of alpha-particles from the radioactive decay of natural bismuth. *Nature,* 2003, 422(6934):876-878.

Балакирев Владимир Федорович
д.х.н., проф., чл.-корр. РАН
Институт металлургии УрО РАН
101, ул. Амундсена, Екатеринбург 620016, Россия
vfbal@mail.ru

Крымский Валерий Вадимович
д.ф.-м.н., проф.
Южно-Уральский государственный университет Политехнич. институт, энергетич.факультет, каф. теоретич. основ электротехники
76, пр. Ленина, Челябинск 454080, Россия
krymskiivv@ susu.ru

Плотникова Наталья Валерьевна
к.т.н., доц.
Южно-Уральский государственный университет Высш. школа электроники и комп.наук, каф. систем автоматич. управления
76, пр. Ленина, Челябинск 454080, Россия
plotnikovanv@susu.ru.

TRANSITION OF BISMUTH TO LEAD IN THE PULSE ELECTROMAGNETIC FIELD

Vladimir F. Balakirev

Institute of Metallurgy of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, http://www.imet-uran.ru
Ekaterinburg 620016, Russian Federation
vfbal@mail.ru.

Valeriy V. Krymsky, Nataliya V. Plotnikova

South Ural State University, http://www.susu.ru
Chelaybinsk 454080, Russian Federation
krymskiivv@susu.ru, plotnikovanv@susu.ru.

Absract. **Impact of powerful nanosecond electromagnetic impulses (NEMI) on fusions containing lead and bismuth is considered. The main controlled property is chemical composition. Special pulse generators are used for influence. They produce pulses of the positive polarity with duration of 1 nanosecond on a half-height, with amplitude of 6-10 kV and repetition frequency of 1 kHz. Processing of NEMI is carried out directly in a crucible into which the copper tube or a core is iserted. Outputs of the generator connect with a crucible and a tube. Time of processing is tens of minutes. The level of α-radiation and β-radiation of solid metal is measured before and after processing. There are given the results of 4 experiences in which the reduction of amount of bismuth by 8-10% and the same in size increase of amount of lead is noted. For one of experiences the analysis of the chemical composition is carried out on three devices, various on type. The theory of electronic capture under the influence of NEMI and change of isotope structure without change of mass of a kernel are offered as theoretical base. Results which describe transformation of tens of grams of bismuth into the same amount of lead are absent in available literature.**

Keywords: **impulse, field, nanosecond, transition, bismuth, lead**

UDC 544.032

Bibliography – 11 references *Received 28.03.2017*

RENSIT, 2017, 9(1):106-112 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.106**

РОССИЙСКАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ХОЛОДНОЙ ТРАНСМУТАЦИИ ЯДЕР (1993-2017)

Бажутов Ю.Н.
НИЦ инженерно-физических проблем "Эрзион"
Москва 109451, Россия
Поступила 20.06.2017

Представлена информация о российской научной конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии (РКХТЯиШМ) на Краснодарском побережье Чёрного моря (Абрау-Дюрсо, Сочи, Лазоревская, Дагомыс, Лоо, Криница), ежегодно происходящей с 1993 года.

Ключевые слова: **координационный совет, холодная трансмутация ядер химических элементов, шаровая молния, конференция**

УДК 061.053, 539.172

Содержание

1. **Введение (113)**
2. **Организационный комитет 24-й РКХТЯиШМ-2017 (114)**
3. **Основные направления исследований (115)**
4. **Организационные вопросы (115)**
5. **Заключение (115)**

Литература (115)

1. ВВЕДЕНИЕ

С первых шагов ядерной физики низкоэнергетическому ее направлению не повезло: Э.Резерфорд, увлеченный перспективами просматриваемой ядерной энергетики, объявил первые работы по ядерным реакциям при низкой энергии ошибочными [1], и они ушли в подполье. Однако после публикации в 1989 году М. Флейшмана и С. Понса (США) в Journal of Electroanalytical Chemistry [2] и их интервью на пресс-конференции 23 марта 1989 г., опубликованном в газете "Financial Times", в котором они заявили, что возможно создание энергетического источника промышленных масштабов на основе слияния ядер тяжелого водорода при комнатной температуре, исследования низкоэнергетических ядерных реакций широко развернулись во многих лабораториях мира. В таких странах, как США, Япония, Италия, Китай и других эти исследования финансируются государственными программами и крупнейшими фирмами (Тойота, Хонда, Мицубиси, Фиат и др.).

С 1990 года проводятся ежегодные International Conference on Cold Fusion (ICCF, с 2007 - International Conference on Condensed Matter Nuclear Science) в США, Канаде, Японии, Италии, Франции, Китае, Корее, Индии и в других странах. Существует электронный журнал http://newenergytimes.com, сайты (один из крупнейших www.lenr-forum.com), посвященные низкоэнергетическим ядерным реакциям [3].

В России в эти исследования включились Курчатовский институт (Москва), ОИЯИ (Дубна) и другие институты РАН, университеты, НИИ НПО "Луч" (Подольск) и другие НИИ страны. В 1991 году проходит Всесоюзная конференция «Холодный ядерный синтез» в ОИЯИ-Дубна, МГУ-Москва под председательством академика АН СССР Я.М. Колотыркина. В 1992 в УФН выходит обзор д.ф.-м.н. Царева В.А. (ФИАН). В 1993 г. организуется координационный совет по аномальным ядерным явлениям в конденсированных средах, председатель д.х.н., академик АН СССР Барабошкин А.Н. (ИЭХ УрФ АН СССР, Екатеринбург). Совет обеспечил получение двухлетнего государственного гранта на эти исследования. В 1993 г. организована Первая российская конференция по холодному ядерному синтезу в Абрау-Дюрсо. В 1994 году в г. Сочи 2-я конференция была проведена уже под названием "Холодный синтез и трансмутация ядер". В 1996 г. после смерти академиков Барабошкина А.Н. и Колотыркина Я.М. был организован новый Межведомственный координационный совет по проблеме "Холодный ядерный синтез" при вице-президенте РАН, д.х.н. О.М. Нефедове, председатель Совета д.х.н., академик РАН Казаринов В.Е. (ИЭХ им. Фрумкина РАН). 5-я российская конференция в Дагомысе (1997) проводится под названием "Холодная трансмутации ядер

химических элементов". В 2004 г. организуется Межведомственный координационный совет по проблеме "Холодная трансмутация ядер" при Российском физическом обществе (до 2012 г.). С десятой 2002-го года конференции она проводится под названием "Российская конференция по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии" (РКХТЯиШМ). В 2007 г. в Дагомысе (Сочи) была проведена 13-я Международная конференция по Холодной Трансмутации Ядер химических элементов (ICCF-13). В сентябре 2017 года в Дагомысе (Сочи) проводится очередная ежегодная 24-я РКХТЯиШМ.

С 2017 года Координационный совет по проблеме "Холодная трансмутация ядер" (КС ХТЯ) зарегистрирован в Российской Академии Естественных Наук (РАЕН) и работает в следующем составе.

1. Председатель КС ХТЯ - Рухадзе Анри Амвросиевич, д.ф.-м.н., проф., академик РАЕН, ИОФ РАН, г. Москва.

Сопредседатели КС ХТЯ:

2. Аполлонов Виктор Викторович, д.ф.-м.н., проф., академик РАЕН, ИОФ РАН, г. Москва;

3. Бажутов Юрий Николаевич, к.ф.-м.н., с.н.с., чл.-корр. РАЕН, Научно-исследовательский центр инженерно-физических проблем "Эрзион" (НИЦ ИФП "Эрзион"), г. Москва.

Заместители председателя КС ХТЯ:

4. Кузьмин Рунар Николаевич, д.ф.-м.н., проф., академик РАЕН, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва;

5. Самсоненко Николай Владимирович, к.ф.-м.н., доцент, чл.-корр. РАЕН, Российский университет дружбы народов (РУДН), г. Москва

6. Ученый секретарь КС ХТЯ - Герасимова Альбина Ивановна, к.х.н., с.н.с., доцент, чл.-корр. РАЕН, НИЦ ИФП "Эрзион", г. Москва

Члены КС ХТЯ:

7. Андреев Степан Николаевич, д.ф.-м.н., ИОФ РАН, г. Москва;

8. Баранов Дмитрий Сергеевич, к.ф.-м.н., с.н.с., Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), г. Москва;

9. Ботвиновский Всеволод Валерьевич, к.ф.-м.н., с.н.с., чл.-корр. РАЕН, Новосибирский завод промышленного приборостроения (НЗПП), г. Новосибирск;

10. Власов Александр Николаевич, д.ф.-м.н., проф. чл.-корр. АЭН, Рязанский государственный радиотехнический университет (РГРТУ), г. Рязань;

11. Годин Сергей Михайлович, ООО "Локтерм", г. Москва

12. Горячев Игорь Витальевич, д.т.н., проф., г. Москва;

13. Зателепин Валерий Николаевич, к.т.н., с.н.с., ООО "Инлис", г. Москва

14. Захаров Петр Васильевич, к.ф.-м.н., НИЦ ИФП "Эрзион", г. Москва;

15. Иванов Михаил Яковлевич, д.ф.-м.н., проф., чл.-корр. РАЕН, Центральный институт авиационного машиностроения (ЦИАМ), г. Москва;

16. Киркинский Виталий Алексеевич, д.г.-м.н., чл.-корр. РАЕН, в.н.с., Институт геологии и минералогии СО РАН, г. Новосибирск;

17. Климов Анатолий Иванович, д.ф.-м.н., академик РАЕН, ОИВТ РАН, г. Москва;

18. Корнилова Алла Александровна, к.ф.-м.н., академик РАЕН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва;

19. Лаптухов Алексей Иванович, к.ф.-м.н., доцент, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Троицк, г. Москва;

20. Пархомов Александр Георгиевич, к.ф.-м.н., чл.-корр. РАЕН, Опытно-конструкторская лаборатория "К.И.Т.", г. Москва;

21. Родионов Борис Устинович, д.ф.-м.н., проф., академик РАЕН, Институт содержания и методов обучения РАО (ИСМО РАО); г. Москва;

22. Русецкий Алексей Сергеевич, к.ф.-м.н., Физический институт им П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), г. Москва;

23. Савватимова Ирина Борисовна, к.т.н., чл.-корр. РАЕН, НИИ НПО "Луч", г. Подольск, Моск. обл.;

24. Цветков Сергей Алексеевич, к.т.н., пенсионер, г. Екатеринбург;

25. Чернов Иван Петрович, д.ф.-м.н., проф., чл.-корр. РАЕН, Томский политехнический университет (ТПУ), г. Томск.

2. ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ 24-й РКХТЯиШМ-2017

Бажутов Ю.Н. - председатель, НИЦ ИФП "Эрзион";

Бычков В.Л.- зам. председателя, МГУ им. М.В. Ломоносова;

Самсоненко Н.В. - зам. председателя, РУДН;

Герасимова А.И. - секретарь, НИЦ ИФП "Эрзион";

Просвирнов А.А. - редактор российского интернет сайта, ОАО ВНИИАЭС (Москва);

Шестопалов А.В. - редактор видео интернет сайта, Институт проблем комплексного овоения недр РАН (ИПКОН РАН), г. Москва.

Члены оргкомитета:
Климов А.И. - ОИВТ РАН;
Корнилова А.А. - МГУ им. М.В. Ломоносова;
Пархомов А.Г. - ОКЛ "К.И.Т.";
Фамина Н.В. – ГТУ МАДИ.

3. ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. Физика холодной трансмутации ядер химических элементов.
2. Экспериментальные исследования и теоретические модели ХТЯ.
3. Экологические проблемы, связанные с явлением ХТЯ.
4. Физика шаровой молнии. Экспериментальные исследования. Обзоры и теоретические модели.

4. ОРГАНИЗАЦИОННЫЕ ВОПРОСЫ

Конференция, как правило, проводится осенью, в сентябре, в г. Сочи, пос. Дагомыс, Краснодарский край, в пансионате "Олимпийский-Дагомыс" [3].

Конференция собирает на недельный свой срок от 20 до 50 участников из 20-30 различных научных организаций России – Москва и Московская область, Санкт-Петербург, Новосибирск, Армавир, Курск, Ростов-на-Дону, Краснодар, Сочи и др. Заслушивается до 40 докладов – обзорных, экспериментальных, теоретических. В том числе до четверти сообщений по проблеме шаровой молнии.

Постоянными ее участниками являются иностранные исследователи из США, Японии, Италии, Китая, Франции, Бельгии и других стран.

Конференция проводится на средства Оргкомитета и авторов статей. Эпизодически привлекаются спонсорские средства российских и зарубежных фирм.

Сборник материалов конференции издается на средства Оргкомитета РКХТЯиШМ и авторов статей. Сборник индексируется в РИНЦ и регистрируется в Книжной палате РФ.

Конференция информирует о своей деятельности Ядерное общество России, Российское химическое общество им. Д.И. Менделеева, МГУ им. М.В. Ломоносова, Российский университет дружбы народов

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Систематичность проведения конференции, активность ее участников, насыщенность ежегодной программы свидетельствуют об актуальности существования конференции как рабочей площадки, способствующей развитию исследований проблемы холодной трансмутации ядер химических элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rutherford E. Identification of a missing element. *Nature,* London, 1922, 109:781.
2. Fleishmann M, Pons S, Hawkins M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium. *J. Electroanal. Chem.*, 1989, 261:301-308.
3. Эрлих Г.В., Андреев С.Н. История ядерной физики в зеркале алхимии: от начала XX века до сенсационных открытий сегодняшних дней. М., ЛЕНАНД, 2017, 232 с.
4. Проблемы холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии. *Материалы 23 Российской конференции по ХТЯиШМ.* Июнь 2016 г., Дагомыс, Сочи, 2016, 310 с.

Бажутов Юрий Николаевич
к.ф.-м.н., с.н.с., член-корреспондент РАЕН
НИЦ инженерно-физических проблем "Эрзион"
3/4, ул Братиславская, Москва 109451, Россия
erzion@mail.ru

RUSSIAN CONFERENCE ON COLD TRANSMUTATION OF NUCLEI (1993-2017)

Yuri N. Bazhutov
Scientific-research centre for engineering and physical problems "Erzion"
Moscow 109451, Russian Federation
erzion@mail.ru

Abstract. **The information about the Russian conference on cold transmutation of nuclei of chemical elements and ball lightning (RCCTN&BL) is presented, which occurring in Sochi, Dagomys settlement, annually since 1993.**

Keywords: **coordination council, conference, cold transmutation of nuclei of chemical elements, ball lightning**
UDC 061.053, 539.172
References – 4 *Received 20.06.2017*
RENSIT, 2017, 9(1):113-115 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.113**

СЕМИНАР "ХОЛОДНЫЙ ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ И ШАРОВАЯ МОЛНИЯ" В РУДН

Самсоненко Н.В.

Российский университет дружбы народов, http://www.rudn.ru

Москва 117198, Российская Федерация

Поступила в редакцию 02.06.2017

Представлена информация о семинаре по холодной трансмутации ядер, проводимом ежемесячно в Москве, в Российском университете дружбы народов, на факультете физико-математических и естественных наук с 1992 года.

Ключевые слова: **РУДН, семинар, низкоэнергетические ядерные реакции, холодная трансмутация ядер**

УДК 061.053, 539.172

Семинар "Холодный ядерный синтез и шаровая молния" в РУДН возник в 1992 году из ФИАНовского ежемесячного семинара «Низкотемпературный ядерный синтез», который существовал в Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР с 1989 года под руководством Владимира Александровича Царева, д.ф.-м.н., профессора, заведующего Отделом космических излучений и Лабораторией элементарных частиц в Отделении ядерной физики и астрофизики ФИАН, известного своими публикациями по этой тематике в центральных академических журналах (см., напр., [1]). Я регулярно посещал этот семинар, и со временем наши с В.А. Царевым отношения переросли в дружеские (общие научные интересы – физика нейтрино, близость домов и пр.). И когда В.А. Цареву пришло время ехать в длительную научную командировку за границу, он предложил организовать проведение заседаний его семинара в РУДН, чему способствовали облегченный допуск в здание РУДН и его международный статус. К тому же в нашей группе на кафедре теоретической физики и механики Факультета физико-математических и естественных наук РУДН после нескольких лет экспериментальных исследований в рамках одного из основных научных направлений факультета – исследований в области взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, физики частиц, физики металлов и сплавов, направленных на создание энергосберегающих технологий и экологически чистой энергетики, – удалось впервые наблюдать нейтроны, испускаемые дейтерированным сегнетоэлектриком в процессе его переполяризации в электрическом поле [2], первая в мире работа по инициированию ядерных реакций в сегнетоэлектриках. Причем эксперимент был надежно воспроизводимым. Экспериментальные успехи стимулировали и наши теоретические изыскания [3].

Работа семинара В.А. Царева продолжалась в РУДН (**Рис. 1**). А когда В.А. Царев вернулся из Италии, а потом из Японии, стало ясно, что вернуть семинар в ФИАН уже невозможно в связи с резким неприятием этого направления в РАН, где вскоре была создана Комиссия по лженауке. Так семинар остался в РУДН, где и продолжает работать до сих пор (**Рис. 2**).

После Первой Российской конференции по холодному ядерному синтезу в 1993 году в Абрау-Дюрсо семинар в РУДН посетили такие известные исследователи, как Жан-Пьер Вижье, профессор Парижского Университета П. и М.Кюри, Франция; Майкл МакКубри, директор Энергетического исследовательского центра международного Стэнфордского исследовательского института, США; Рейко Натоя – ведущий химик-исследователь Центра катализа университета Хоккайдо, Япония. Академик Барабошкин А.Н., став в 1993 году во главе Координационного совета РАН по Аномальным ядерным явлениям в

Рис. 1. *Здание РУДН на ул. Орджоникидзе, 3.*

Рис. 2. *Семинар по ХЯСиШМ в конференц-зале Факультета физико-математических и естественных наук РУДН.*

конденсированных средах, утвердил наш Семинар в РУДН в качестве Всероссийского.

После закрытия в МГУ им. М.В. Ломоносова семинара по шаровой молнии его участники вместе со своим руководителем д.ф.-м.н., профессором Бычковым В.Л. влились в наш семинар, что отразилось на его названии.

Среди постоянных участников семинара - Рухадзе Анри Амвросиевич, д.ф.-м.н., проф. (ИОФ РАН, Москва), Аполлонов Виктор Викторович, д.ф.-м.н., проф. (ИОФ РАН, Москва), Высоцкий Владимир Иванович, д.ф.-м.н., проф. Киевского национального университета им. Т.Шевченко (Украина), Бажутов Юрий Николаевич, к.ф.-м.н. (ИЗМИРАН, НИЦ ИФП "Эрзион", Москва.), Пархомов Александр Георгиевич, к.ф.-м.н. (Опытно-конструкторская лаборатория "К.И.Т.", г. Москва), Горячев Игорь Витальевич, д.т.н., проф. (Москва), Зателепин Валерий Николаевич, к.т.н. (ООО "Инлис", Москва), Захаров Петр Васильевич, к.ф.-м.н. (НИЦ ИФП "Эрзион", Москва), Иванов Михаил Яковлевич, д.ф.-м.н., проф. (ЦИАМ, Москва), Климов Анатолий Иванович, д.ф.-м.н., (ОИВТ РАН, Москва), Корнилова Алла Александровна, к.ф.-м.н. (МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва), Лаптухов Алексей Иванович, к.ф.-м.н., доцент (ИЗМИРАН, Троицк, Москва), Родионов Борис Устинович, д.ф.-м.н., проф. (ИСМО РАО, Москва), Русецкий Алексей Сергеевич, к.ф.-м.н. (ФИАН, Москва), Савватимова Ирина Борисовна, к.т.н.(НИИ НПО "Луч", г. Подольск, Моск. обл.) и многие другие.

В разные годы в работе семинара принимали участие иностранные исследователи из США, Франции, Италии, Германии, Бельгии, Японии, Кореи, Китая и других стран Европы, Азии и Африки. В их числе были такие авторы, как ученик и ближайший сотрудник Луи до Бройля, президент его фонда Georges Lochak (France), Bill Collis (USA), Morris L. David (USA), Fulvio Frizone (Deaptmen of Physics, Catania State University, Italy), Philippe Hatt (European Comission Brussels, Belgium), Fidel Ndahauo (Univetsity of Rwanda, Kigali, Rwanda).

С 2014 года, после публикации отчетов европейских экспертов по проверке работы генератора Росси [4-6] работы по холодной трансмутации ядер (ХТЯ) активизировались во всем мире. На семинаре РУДН регулярно представляются результаты по аномально избыточному тепловыделению и синтезу изотопов в самых разных экспериментальных постановках. Разнообразие методик и технологий – особенность российских исследований по ХТЯ. За 25 лет существования в РУДН ежемесячного семинара по ХТЯ было заслушано и обсуждено более 500 докладов. Т.е. несмотря на известную российскую специфику существования исследований по холодной трансмутации ядер в стране, это направление ядерной физики не стояло и не стоит на месте. Есть соответствующие технологии, в которых Россия – безусловный лидер. Деятельность семинара способствует расширению связей между исследователями и повышению уровня экспериментов по холодной трансмутации ядер, а также совершенствованию ее теоретических моделей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Царев ВА. Низкотемпературный ядерный синтез. *УФН,* 1990, 160(11):1-53.
2. Dougar-Jabon VD, Fedorovich GV, Samsonenko NV. Catalitically Induced D-D Fusion in Ferroelectrics. *Brazilian J. of Phys.*, 1997, 27(4):515-521.
3. Samsonenko NV, Tahti DV, Ndahayo F. On the Barut-Vigier Model of the Hydrogen Atom. *Phys.Lett.*, 1996, A220:297-301.
4. Levi G., Foschi E, Höistad B. et al. Indication of anomalous heat energy production in a reactor device. – *arXiv*:1305.3913v3 [physics.gen-ph].
5. Levi G, Foschi E, Höistad B. Observation of abundant heat production from a reactor device and of isotopic changes in the fuel. – http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wp-content/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf.
6. Пархомов АГ. Отчет международной комиссии об испытании высокотемпературного теплогенератора Росси. *ЖФНН*, 2014, 2(6):57-61. – http://www.unconv-science.org/pdf/6/parkhomov2-ru.pdf.

Самсоненко Николай Владимирович
к.ф.-м.н., доцент, член-корреспондент РАЕН
Российский университет дружбы народов
3, ул. Орджоникидзе, Москва 115419, Россия
nsamson@bk.ru.

SEMINAR ON COLD FUSION AND FIREBALL IN RUDN

Nikolay V. Samsonenko
Peoples' Friendship University of Russia, http://eng.rudn.ru
Moscow 117198, Russian Federation
nsamson@bk.ru

Abstract. **Information on the seminar of cold transmutation of nuclei, held every month in Moscow at the Peoples' Friendship University of Russia (RUDN University), in faculty of physical-mathematical and natural Sciences since 1992, is provided.**

Keywords: **RUDN university, seminar, low-energy nuclear reactions, cold transmutation of nuclei**
UDC 061.053, 539.172
Bibliography – 6 references *Received 06.06.2017*
RENSIT, 2017, 9(1):116-117 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.116**

ДЕВЯТКОВ НИКОЛАЙ ДМИТРИЕВИЧ

(К СТОДЕСЯТИЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

УДК 929.53

DOI: 10.17725/rensit.2017.09.118

110 лет назад, 11 апреля (29 марта по старому стилю) 1907 года в Вологде, в старинном доме на набережной реки Золотухи, в большой семье ремесленника купеческого рода Дмитрия Кирилловича Семенова-Девяткова и уроженки ярославского Пошехонья Лидии Ивановны родился последыш Коля, Николай Дмитриевич Девятков – будущий ученый-физик, которому судьбой выпало стать патриархом советской электроники. Детство и юность Николая прошли в Вологде, с 8 лет он учился в реальном училище, любил рисовать акварелью и пастелью, рисовал декорации для школьных спектаклей. Но больше всего ему нравилась электротехника – трансформаторы, генераторы, электросети, проблемы электропередачи. Через год после окончания школы, в 1925 г. семья переехала в г.Ленинград, где Николай поступает в Ленинградский политехнический институт, работая одновременно лаборантом в Рентгеновском институте. Его директор А.Ф. Иоффе предложил пытливому юноше место в радиолаборатории известного электротехника 20-30-х г.г., одного из родоначальников радиолокации, будущего академика А.А. Чернышева, ставшего его первым научным руководителем. Здесь студент Н.Девятков публикует в 1930 г. первую свою статью в журнале "Электричество" под названием "Мощные газовые разрядники для защиты линий связи".

После окончания института с 1931 по 1942 г. Николай Дмитриевич работал в ЛФТИ и в выделившемся из него НИИ-9 по оборонной тематике. За это время он выполнил важные исследования в различных областях техники, опубликовал 12 печатных работ и получил 6 авторских свидетельств на изобретения. Начиная с 1935 г. Девятков осуществляет пионерские исследования в области генерирования сверхвысоких частот. Ему принадлежит приоритет в создании СВЧ-триодов с плоскопараллельными электродами – маломощных генераторных ламп с практически безынерционным выводом сетки. Оригинальные идеи, заложенные в конструкции СВЧ-триодов, послужили основой для создания множества типов таких ламп, а также усилителей и генераторов на их основе не только в СССР, но и в Англии, США и Германии. Продолжая работы в этом направлении, в 1940 г. он с сотрудниками приходит к выдающемуся изобретению – отражательному клистрону, который впоследствии стал основным промышленным типом электровакуумных приборов, используемых до настоящего времени в различных электронных системах.

С 1942 г. Н.Д. Девятков занимается в Москве разработкой отечественных (взамен имевшихся английских) радиолокационных установок – станций орудийной наводки (СОН). Уже к ноябрю 1942 г. были закончены разработки и изготовлены два опытных образца СОН, которые успешно прошли испытания под Москвой в прифронтовой полосе. С 1943 г. его перевели в соданный на базе подмосковного фрязинского радиозавода НИИ-160 (ныне НПП "Исток"), где он вел работы по разработке и выпуску электронных приборов для радиолокационной техники до конца своей жизни. Первый орден Красной Звезды он получил в 1944 г. за участие в разработке и выпуске радиолокационных станций орудийной наводки. Войска противовоздушной обороны, оснащенные этими станциями, в значительной степени увеличили свою эффективность при защите Москвы и других крупных городов, подвергшихся налетам фашистской авиации.

С 1954 г. Н.Д. Девятков – научный руководитель отдела СВЧ электроники Института радиотехники и электроники АН СССР, становление которого связано

с его именем. С 1960 г. – заведующий кафедрой эмиссионной и квантовой электроники Московского физико-технического института. В послевоенные годы под его научным руководством были созданы лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн и на их основе впервые в мире были начаты работы по освоению ММ-диапазона длин волн.

К впечатляющим достижениям последних десятилетий по праву относятся его работы в области применения СВЧ электронных приборов и квантовых генераторов в народном хозяйстве и медицине.

Николай Дмитриевич создает уникальные творческие коллективы для совместной работы специалистов в таких разных областях, как электроника, медицина, биология и т.д. Основные работы, выполненные под его руководством в этом направлении: применение лазеров в хирургии и терапии, использование гипертермического нагрева опухолей для их разрушения, создание ряда устройств для гастроэнтерологии, тепловизионной диагностической аппаратуры, установок для облучения семян с целью повышения урожайности сельскохозяйственных культур.

Особенно поражают полученные Н.Д. Девятковым с сотрудниками результаты исследования специфического воздействия электромагнитных колебаний миллиметрового диапазона длин волн на биологические структуры и организмы с целью эффективного терапевтического лечения ряда болезней путем повышения иммунологических способностей организма. Например, в 1979 г. была оформлена заявка на открытие NOT – 10178 "Резонансный ответ живых организмов на действие электромагнитных колебаний" (в соавторстве).

В апреле 1997 г. был проведен 11-й российский симпозиум "Миллиметровые волны в медицине и в биологии" с международным участием, приуроченный к 90-летию основоположника ММ-терапии академика Н.Д. Девяткова.

Николай Дмитриевич проработал в государственном научно-производственном предприятии "Исток" 54 года, из них 39 лет был заместителем директора по научной работе. При этом никогда не состоял в КПСС. Он автор (соавтор) более 250 научных трудов и изобретений.

В 1952 г. ему было присуждено ученое звание доцента, в то время он читал курс лекций в МЭИ. В 1953 г. избран членом-корреспондентом по отделению технических наук АН СССР, еще будучи доцентом. В 1957 г. присуждена ученая степень доктора технических наук, а в 1958 г. – звание профессора. Николай Дмитриевич Девятков - академик АН СССР (1968), Герой Социалистического Труда (1969), лауреат Сталинской (Государственной) премии СССР (1949) и Ленинской премии (1965), двух правительственных премий (1984, 1996), кавалер двух орденов Ленина, ордена Октябрьской Революции, двух орденов Трудового Красного Знамени и ордена Красной Звезды. Награжден золотой медалью им. А.С. Попова (1986).

Н.Д. Девятков проводил большую научно-общественную работу. Решением Президиума АН СССР в 1975 г. был назначен председателем совета по проблеме физической электроники. Начиная с 1950-х годов работал в ВАКе, два срока (по 5 лет каждый) был членом бюро Отделения общей физики и астрономии АН СССР, являлся членом редакционной коллегии "Большой советской энциклопедии". Был главным редактором журнала «Радиотехника и электроника», возглавлял редколлегию сборника "Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника".

Николай Дмитриевич Девятков обладал редким сочетанием выдающегося оригинального ученого, прокладывающего новые пути в науке, и прекрасного организатора. Ученый с мировым именем, он является одним из основоположников многих научных направлений: современной электронной техники, физической электроники, электроники сверхвысоких частот, электровакуумной технологии, медицинской электротехники. Размах и значение его научного творчества настолько велики, что кратко невозможно отразить их соответствующим образом. Оценка яркой многогранной деятельности Н.Д.Девяткова неотделима от ответа на вечные вопросы соотношения между фантазией и строгостью, интуицией и математикой, "алгеброй" и "гармонией" в физике и технике СВЧ и в других естественных науках.

Николай Дмитриевич Девятков прожил долгую и плодотворную жизнь, которая описана им в его книге "Воспоминания" (М., 1998). Женился он в августе 1933 г. на Зое Васильевне Стерлядкиной, тоже вологжанке, и прожил с ней в любви и согласии почти 70 лет. Сын Михаил, доктор физико-математических наук, безвременно ушел из жизни в 1984 г. Сам Николай Дмитриевич ушел 1 февраля 2001 года на 94-м году жизни, покоится на Востряковском кладбище.

Николай Дмитриевич являлся образцом русского интеллигента, готового придти на помощь каждому, кто в этом нуждался, человеком большого ума и высокой внутренней культуры.

Память об этом удивительном человеке навсегда останется в наших сердцах. Его дело живет в коллективах, которыми он руководил, его принципы и стиль остаются ведущими для бывших его сотрудников и для следующих за ними поколениях ученых.

Редакция

ГУБИН СЕРГЕЙ ПАВЛОВИЧ

(К ВОСЬМИДЕСЯТИЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

УДК 929.53 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.120**

8 мая 2017 года исполнилось 80 лет Сергею Павловичу Губину, доктору химических наук, профессору, заведующему лабораторией Химии наноматериалов Института общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук, лауреату Государственной премии СССР, заслуженному деятелю науки России, действительному члену Российской академии естественных наук, известному специалисту в области химии твердого тела, наносистем и нанотехнологий.

С.П. Губин родился в 1937 году в городе Москве, в семье инженеров Губина Павла Федоровича (после МИИТа – в Метрополитене) и Ромашко Людмилы Кондрадовны (после МИСиСа – завод "Салют", Москва), оба - с Вологодчины. В школьные годы, увлекшись химией, начиная с 7-го класса (1951 г.) каждый год участвовал в городских Химических олимпиадах на Химическом факультете МГУ, получая все годы первые премии. В 1954 году поступил на Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова. В том же году начал специализироваться на кафедре органической химии, в лаборатории Химии металлоорганических соединений под руководством академика Александра Николаевича Несмеянова, в то время – Президента Академии наук СССР.

Диплом и аспирантура на Химическом факультете МГУ завершились в 1963 году защитой диссертации на соискание ученой степени кандидата химических наук "Окислительно-восстановительные потенциалы замещенных ферроценов", выполненной под руководством академика АН СССР А.Н. Несмеянова и доктора химических наук Э.Г. Переваловой.

С 1963 года С.П. Губин – сотрудник Института элементоорганических соединений (ИНЭОС) АН СССР. Благодаря своим исследованиям по химии металлоорганических соединений и π-комплексов переходных металлов С.П. Губин приобретает известность в отечественной и мировой науке. Им проведены широкие исследования реакционной способности и электронных эффектов в π-комплексах переходных металлов; выдвинута и обоснована гипотеза об участии электронов σ-остова органических лигандов в образовании связи с переходными металлами в π-комплексах. С.П. Губиным установлены основные закономерности окислительно-восстановительных реакций π-комплексов переходных металлов. В 1971 году Ученый совет ИНЭОС присваивает С.П. Губину ученую степень доктора химических наук (диссертация "Электронные эффекты и реакционная способность π-комплексов переходных металлов", научный консультант – академик А.Н. Несмеянов).

Много внимания в этот период времени уделялось С.П. Губиным использованию π-комплексов переходных металлов в электронике, цветной металлургии, нефтехимии и нефтепереработке. В 1976 году С.П. Губину в составе коллектива авторов присуждена Государственная премия СССР за работы в области применения металлоорганических соединений в электронной технике.

С 1977 года Сергей Павлович – в Новосибирске, зам. директора Института неорганической химии СО АН. В 1978 году С.П. Губин принимает предложение акад. Г.К. Борескова, согласованное с акад. Г.И. Марчуком, бывшим тогда председателем СО АН СССР, об организации в Красноярском филиале СО АН СССР химического института. С.П. Губин – основатель (1979) и первый директор Института Химии и химической технологии Сибирского отделения АН СССР в г. Красноярске. Им проведена большая работа по привлечению во вновь создаваемый институт высококвалифицированных научных кадров и оснащения его приборами и оборудованием, определены основные научные

направления, по которым институт успешно работает до настоящего времени. В Красноярске под руководством С.П. Губина разработаны теоретические основы комплексной переработки углей Канско-Ачинского бассейна методом сверхкритической экстракции спиртами. В дальнейшем на этой основе создана оригинальная технология получения жидкого топлива из этих углей. Здесь С.П. Губин первым в нашей стране начал систематические исследования по использованию сверхкритических флюидов в качестве реагентов, успешно развиваемые в настоящее время. В Красноярске начаты первые исследования в области химии кластеров.

В 1980-1983 годах С.П. Губин – директор новосибирского ИНХ СО АН. Здесь С.П. Губин продолжил систематические исследования в области химии кластеров. Им были развиты исследования по основным разделам этого нового научного направления – синтезу, изучению реакционной способности и строения, поиску возможных путей применения кластеров в материаловедении, катализе и т.п.; выявлены особенности координации лигандов на нескольких металлических центрах в кластерах.

С 1983 года Сергей Павлович – в Москве, в ИОНХ АН СССР. Работа здесь была поставлена широким фронтом: сверхкритические флюиды, кластеры, синтез наночастиц, в том числе, магнитных. Проведены исследования по теоретическим проблемам химии кластеров и созданы основы классификации кластерных соединений на базе топологии металлического остова. Итоги работы в этом направлении обобщены в монографии С.П. Губина "Химия кластеров" (Москва, Наука, 1987), не имеющей аналогов ни в отечественной, ни в зарубежной литературе; она сыграла выдающуюся роль в развитии этого направления в нашей стране.

На базе исследований электрохимии кластеров, отличительных особенностей кластеров как резервуаров электронов в совместной работе с сотрудниками физического факультета МГУ и Института радиотехники и электроники РАН создан первый в мире одноэлектронный транзистор на кластерной молекуле, работающий при комнатной температуре.

С.П. Губин был пионером в синтезе магнитных наноматериалов; впервые магнитные характеристики материала, состоящего из изолированных друг от друга в немагнитной твердой диэлектрической матрице магнитных наночастиц (3-10 нм), были описаны им в публикации 1980 г. В дальнейшем эти работы были успешно продолжены и привели к созданию нового класса наноматериалов на основе металлсодержащих наночастиц в диэлектрических матрицах. В 2002 году С.П. Губин создал в ИОНХ РАН первую в нашей стране лабораторию Химии наноматериалов, успешно работающую в этом направлении. В 2009 году С.П.Губин в качестве научного руководителя участвует в создании на территории ВНИИ "Алмаз" стартаповской фирмы ООО "АкКоЛаб", где развернуты работы по использованию нанотехнологий при создании суперконденсаторов, Li-ионных аккумуляторов, нанодатчиков и т.п. В 2011 г С.П. Губин в соавторстве со своим аспирантом С.В. Ткачёвым опубликовал небольшую, но очень содержательную книгу "Графен и родственные наноформы углерода", выдержавшую уже 4-ое издание. Специалисты, работающие с графеном, объединились и создали в 2011 году на базе ВНИИ Алмаз и ООО АкКоЛаб ежемесячный московский, вскоре переросший во всероссийский с международным участием, семинар "Графен: молекула и 2D-кристалл", руководимый профессором С.П. Губиным. Наконец, в 2015 г. С.П. Губин организвал и успешно провел первую в России всероссийскую конференцию по графену "Графен - молекула и 2D-кристалл" в Новосибирске на базе Института неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН.

С.П. Губин – профессор кафедры химии и технологии наноразмерных и композиционных материалов Московского института тонкой химической технологии им. М.В. Ломоносова и в этом качестве уделяет много внимания воспитанию научной молодежи. С.П. Губин – профессор кафедры Физики твёрдого тела Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

С.П. Губин – действительный член Российской академии естественных наук по Отделению проблем радиоэлектроники, нанофизики и информационных технологий. Под его руководством защитили диссертации 6 докторов и более 30 кандидатов наук. Им опубликовано более 550 статей в научных журналах, 5 книг и около 40 патентов. С.П. Губин – член редколлегий журналов Неорганические материалы, Координационная химия, зам. гл. редактора журнала РЭНСИТ (Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии).

Профессор С.П. Губин – широко известный в научных кругах специалист; он заслуженный деятель науки РФ, его ученики работают в ряде исследовательских организаций и в учебных институтах.

Сергей Павлович обладает неиссякаемым научным потенциалом, неослабевающей с годами творческой активностью. Он полон оптимизма и новых творческих замыслов.

Талантливый ученый, организатор и руководитель науки, внимательный и требовательный учитель, обаятельный и отзывчивый человек, Сергей Павлович Губин пользуется заслуженным уважением и авторитетом среди научной общественности России и зарубежья.

Друзья, коллеги и ученики искренне поздравляют Сергея Павловича Губина со славным юбилеем и желают ему доброго здоровья, удачи, успехов в научной и педагогической деятельности.

Редакция журнала РЭНСИТ Отделения РАЕН сердечно присоединяется к этим пожеланиям.

Редакция

БУШУЕВ ВЛАДИМИР АЛЕКСЕЕВИЧ

(К СЕМИДЕСЯТИЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

УДК 929.53

DOI: 10.17725/rensit.2017.09.122

13 мая 2017 года исполнилось 70 лет Владимиру Алексеевичу Бушуеву, доктору физико-математических наук, профессору кафедры физики твердого тела физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, действительному члену Российской академии естественных наук, известному специалисту в области рентгеновской оптики, фазоконтрастной томографии, рентгеновской диагностики многослойных наноструктур, фотонных кристаллов и рентгеновских лазеров на свободных электронах, заслуженному профессору Московского университета.

В.А. Бушуев родился в 1947 году в городе Москве, в семье курсанта военной академии Бушуева Алексея Ефимовича из Псковской области и студентки МАИ Бушуевой Надежды Трофимовны из Запорожской области. После окончания в 1965 году средней школы в г. Смоленске поступил на физический факультет МГУ. Становление Владимира Алексеевича как физика совпало со звездным временем физфака – прорывом в нелинейные процессы во всех областях, и прежде всего, в оптике и в радиофизике. На третьем курсе В.А. Бушуев распределился на кафедру волновых процессов Отделения радиофизики физического факультета. В то время кафедра волновых процессов, основанная и возглавляемая академиком Рэмом Викторовичем Хохловым, стала мощным мировым центром исследований по нелинейной оптике, нелинейной акустике, лазерной физике и нелинейной спектроскопии. Здесь под руководством своего первого учителя, создателя школы квантовой оптики, автора открытия эффекта спонтанной параметрической люминесценции, тогда еще к.ф.-м.н., Давида Николаевича Клышко В.А. Бушуев выполняет дипломную работу, посвященную исследованию нелинейного рассеяния света в кристаллах. По результатам проведенных исследований студент В.Бушуев сделал доклад на Всесоюзном совещании по нелинейной оптике в 1970 году, ставший началом его научной биографии.

В 1971 году В.А. Бушуев заканчивает физический факультет МГУ и поступает в аспирантуру кафедры физики твердого тела. Вектор его научных интересов смещается в область рентгеновского и гамма-диапазонов. Под руководством д.ф.-м.н. Д.Н. Клышко и д.ф.-м.н. Р.Н. Кузьмина в 1975 году он защищает кандидатскую диссертацию "Динамическая теория неупругого рассеяния рентгеновских лучей в кристаллах", за которой последовала серия статей и выступлений на темы рентгеновской оптики и гамма-лазера.

С 1974 года и по настоящее время В.А. Бушуев – сотрудник кафедры физики твердого тела физического факультета МГУ, с 1974 по 1986 г. – мнс, с 1986 по 1988 г. – нс, с 1988 по 1993 г. – снс, с 1993 г. – профессор. За цикл работ "Математические модели кинетики ядерного гамма-лазера" в 1978 году В.А. Бушуев (совместно с А.В. Андреевым и О.Ю. Тихомировым) получает Первую премию им. Р.В. Хохлова на конкурсе научных работ молодых ученых МГУ.

Владимир Алексеевич читает спецкурсы "Динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей", "Вторичные процессы в рентгеновской оптике", "Трехкристальная рентгеновская дифрактометрия", "Рентгеновская фазоконтрастная томография", курс "Неупругое рассеяние рентгеновских лучей", факультативные "Проблемы создания рентгеновских и гамма-лазеров" и "Нелинейная рентгеновская оптика", выпускает соответствующие монографии, руководит дипломниками и аспирантами.

В 1990 году В.А. Бушуев защищает докторскую диссертацию "Когерентные и дифракционные явления при неупругом рассеянии рентгеновских

лучей в кристаллах". В 1999 году решением Государственного комитета Российской Федерации по высшему образованию В.А. Бушуеву присвоено ученое звание профессора.

Область научных интересов В.А. Бушуева – рентгеновская оптика, дифрактометрия, рефлектометрия и фазоконтрастная томография, теория рассеяния рентгеновских лучей в микроструктурах с дефектами, фотонные кристаллы, рентгеновские и гамма-лазеры. Он специалист по нелинейно-оптическим явлениям, автор принципиальных работ по дифракции сверхкоротких рентгеновских и лазерных импульсов. Им развита теория рентгеновской фазоконтрастной интроскопии и теория когерентного и диффузного рассеяния в наноразмерных кристаллических и пористых структурах. В.А. Бушуевым создана статистическая динамическая теория дифракции рентгеновских лучей в кристаллах с дефектами структуры, теория генерации второй гармоники и дифракционного расщепления лазерных импульсов в нелинейных фотонных кристаллах. Научные интересы В.А. Бушуева также связаны с созданием медицинской фазоконтрастной рентгеновской диагностики, запатентованной в 1998 году, о чем он неоднократно выступал с интервью по телевидению и на страницах центральных СМИ.

В последние годы В.А. Бушуевым получены результаты по влиянию теплового самовоздействия на дифракцию мощных рентгеновских импульсов и динамической теории дифракции ультрахолодных нейтронов на движущейся решетке.

В.А. Бушуев лауреат премии «Компании “Базовый элемент”» за цикл работ – "Когерентные и дифракционные явления при рассеянии рентгеновских лучей в аморфных, кристаллических и нанопористых структурах и лазерного излучения в нелинейных фотонных кристаллах" (2003). Полученные результаты получили также признание в виде Почетной грамоты Министерства образования и науки Российской Федерации (2005). Среди его публикаций более 270 статей в авторитетных научных журналах (количество цитирований статей в журналах по данным Web of Science: 510, Scopus: 416), он соавтор нескольких монографий и целого ряда книг и учебных пособий, посвященных различным вопросам рентгеновской оптики и дифрактометрии. В.А. Бушуев – член двух диссертационных советов физического факультета МГУ, с 2003 г. член и с 2008 по 2014 гг. председатель экспертного совета РФФИ по научной дисциплине 02-211 "Взаимодействие рентгеновского, синхротронного и нейтронного излучения с конденсированным веществом".

В.А. Бушуев – член программных и организационных комитетов отечественных и международных конференций, симпозиумов и совещаний по рентгеновской оптике, нанофизике и наноэлектронике, на протяжении многих лет руководит работой секции "Физика" на Международной конференции МГУ "Ломоносов", а также является председателем программных комитетов периодических Международных научных семинаров и молодежных школ-семинаров "Современные методы анализа дифракционных данных и актуальные проблемы рентгеновской оптики" в В.Новгороде.

В.А. Бушуев – член редакционных коллегий научных журналов "Кристаллография", "Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования", "Вестник Московского университета. Серия Физика. Астрономия", зам. гл. редактора журнала "Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии (РЭНСИТ)".

В 2006 году ему было присвоено почетное звание "Заслуженный профессор Московского университета". Он награждён медалью "В ознаменование 850-летия Москвы", Знаком "Почетный работник высшего профессионального образования Российской Федерации" (2008), юбилейным нагрудным знаком "250 лет МГУ имени М.В. Ломоносова".

Портрет В.А. Бушуева будет не полон, если не сказать о его редкостном увлечении – коллекционировании исторических видеозаписей легендарных исполнителей "золотого века" рок-музыки. В этой сфере человеческих увлечений он занимает очень заметное место – его коллекция входит в первую десятку коллекций мира. Владимир Алексеевич щедро делится своими записями, украшая будни многочисленных научных конференций, в которых доводится участвовать.

Высокая научная эрудиция, работоспособность, принципиальность и ответственность принесли В.А. Бушуеву заслуженный авторитет и широкую известность в среде научного сообщества.

Друзья, коллеги и ученики искренне поздравляют Владимира Алексеевича Бушуева со славным юбилеем и желают ему доброго здоровья, удачи, успехов в научной и педагогической деятельности.

Редакция журнала РЭНСИТ Отделения РАЕН сердечно присоединяется к этим пожеланиям.

Редакция

РУСАКОВ ВЯЧЕСЛАВ СЕРАФИМОВИЧ

(К СЕМИДЕСЯТИЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

УДК 929.53 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.124**

25 мая 2017 года исполнилось 70 лет Вячеславу Серафимовичу Русакову, доктору физико-математических наук, профессору кафедры общей физики физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, действительному члену Российской академии естественных наук, известному специалисту в области мёссбауэровской спектроскопии, ядерной и радиационной физики, физики конденсированного состояния и сверхтонких взаимодействий, заслуженному профессору Московского университета.

В.С. Русаков родился в 1947 году в городе Москве, в семье служащих Русакова Серафима Семеновича и Русаковой Галины Александровны. После окончания в 1965 году 154 средней школы г. Москвы поступил на физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова. На третьем курсе В.С. Русаков распределился на кафедру физики твердого тела Отделения физики твердого тела физического факультета. В то время кафедра физики твердого тела, одна из старейших кафедр факультета, возглавлялась профессором Ждановым Германом Степановичем. Здесь под руководством своего первого учителя, тогда еще к.ф.-м.н., Владимира Ивановича Николаева В.С. Русаков выполняет научную работу, посвященную исследованию кристаллической и магнитной структуры ферритов. По результатам проведенных исследований студент В.Русаков публикует статью в журнале "Физика твердого тела", ставшую началом его научной биографии.

В 1971 году В.С. Русаков заканчивает физический факультет МГУ и поступает в аспирантуру на кафедру общей физики. Вектор его научных интересов смещается в область Мёссбауэровской спектроскопии. Под руководством В.И. Николаева в 1974 году он защищает кандидатскую диссертацию "Исследование динамических свойств ядер в твердом теле с помощью Мёссбауэровской спектроскопии", за которой последовала серия докладов на конференциях статей и публикаций по Мёссбауэровской спектроскопии, ее аппаратному и программному обеспечению.

С 1974 года и по настоящее время В.С. Русаков – сотрудник кафедры общей физики Отделения экспериментальной и теоретической физики физического факультета МГУ, с 1974 по 1982 г. – ассистент, с 1982 по 1994 г. – ст. преподаватель, с 1994 по 2001 г. – доцент, с января 2002 г. – профессор.

Вячеслав Серафимович читает курсы Общей физики: "Электричество и магнетизм" и "Оптика", спецкурсы "Физические основы Мёссбауэровской спектроскопии" и "Методы Мёссбауэровской спектроскопии", ведет общий и специальный физический практикум на факультете, выпускает научные монографии и учебно-методические книги и пособия, руководит дипломниками и аспирантами. Всего под его руководством защищены более 30 дипломных и 11 диссертационных работ.

В 1999 году В.С. Русаков защищает докторскую диссертацию "Мёссбауэровская

спектроскопия локально неоднородных систем". В 2006 году решением Государственного комитета Российской Федерации по высшему образованию В.С. Русакову присвоено ученое звание профессора.

Область научных интересов В.С. Русакова – Мёссбауэровская спектроскопия, физика конденсированного состояния, сверхтонкие взаимодействия, локальные атомная, кристаллическая, электронная и магнитная структуры вещества. Он специалист по спектроскопии локально неоднородных, в том числе фаз переменного состава, аморфных, дефектных и многофазных систем, автор принципиальных работ по ионно-лучевой и ионно-плазменной модификции материалов. Им развиты методы Мёссбауэровских исследований пространственных спин-модулированных структур, сверхтонких взаимодействий, фазообразования в слоистых системах, кинетики низкотемпературной кристаллизации минералов. В.С. Русаковым разработан и программно реализован комплекс методов обработки и анализа Мёссбауэровских данных – улучшения качества и модельной расшифровки Мёссбауэровских спектров, восстановления распределений сверхтонких параметров, обработки их температурных, полевых и временных зависимостей. Научные интересы В.С. Русакова связаны также с исследованием биогенных преобразований и кристаллохимии минералов.

В последние годы В.С. Русаковым получены новые результаты по магнитной структуре и сверхтонким взаимодействиям в железо-кобальтовых и железо-никелевых нанотрубках, успешно развивается диагностика пространственных спин-модулированных структур мультифероиков методами ядерного магнитного резонанса и Мёссбауэровской спектроскопии.

Особо следует отметить многолетнее, плодотворное сотрудничество В.С. Русакова с Институтом ядерной физики и Евразийским национальным университетом имени Л.Н. Гумилева Республики Казахстан. Совместные исследования, чтение лекций, экспертная деятельность продолжается по настоящее время.

В.С. Русаков лауреат премии МГУ в номинации "Достижения в научно-исследовательской деятельности" (2016 г.). Всего Русаковым В.С. опубликовано более 900 печатных работ. Среди его публикаций около 300 статей в авторитетных научных журналах (количество цитирований статей в журналах по данным Web of Science: 586, Scopus: 529), 4 научные монографии, 43 учебных пособия, 2 свидетельства о регистрации прав на программное обеспечение.

В.С. Русаков – член Ученого совета физического факультета МГУ и Совета Отделения экспериментальной и теоретической физики физического факультета, председатель методической комиссии ОЭТФ. Его активная педагогическая деятельность отмечена высшей наградой родного университета – Ломоносовской премией МГУ (2011 г.) и горячим признанием студенческой среды физического факультета.

В.С. Русаков – член программных и организационных комитетов международных конференций "Мёссбауэровская спектроскопия и ее применения" и "Ядерная и радиационная физика".

В.С. Русаков – член редакционного совета научного журнала "Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии (РЭНСИТ)".

В 2013 году ему было присвоено почетное звание "Заслуженный профессор Московского университета". Он награждён медалью "В ознаменование 850-летия Москвы", юбилейным нагрудным знаком "250 лет МГУ имени М.В. Ломоносова", Памятным знаком "Заслуженный работник атомной отрасли Республики Казахстан I степени (золотой знак)" (2009 г.).

Высокая научная эрудиция, работоспособность, принципиальность и ответственность принесли В.С. Русакову заслуженный авторитет и широкую известность в среде научного сообщества.

Друзья, коллеги и ученики искренне поздравляют Вячеслава Серафимовича Русакова со славным юбилеем и желают ему доброго здоровья, удачи, успехов в научной и педагогической деятельности.

Редакция журнала РЭНСИТ Отделения РАЕН сердечно присоединяется к этим пожеланиям.

Редакция

ГРАФЕНИКА. РОССИЙСКИЙ СЕМИНАР С.П. ГУБИНА (МОСКВА)

Буслаева Е.Ю.

ВНИИАлмаз, http://www.vniialmaz.ru/, ООО АкКоЛаб, http://www.akkolab.ru
Москва 107996, Российская Федерация
Институт общей и неорганической химии им. Н.С.Курнакова РАН, http://www.igic.ras.ru
Москва 117901, Российская Федерация
eyubuslaeva@inbox.ru

Российский семинар "ГРАФЕН: МОЛЕКУЛА И КРИСТАЛЛ (материал, физика, химия, электроника, фотоника, биомедицинские применения)" под руководством д.х.н., проф. С.П. Губина работает с ноября 2011 года. Семинары проходят раз месяц, в основном, в конференц-зале ВНИИАлмаз на ул. Гиляровского, дом 65. Семинар проводится при поддержке ООО "АкКоЛаб" и ВНИИ "АЛМАЗ". Программы семинаров размещены на сайте: http://www.akkolab.ru. Организаторы семинара видят его как дискуссионную платформу для обсуждения новых идей и концепций, ознакомления с результатами и обмена опытом работы исследователей в бурно развивающейся графенике - междисциплинарной области современной науки. Предполагается издание ежегодного Сборника материалов семинара, создание Программы исследований в этой области с возможным выходом на финансирование. В работе семинара принимают участие сотрудники различных научных учреждений г.Москвы – ИОНХ РАН, ИНЭОС РАН, ИХФ РАН, ИРЭ РАН, НИЦ Курчатовский ин-т, МГУ Химфак, МФТИ, НИЯУ МИФИ, РУДН, ООО "АкКоЛаб", ОАО "ВНИИ АЛМАЗ", ООО "Карбонлайт", ОАО "НИИграфит" и др., а также приглашенные сотрудники научных учреждений России, стран СНГ и зарубежья. Аудитория каждого заседания – около полусотни участников. На четырехчасовом заседании с перерывом заслушиваются и обсуждаются 3-4 доклада, обзор новостей, представленные стендовые сообщения. В журнале РЭНСИТ публикуются полугодовые отчеты о работе семинара: перечень докладов с указанием аффилированных авторов и представленные тезисы докладов.

УДК 061.3

РЭНСИТ, 2017, 9(1):126-127

ДВАДЦАТЬ ВОСЬМОЙ СЕМИНАР, 15.02.2017

1. Бочаров Г.С., Мельников В.П., Елецкий А.В., д.т.н., проф., (МЭИ, Москва). *Нелинейная проводимость термически восстановленного оксида графена.*

2. Образцова Е.Д., к.ф.-м.н., Тонких А.А., Цебро В.И., Рыбковский Д.В., Образцова Е.А., Чувилин А.Л., Кауппинен Э. (ЦЕНИ ИОФ РАН) *Пленки из заполненных одностенных углеродных нанотрубок - новый материал для оптоэлектроники*

3. Червонобродов С.П., к.ф.-м.н., Москва. *О применении наноуглеродных материалов в электрохимических энергонакопителях (по результатам обсуждения на экспертной сессии, проходившей в РОСНАНО 15 и 21 декабря 2016 г.).*

ДВАДЦАТЬ ДЕВЯТЫЙ СЕМИНАР, 22.03.2017

1. Журавлев В.В., д.т.н. (АО ВНИИАЛМАЗ). *Новые материалы на основе оксида графена и графена; работы ВНИИ АЛМАЗ за 2015-2016 гг.*

2. Бурмистров И.С., д.ф.-м.н. (ИТФ им. Л.Д.Ландау РАН). *Квантовая упругость графена: коэффициент теплового расширения и теплоемкость.*

ТРИДЦАТЫЙ СЕМИНАР, 24.05.2017

1. Галль Н.Р., д.ф.-м.н., проф.; Рутьков Е.В. (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Проблема "идеальности" графена, получаемого методами высокотемпературного CVD и диффузией из объема.*

2. Данилов Е.А., Самойлов В.М., Дмитриева В.С., Николаева А.В., Пономарева Д.В., Тимощук Е.И. (АО НИИграфит). *Получение прозрачных проводящих пленок на основе графенов и металлических наночастиц методом Ленгмюра-Блоджетт.*

3. Королев В.В., д.х.н. (Институт химии растворов РАН, г. Иваново), Кокшаров Ю.А., Губин С.П. (ИОНХ РАН). *Магнитокалорический эффект в графене.*

4. РАЗНОЕ.

GRAFENIKA [GRAPHENICS] RUSSIAN GUBIN'S SEMINAR (MOSCOW)

Elena Yu. Buslaeva

VNIIAlmaz, http://www.vniialmaz.ru/, Ltd. AkKoLab, http://www.akkolab.ru
Moscow 107996, Russian Federation
Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry, Russian Academy of Sciences, http://www.igic.ras.ru
Moscow 117991, Russian Federation
eyubuslaeva@inbox.ru

Russian Seminar "GRAPHENE: MOLECULE AND CRYSTAL (material, physics, chemistry, electronics, photonics, biomedical applications)" under the direction of prof. SP Gubin operates from November 2011. Seminar sessions are held once a month, mainly in the boardroom VNIIAlmaz in Gilyarovskogo str., 65 (metro station "Rizhskaya"). The seminar is supported by LLC "AkKoLab" and the VNIIAlmaz. Programms of seminars are available at http://www.akkolab.ru. The seminar organizers see it as a discussion platform to discuss new ideas and concepts, review the results and the exchange of experience of researchers in the booming grafenika - an interdisciplinary field of modern science. Anticipated publication of an annual compendium of seminar materials, creating Programs of research in this area with possible access to financing. The seminar was attended by officials from various scientific institutions of Moscow - Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry RAS, Nesmeyanov Institute of Organoelement Compounds of RAS, Semenov Institute of Chemical Physics RAS, Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS, National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow State University Department of Chemistry, Moscow Institute of Physics and Technology, National Research Nuclear University "MEPhI", People's Friendship University of Russia, LLC "AkKoLab", Open Joint Stock Company (JSC) "VNII ALMAZ", LLC "Karbonlayt", JSC NIIgrafit and others, as well as invited members of scientific institutions in Russia, Commonwealth of Independent States (CIS) and foreign countries. The audience for each session - about fifty participants. In the four-hour meeting with a break heard and discussed the 3-4 reports, news review and submitted poster presentations.

The journal RENSIT is published semi-annual reports of this seminar: list of reports indicating affiliated authors and submitted abstracts.

PACS: 01.10 Fv

RENSIT, 2017, 9(1):126-127 **DOI: 10.17725/rensit.2017.09.126**

TWENTY-EIGHT SEMINAR, 15.01.2016

1. Bocharov G.S., Mel'nikov V.P., **Eletskii A.V**., Dr Sci Techn., Professor (MEI, Moscow). *The nonlinear heat-conductivity of the recovered graphene oxide.*

2. **Obraztsova E.D.**, PhD Phys&Math; Tonkikh A.A., TsebroV.I., Rybkowski D.V., Obraztsova E.A., Chuvilin A.L., Kauppinen E. (CENI GPI RAS) *Film from the filled single-walled carbon nanotubes - a new material for optoelectronics.*

3. **Chervonobrodov S.P.**, PhD Phys&Math, Moscow. *On the application of nano-materials in electrochemical energy storage (according to the discussions at the expert session, held in RUSNANO 15 and 21 December 2016).*

TWENTY-NINTH SEMINAR 22.03.2017

1. Zhuravlev V.V., Dr Sci Techn (JSC VNIIALMAZ). *New materials based on graphene oxide and graphene; the work of the* VNIIALMAZ *for 2015-2016.*

2. Burmistrov I.S., Dr Sci Phys&Math (Landau ITP RAS). *Quantum graphene elasticity: coefficient of thermal expansion and heat capacity.*

THIRTIETH SEMINAR 24.05.2017

1. **Gall N.R.**, Dr Sci Phys&Math, prof.; Rudikov E.V. (Ioffe FTI RAS, Saint-Petersburg). *The problem of "ideality" of graphene, obtained by CVD and high temperature diffusion from the bulk.*

2. **Danilov E.A.**, Samoilov M.V., Dmitriev V.S., Nikolaeva A.B., Ponomarev D.V., Timoshchuk E.I. (JSC NIIgrafit). *Obtaining a transparent conductive films based on graphene and metal nanoparticles by the method of Langmuir-Blodgett films.*

3. **Korolev V.V.,** Dr Sci Chem (Institute of solution chemistry of RAS, Ivanovo), Koksharov Yu.A., Gubin S.P. (IGIC RAS). *Magnetocaloric effect in graphene.*

4. DIFFERENT.

ВТОРАЯ РОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

ГРАФЕН

МОЛЕКУЛА И 2D-КРИСТАЛЛ

7 - 11 АВГУСТА 2017 ГОДА

Новосибирск 630090, Россия

http://grapheneconf.ru

PACS: 01.10 Fv

DOI: 10.17725/rensit.2017.09.128

Новосибирский государственный университет
Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН
Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН
Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

Конференция реализует национальную платформу для обсуждения научных и практических достижений в области синтеза и применения графена и родственных структур, выявления актуальных вопросов и перспектив развития исследований в данной области. В конференции примет участие около 150 ведущих специалистов из крупнейших научных центров и университетов России, а также планируется участие зарубежных ученых.

Официальный язык конференции – русский

НАУЧНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ:

- CVD-синтез графена
- Диагностика графена
- Графеновая электроника
- Механические свойства и приложения
- Микроэлектромеханические системы
- Химические производные графена: синтез, структура, свойства
- Электрохимические материалы
- Оптические свойства
- Гибридные материалы на основе графена

СОПУТСТВУЮЩИЕ СЕМИНАРЫ:

- Неуглеродные 2D-материалы
- Родственные sp^2-углеродные материалы
- Теоретические методы в приложении к графеновым материалам

ОСНОВНЫЕ ДАТЫ

Окончание регистрации и приема тезисов	**апрель**	**15. 2017**
Уведомление о включении в программу	**май**	**01. 2017**
Срок приема оплаты организационного взноса	**июль**	**01. 2017**
Программа конференции	**август**	**01. 2017**
Срок подачи статей в Журнал структурной химии	**сентябрь**	**30.2017**

МЕСТО ПРОВЕДЕНИЯ

Новосибирск, Академгородок, Новосибирский госуниверситет, ауд. 3307.

РАЗМЕЩЕНИЕ УЧАСТНИКОВ

Новосибирск, ул. Пирогова, 1; Гостиница "Золотая Долина"

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Бухтияров Валерий И.
действ.член РАН, ИК СО РАН, Новосибирск

Быков Виктор А.
д.т.н., проф., НИИФП им Ф.В.Лукина, - Гр. компаний НТ-МДТ, Зеленоград

Губин Сергей П.
д.х.н., проф., ИОНХ РАН, Москва

Елецкий Александр В.
д.ф.-м.н., проф., Москва

Исмагилов Зинфер Р.
чл.-к. РАН, ИУХМ СО РАН, Кемерово

Кузнецов Владимир Л.
к.х.н., ИК СО РАН, Новосибирск

Латышев Александр В.
действ.член РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск

Максименко Сергей А.
д.ф.-м.н., проф., БГУ, Минск

Насибулин Альберт Г.
д.т.н., проф., Сколтех, Москва

Образцов Александр Н.
д.ф.-м.н., проф., МГУ, Москва

Образцова Елена Д.
к.ф.-м.н., ИОФ РАН, Москва

Окотруб Александр В.
д.ф.-м.н., проф., ИНХ СО РАН, Новосибирск

Принц Виктор Я.
д.ф.-м.н., ИФП СО РАН, Новосибирск

Федин Владимир П.
чл.-к. РАН, ИНХ СО РАН, Новосибирск

Федорук Михаил П.
чл.-к. РАН, НГУ, Новосибирск

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель

Окотруб Александр В.
д.ф.-м.н., проф., ИНХ СО РАН, Новосибирск
spectrum@ niic.nsc.ru

Ученые секретари:

Антонова Ирина В.
д.ф.-м.н., ИФП СО РАН, Новосибирск
antonova@isp.nsc.ru

Буслаева Елена Ю.
д.х.н., ИОНХ РАН, Москва
eyubuslaeva@inbox.ru

Федосеева Юлия В.
к.ф.-м.н., ИНХ СО РАН, Новосибирск
fedoseeva@niic.nsc.ru
graphene@niic.nsc.ru
+7 383 330 5352, +7 923 221 2008

Сдано в набор 21.06.2017. Подписано к печати 24.06.2017. Формат 60x88⅛.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Печ.л. 25,6. Тираж 1000 экз. Зак. 5484-17.

Компьютерный набор, верстка, графика, фотоработы – Редакция журнала РЭНСИТ.