

2000
ВЫПУСК 4

**ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН**

Вестник



**ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
И РАДИАЦИОННОЕ
МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ**

Вестник НЯЦ РК

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

Издается с января 2000 г.

ВЫПУСК 4 «ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И РАДИАЦИОННОЕ МАТЕРИЛОВЕДЕНИЕ», ДЕКАБРЬ 2000

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР – ТУХВАТУЛИН Ш. Т.

НАУЧНЫЕ РЕДАКТОРЫ – ЖОТАБАЕВ Ж. Р., КАДЫРЖАНОВ К. К.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: АХМЕТОВ М. А., БЕЛЯШОВА Н. Н., ЖОТАБАЕВ Ж. Р.,
КАДЫРЖАНОВ К. К., КОНОВАЛОВ В. Е., ПИВОВАРОВ О. С., СИТНИКОВ А. В., ТАКИБАЕВ Ж. С.

ҚР ҰЯО Жаршысы

"ЯДРОЛЫҚ ФИЗИКА ЖӘНЕ РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛДАРЫ"

4 ШЫҒАРЫМ, ЖЕЛТОҚСАН, 2000 ЖЫЛ

NNC RK Bulletin

"NUCLEAR PHYSICS AND RADIATION MATERIAL AND STRUCTURE INVESTIGATIONS"

ISSUE 4, DECEMBER 2000



III МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ЯДЕРНАЯ И РАДИАЦИОННАЯ ФИЗИКА

4-7 июня 2001 года
г. Алматы, Республика Казахстан

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Министерство энергетики, промышленности и
торговли Республики Казахстан (РК)
Комитет по атомной энергетике РК
Национальный ядерный центр РК
Институт ядерной физики НЯЦ РК
Инженерная академия РК

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель: Кадыржанов К.К.
Директор ИЯФ НЯЦ РК

Члены организационного комитета:
Ахметов Т.З., Беляшова Н.Н.,
Дуйсебаев А.Д., Жанткин Т.М.,
Жотабаев Ж.Р., Квочкина Т.Н.,
Мукашев Б.Н., Пятилетов Ю.С.,
Тажобаева И.Л., Тулеушев А.Ж.

INTERNATIONAL ADVISORY BOARD

Abramovich S. N. (Russia), Azizov E. A. (Russia), Bhattacharyya S. (USA), Birsan N. (Turkey), Cherepnin Yu. S. (Russia), Danesi P. (IAEA), Dubasov Yu. V. (Russia), Fujii-e Y. (Japan), Garner F. A. (USA), Gerasimenko N. N. (Russia), Glukhikh V. A. (Russia), Gridnev K. A. (Russia), Hecker S. S. (USA), Ilkaev R. I. (Russia), Itkis M. G. (Russia), Izrael Yu. A. (Russia), Kadyshetskii V. G. (Russia), Komarov F. F. (Byelorussia), Lambert J. D. B. (USA), Machi S. (IAEA), Matushenko A. M. (Russia), Musabaev T. A. (Kazakhstan), Ogloblin A. A. (Russia), Oertzen W. (EPS), Peterson R. J. (USA), Pogrebnjak A. D. (Ukraine), Saralidze Z. K. (Georgia), Spataev M. B. (Kazakhstan), Takibaev Zh. S. (Kazakhstan), Tokarevskii V. V. (Ukraine), Velikhov E. P. (Russia), Vera Ruiz H. (IAEA), Yalcin C. (Turkey), Yuldashev B. S. (Uzbekistan).

ВАЖНЫЕ СРОКИ

1 февраля 2001г. – окончание приема информации о намерении участвовать в Конференции и о названиях предлагаемых докладов

31 марта 2001г. – окончание приема тезисов докладов.

10 апреля 2001г. – рассылка второго информационного сообщения.

ТЕМАТИКА

1. **Ядерная и прикладная физика:** ядерные реакции и физика деления; ядерная физика низких энергий; теоретическая ядерная физика; физика ускорительных процессов; гамма-, магниторезонансные и масс-спектроскопические методы исследования.
2. **Радиационная физика твердого тела, материаловедение и проблемы ТЯР:** теория и моделирование радиационных повреждений; материаловедческие проблемы ТЯР; структурно-фазовая и размерная стабильность металлических материалов под облучением; влияние облучения на физико-механические свойства материалов; радиационная обработка полупроводников; технология получения сверхпроводников.
3. **Радиационная экология:** проблемы искусственных и естественных радионуклидов в нефтедобыче; ядерно-физические методы в радиозоологии; экологические проблемы мест проведения ядерных взрывов; проблемы ретроспективной оценки поглощенной дозы в объектах окружающей среды; воздействие радионуклидов на живые организмы; радиопротекторы и радиофармпрепараты; радиоиммунодиагностика; эпидемиология; переработка и хранение сельхозпродукции; радиозоологические проблемы хранилищ отходов уранодобывающей промышленности.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

При подготовке тезисов доклада, пожалуйста, придерживайтесь следующих рекомендаций:

Тезисы докладов представляются в адрес секретариата Конференции до **31 марта 2001 года** в виде электронной копии (по e-mail присоединенным /attachment/ файлом или на дискете **3.5"** в формате **Microsoft Word 6/0/95** или **97**). Используйте, пожалуйста, шрифты **Times New Roman Cyr** для русского текста (**Times New Roman** - для английского) высотой 12 пунктов. Объем тезисов не должен превышать 1 страницу формата A4 (210x297 мм) с полями:

сверху - 25 мм; слева - 30 мм;
снизу - 25 мм; справа - 15 мм.

Название доклада печатается заглавными буквами. Пропустив 2 интервала после названия, печатаются инициалы и фамилии авторов и наименование организации (включая город и страну), которые они представляют. После этого, пропустив 2 интервала, печатается текст тезисов доклада через 1 интервал. Сборник тезисов докладов будет издан к началу Конференции.

Полные тексты докладов (в виде печатной и электронной копий) представляются в секретариат Конференции при регистрации. Доклады будут опубликованы отдельным сборником после Конференции.

РАБОЧИЕ ЯЗЫКИ КОНФЕРЕНЦИИ

Рабочие языки Конференции – русский и английский. Предполагается перевод докладов на рабочие языки Конференции.

КОНТАКТНЫЕ АДРЕСА СЕКРЕТАРИАТА ОРГКОМИТЕТА

Институт ядерной физики НЯЦ РК,
ул.Ибрагимова, 1, Алматы, 480082
КВОЧКИНА Татьяна Николаевна
Телефоны: (3272) 546-504, (3272) 546467
Факс: (7) 3272 546517
E-mail: kvochtn@inp1.sci.kz

Оргкомитет семинара

СОДЕРЖАНИЕ

О КОНЦЕПЦИИ РАЗВИТИЯ ЯДЕРНОЙ, РАДИАЦИОННОЙ ФИЗИКИ И РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ИЯФ НЯЦ РК	5
Кадыржанов К.К.	
МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ПРЕДРАВНОВЕСНОЙ КОМПОНЕНТЫ СЕЧЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$, $^{197}\text{Au}(\alpha, ^3\text{He})$ И РОЛЬ ВХОДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ	8
Блехман А.М., Дуйсебаев А.	
ГИБРИДНЫЕ ЯДЕРНЫЕ УСТАНОВКИ: ПЕРСПЕКТИВЫ И ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ	16
Жданов С.В., Мульгин С.И., Околович В.Н., Русанов А.Я.	
РЕАКЦИЯ $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ И ЕЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ АСПЕКТ	21
Буртебаев Н., Зайкин А.Ю., Ибраева Е.Т., Сагиндыков Ш.	
СВОЙСТВА И СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ УРОВНЕЙ $^{63,65}\text{Cu}$ В РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ РЕАКТОРА.....	26
Косяк Ю.Г., Чекушина Л.В., Адымов Ж.И., Ерматов А.С.	
УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОРЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ	30
Ганеев Г.З., Кадыржанов К.К., Кислицын С.Б., Туркебаев Т.Э.	
МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИМЕСНОГО АТОМА ВОДОРОДА С ЭЛЕМЕНТАМИ МИКРОСТРУКТУРЫ МЕТАЛЛА.....	38
Лопуга А.Д., Пятилетов Ю.С.	
РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ КВАНТОВОЙ ХИМИИ И ПРОБЛЕМА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ.....	43
Ливерц Е.З.	
ВОЗМОЖНОСТИ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ТИПА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В НУКЛЕОННЫХ СИСТЕМАХ И КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ	50
Карташов В.М., Троицкая А.Г.	
ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ ИТТРИЕВОЙ КЕРАМИКИ, ЭКСПОНИРОВАВШЕЙСЯ В ОТКРЫТОМ КОСМОСЕ	54
Сергеева Л.С., Верещак М.Ф., Кадыржанов К.К., Слюсарев А.П., Туматова Л.А., Назаренко Л.М., Мить А.Г., Якушев Е.М.	
ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАЗВАЛА В ТРЕХТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ.....	63
Такибаев Н.Ж., Ливенцова А.С.	
МЕТОДИКА И УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ И НАКОПЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ПРОЦЕССЕ ДЕФОРМАЦИИ ОБЛУЧЕННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	67
Максимкин О.П., Гусев М.Н.	
РАСШИРЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МАТЕРИАЛОВ БЕЗ НАРУШЕНИЯ ИХ СОСТОЯНИЯ СОВРЕМЕННЫМИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ	74
Бобыкин Б.В., Жданов В.С.	

ПРОСТЕЙШАЯ КАСКАДНО-ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ДЕФЕКТОВ В МЕТАЛЛАХ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ	83
Купчишин А.А., Купчишин А.И.	
ЛЕНТОЧНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ НА ОСНОВЕ СВИНЦА С ВЫСОКИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА.....	89
Тулеушев А.Ж., Володин В.Н., Тулеушев Ю.Ж., Лисицын В.Н., КИМ С.Н., Асанов А.Б.	
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ОХЛАЖДЕНИЯ КОРИУМА ЗА ПРЕДЕЛАМИ КОРПУСА ЛВР	92
Нагасака Х., Сакаки И., Васильев Ю.С., Колодешников А.А., Жданов В.С.	
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТОПЛИВА С ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ И РАСПЛАВА АКТИВНОЙ ЗОНЫ С БЕТОНОМ ПРИ ТЯЖЕЛЫХ АВАРИЯХ.....	99
Нагасака Х., Като М., Сакаки И., Черепнин Ю.С., Васильев Ю.С., Колодешников А.А., Жданов В.С.	
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ТОПЛИВА С ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ ЗА ПРЕДЕЛАМИ КОРПУСА РЕАКТОРА.....	106
Като М., Нагасака Х., Васильев Ю.С., Колодешников А.А., Жданов В.С.	
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДУКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОРИУМА С БЕТОНОМ.....	113
Нагасака Х., Сакаки И., Жданов В.С., Васильев Ю.С., Колодешников А.А., Черепнин Ю.С.	
ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ СТЕРЖНЕВЫХ КАРБИДНЫХ ТВЭЛОВ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА ЯЭДУ.....	120
Деряво И.И., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С., Стороженко А.Н.	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ НИТРИРОВАНИЯ КАРБИДОГРАФИТОВЫХ ТВЭЛОВ В АЗОТЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ.....	125
Деряво И.И., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С., Стороженко А.Н.	
ФРАГМЕНТАРНАЯ МОДЕЛЬ ОБМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.....	132
Котов В.М.	
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ МАТЕРИАЛОВ СТЕРЖНЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ РЕАКТОРА ВВР-К.....	136
Уткелбаев Б.Д., Петухов В.К., Мальцева Р.М., Щербинина Н.В.	
ИЗМЕНЕНИЕ АДсорбЦИОННЫХ СВОЙСТВ Na-МОНТМОРИЛЛОНИТА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРЕВАНИИ	142
Шериязданов А.К., Скаков М.К., Слюсарев А.П., Саматов И.Б.	
ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НЕКОТОРЫХ ЩЕЛОЧНЫХ, БЛАГОРОДНЫХ И НЕПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ	147
Жакупов Ш.Р., Касымханова К.А.	
РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЛАВОВ γ - ОБЛАСТИ ТРОЙНОЙ СИСТЕМЫ Cu-Al-Zn В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ	151
Курманова Д.Т., Мукушева М.К., Скаков М.К.	
О ДИАГРАММЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ Cu - Al - Zn.....	154
Курманова Д.Т., Мелихов В.Д., Скаков М.К.	

УДК 539.21

О КОНЦЕПЦИИ РАЗВИТИЯ ЯДЕРНОЙ, РАДИАЦИОННОЙ ФИЗИКИ И РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ИЯФ НЯЦ РК

Кадыржанов К.К.

Институт ядерной физики

В статье приводятся концептуальные направления развития ядерной физики низких и средних энергий, радиационной физики твердого тела и радиоэкологических исследований в ИЯФ НЯЦ РК.

Современное развитие науки и техники нуждается в точных и достоверных экспериментальных данных по механизмам ядерных взаимодействий и структуре атомных ядер.

В настоящее время исследованы, в основном, самые нижайшие состояния стабильных и некоторых радиоактивных ядер, и имеются далеко не полные экспериментальные данные по свойствам ядерных взаимодействий. В ряде случаев они измерены с недостаточной точностью для развития современных представлений о структуре ядер и механизмах ядерных взаимодействий.

Такие данные нужны не только для решения фундаментальных проблем **ядерной физики, но и в различных отраслях науки** и их практических приложениях (ядерная и термоядерная энергетика, ядерная астрофизика, радиационная экология, радиационная медицина и др.).

Фундаментальные исследования, проводимые в ИЯФ НЯЦ РК, охватывают следующие важнейшие направления современной ядерной физики:

- экспериментальное исследование механизмов ядерных взаимодействий заряженных частиц с легкими и тяжелыми ядрами, исследование их структуры и констант ядерного взаимодействия;
- экспериментальное исследование реакций деления и квазиделения тяжелых и сверхтяжелых ядер и модельное описание этих процессов;
- изучение структуры и свойств коллективных и квазичастичных состояний многонуклонных систем с целью построения последовательной теории структуры ядер;
- теоретические исследования процессов взаимодействия частиц с легкими ядрами с атомными ядрами с учетом их структуры;
- теоретические исследования резонансов рассеяния и пороговых аномалий в ядерных системах нескольких частиц;
- определение времен жизни, квантовых параметров возбужденных состояний ядер, заселяемости ядерных уровней и сечений реакций (n , $n'\gamma$).

Имеющийся научно-технический потенциал Института ядерной физики и наличие уникальных базовых ядерных установок как изохронный циклотрон У-150М, электростатический ускоритель

тяжелых ионов УКП-2-1, реактор ВВРК, а также признанных коллективов ученых по проведению ядерно-физических исследований дает возможность, наряду с вышеуказанными проводимыми исследованиями, развивать следующие важнейшие направления фундаментальных исследований по ядерной физике и их приложений для развития экономики и промышленности Республики Казахстан:

- комплексное экспериментальное и теоретическое изучение сечений и механизмов ядерных взаимодействий на легких ядрах при низких и сверхнизких энергиях с использованием пучков ускоренных протонов, дейтронов, ионов ^3He и α -частиц У150-М и УКП-2-1;
- исследование полных сечений реакций с использованием легких заряженных частиц при энергиях ~ 10 МэВ/нуклон;
- экспериментальное измерение сечений низкоэнергетических ядерных реакций, необходимых для оценки эффективности трансмутации радиоактивных отходов гибридных ядерных реакторов;
- экспериментальное исследование взаимодействия легких заряженных частиц с атомными ядрами, внедренными в микроканалах кристаллов;
- экспериментальное измерение упругого и неупругого сечения рассеяния очень холодных нейтронов (ОХИ) на флуктуациях ядерного потенциала, вызванных неоднородностью среды.

В результате анализа измеренных на выведенном пучке циклотрона экспериментальных сечений ядерных реакций в рамках современных ядерных моделей будут получены физически обоснованные оптимальные параметры по потенциалам взаимодействия и структурам сталкивающихся ядерных систем. В последующем, эта информация будет использована для оценки и экстраполяции, измеренных при сверхнизких энергиях на ускорителе тяжелых ионов экспериментальных сечений ядерных реакций вплоть до нулевой энергии с целью получения их скоростей и S-фактора для астрофизических приложений и решения проблем термоядерного синтеза, связанных с определением температуры плазмы.

В результате экспериментов по измерению сечений низкоэнергетических ядерных реакций будет получена экспериментальная информация по инклюзивным сечениям реакций, инициируемых протонами с энергией вплоть до 30 МэВ на ряде ядер – кандидатах топливных и конструкционных материалов гибридной ядерно-энергетической установки и экспериментальные данные о сечениях ядерных реакций, необходимых для оценки эффективности процессов трансмутации в этих реакторах.

Результаты исследования взаимодействия заряженных частиц с внедренными в микроканалы атомами даст возможность понять природу аномальных ядерных состояний внутри кристаллических структур, экзотических формирований из внедренных ядер и воздействия микроканалов на пучок заряженных частиц. В частности, недавно тремя независимыми экспериментами японских ученых зарегистрировано аномальное усиление сечений низкоэнергетической реакции 3D.

Изучение взаимодействия очень холодных нейтронов, кроме измерений парциальных сечений рассеяния ОХН конденсированными веществами (упругих, неупругих, упругих и неупругих магнитных, когерентных и некогерентных и др.), представляет интерес при изучении надатомных и надмолекулярных структур исследуемых материалов, фазовых переходов в жидких кристаллах, полимерах, биологических объектах, сверхпроводниках и т. д.

В этапах развития радиационной физики твердого тела можно выделить три основных направления исследований. Первое связано с физикой радиационных повреждений, интенсивное развитие которого началось с 70-х годов. Второе направление связано с физикой модифицированных поверхностей и развивается с 90-х годов. И наконец, третье направление связано с контролем промышленных образцов неразрушающими физическими методами, подготовкой специалистов по неразрушающему контролю для региональных предприятий.

В настоящее время исследования по этим направлениям осуществляются в рамках РНЦТП "Развитие атомной энергетики в Республике Казахстан", государственной программы по развитию фундаментальных исследований "Влияние облучения на структуру и физико-механические свойства металлических материалов". Исследования поддерживаются международными грантами (МНТЦ, МАГАТЭ и др.).

В настоящей работе я не буду останавливаться на полученных научных результатах и достижениях, так как они отражены в опубликованных работах, а приведу основные перспективные направления развития радиационной физики твердого тела.

ИЯФ участвует в проекте «Неразрушающие методы контроля в промышленности», курируемой

МАГАТЭ, основной целью которого является международное содействие в сертификации и стандартизации национальной промышленной продукции согласно стандарту ISO 9712. Наш Институт признан организацией-партнером МАГАТЭ по выполнению этой программы в Казахстане. К настоящему времени уже три сотрудника ИЯФ, прошедшие курсы, организованные МАГАТЭ, получили сертификаты, дающие право на подготовку специалистов на местах. Также проводится работа по подготовке документации для перевода стандарту ISO 9712 и согласование с органами стандартизации и метрологии Республики Казахстан.

Учитывая мировой опыт, стратегическим направлением развития является создание Аналитического Центра при отделе физики твердого тела, прежде всего, с целью концентрации аналитических возможностей отдела на решение вышеперечисленных приоритетных задач.

Предполагается, что в состав центра войдут три основных подразделения:

1. подразделение по исследованиям структуры и свойств активных образцов, имеющее в этой связи свою специфику. В настоящее время подписан к исполнению проект МНТЦ "Исследования материалов БН-350 с целью продления времени жизни легко-водных реакторов"
2. подразделение по исследованию структуры и свойств модифицированных поверхностей для создания материалов, обладающих повышенной коррозионной стойкостью, определенными магнитными свойствами (обычная и высокотемпературная сверхпроводимость), хорошими прочностными и заданными каталитическими свойствами и др.
3. подразделение по неразрушающему контролю для нужд промышленности Республики (материалы и изделия, используемые в нефтегазовом секторе, машиностроении и др.)

В настоящее время разработан план взаимодействия с промышленными предприятиями и ведомствами Республики, такими как: Ульбинский завод цветных металлов, Министерство здравоохранения, Мангышлакский энергетический комплекс Институт Атомной Энергии НЯЦ РК, Комитет по Атомной Энергии РК и Центр Безопасности Ядерных Технологий.

Разработан также план взаимодействий Аналитического Центра с иностранными коллабораторами, Национальными лабораториями США (Los-Alamos, Argonne, Pacific); МАГАТЭ, Electricity de France Co. (Франция). Ведутся переговоры о совместных научных исследованиях с Токийским Технологическим Институтом (Япония).

В то же время, Аналитический Центр будет служить экспериментальным полигоном (Тренинг Центром) для подготовки молодых научных кадров. Ежегодно, около 15 выпускников из ведущих вузов Республики проходят стажировку в ИЯФ и

около 40 % из них предполагается в будущем действовать в работе Аналитического Центра.

Следует отметить, что методики и экспериментальные установки, разработанные в ИЯФ НЯЦ РК, основанные на методах ядерной и радиационной физики, успешно применяются для решения различных прикладных задач в областях радиэкологии, медицины и промышленности.

Полная реализация научно-технического потенциала позволит решать ученым Института не только фундаментальные проблемы ядерной и радиационной физики, но и различные прикладные задачи, необходимые для развития экономики Республики Казахстан.

ҚР ҰЯО ЯФИ-ДА ЯДРОЛЫҚ, РАДИАЦИЯЛЫҚ ФИЗИКАНЫҢ ЖӘНЕ РАДИОЭКОЛОГИЯЛЫҚ ЗЕРТТЕУЛЕРІНІҢ ДАМУ ТҰЖЫРЫМДАМАСЫ ТУРАЛЫ

Қадыржанов Қ.Қ.

Ядролық физика институты

Мақалада ҚР ҰЯО ЯФИ-да төмен және орта энергиялардың ядролық физикасының, қатты дененің радиациялық физикасы мен радиэкологиялық зерттеулер дамуының тұжырымдамалық бағыттары келтірілген.

CONCERNING CONCEPTION OF THE NUCLEAR, RADIATION PHYSICS AND RADIOECOLOGY INVESTIGATIONS DEVELOPMENT IN THE INP NNC RK

K.K. Kadyrzhanov

Institute of Nuclear Physics

Conceptual directions of the development of low and middle energies nuclear physics, radiation solid state physics and radioecological investigations in INP NNC RK are performed in this article.

УДК 539.172.13/.16

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ПРЕДРАВНОВЕСНОЙ КОМПОНЕНТЫ СЕЧЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$, $^{197}\text{Au}(\alpha, {}^3\text{He})$ И РОЛЬ ВХОДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Блехман А.М., Дуйсебаев А.

Институт ядерной физики

В широком диапазоне углов и энергий вторичных частиц измерены инклюзивные спектры реакций $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$ и $(\alpha, {}^3\text{He})$ при энергии альфа-частиц $E_\alpha=50$ МэВ. Анализ экспериментальных результатов выполнен на основе коэзесцентной экситонной модели предравновесного распада. В ее рамках предложен новый механизм формирования и последовательной эмиссии сложных частиц из состояний с разным числом несвязанных экситонов в α -индуцированных реакциях.

Введение

Одной из актуальных проблем ядерной физики последних десятилетий, разрабатываемой в ядерных центрах, является концепция неравновесного или предравновесного механизма ядерных реакций, отражающая динамику образования и эволюции возбужденной ядерной системы к равновесному состоянию. Совокупность имеющихся к настоящему времени экспериментальных и теоретических данных указывают на то, что в области энергий больших 10 МэВ/нуклон инклюзивные спектры продуктов реакций формируются многоступенчатыми прямыми и компаунд механизмами, вклад которых непосредственно связан со структурой частиц и ядер участвующих в реакции. При этом ключевым моментом является определение исходной частично-дырочной конфигурации системы, предопределяющей всю последующую динамику процесса, а также развитие формализма расчета плотности этих состояний, содержащих различное число несвязанных частиц.

В целом, существующие теоретические подходы, развитые применительно к неравновесным процессам, не обладают в полной мере возможностью адекватного отражения экспериментальных результатов, как из-за открытых вопросов, лежащих в их основе, так и из-за использования ряда неочевидных приближений при расчетах.

В этой ситуации совершенно очевидно, что для квантовомеханического самосогласованного анализа и понимания многоступенчатых процессов приоритетной задачей является получение качественно новых экспериментальных данных по «полным» спектрам легких частиц и ядер (${}^{1,2,3}\text{H}$, ${}^{3,4}\text{He}$) охватывающих область от дискретных низколежащих состояний, связанных с одноступенчатыми процессами, вплоть до подкулоновской области, соответствующей распаду составного ядра.

Существенная роль структуры налетающей сложной частицы ($A>1$) в предравновесных механизмах хорошо известна [1,2,3]. Однако теория

Feshbach-Kerman-Koonin [4] а также другие квантово-механические подходы (например [5]) до сих пор ограничены, в основном, реакциями индуцированными нуклонами [6,7]. В то же время, необходимо отметить, что, например коллективные возбуждения в непрерывном спектре, проанализированные в [6], более естественно формируются налетающими сложными частицами вследствие их кластеризации [8]. Экситонная модель предравновесного распада также успешно применяется для анализа проинтегрированных по углу спектров некоторых реакций с участием кластеров [9,10]. Кроме того, для расчета в рамках экситонной модели сечений статистических многоступенчатых прямых (MSD) и компаунд процессов (MSC)[4] был развит формализм расчета плотностей связанных и несвязанных состояний [11,12], что является одним из ключевых подходов.

Способ расчета плотностей с различным числом несвязанных частиц с целью достижения более адекватного описания в рамках этого формализма дважды дифференциальных сечений реакций (α, t) и $(\alpha, {}^3\text{He})$ на ядре ^{197}Au рассматривается в этой работе.

Эксперимент

Эксперимент выполнен на выведенном пучке альфа-частиц с энергией 50.1 ± 0.5 МэВ изохронного циклотрона У-150М ИЯФ НЯЦ РК. Для регистрации и идентификации продуктов реакций использовалась стандартная ΔE -E методика с использованием в качестве детектора полного поглощения кристалла CsI (Tl) (для трития) и кремниевых поверхностно-барьерных детекторов для ${}^3\text{He}$. В качестве ΔE -детекторов применялись полупроводниковые кремниевые счетчики с толщиной активного слоя –100мкм для ${}^3\text{He}$ и 200 мкм для трития. Полное энергетическое разрешение системы составляло 0.5 МэВ при измерении спектров ${}^3\text{He}$ и около 1МэВ в случае трития и определялось в основном разрешением пучка (≈ 400 кэВ). Использовались самоподдерживающиеся золотые фольги с толщи-

ной 7.6 ± 0.7 мг/см². Все измеренные спектры усреднены с шагом 1МэВ и 0.5МэВ для трития и ${}^3\text{He}$ соответственно. Угловые распределения трития измерены в интервале углов от 15° до 150° с шагом 15° и для ионов ${}^3\text{He}$ в интервале 10° - 150° с шагом 5° . Телесный угол телескопа детекторов составлял 4.02×10^{-6} ср для ${}^3\text{He}$ и 27.6×10^{-6} ср для трития. Сис-

тематическая погрешность в определении сечений, в среднем, составляет 10-15%. Статистические ошибки максимальны ($\sim 50\%$) под экстремально малыми (10° - 15°) и большими углами (135° - 150°). В области средних углов она составляет менее 1%

Измеренные спектры тритонов и ${}^3\text{He}$ и их угловые распределения представлены на рис. 1 - 3.

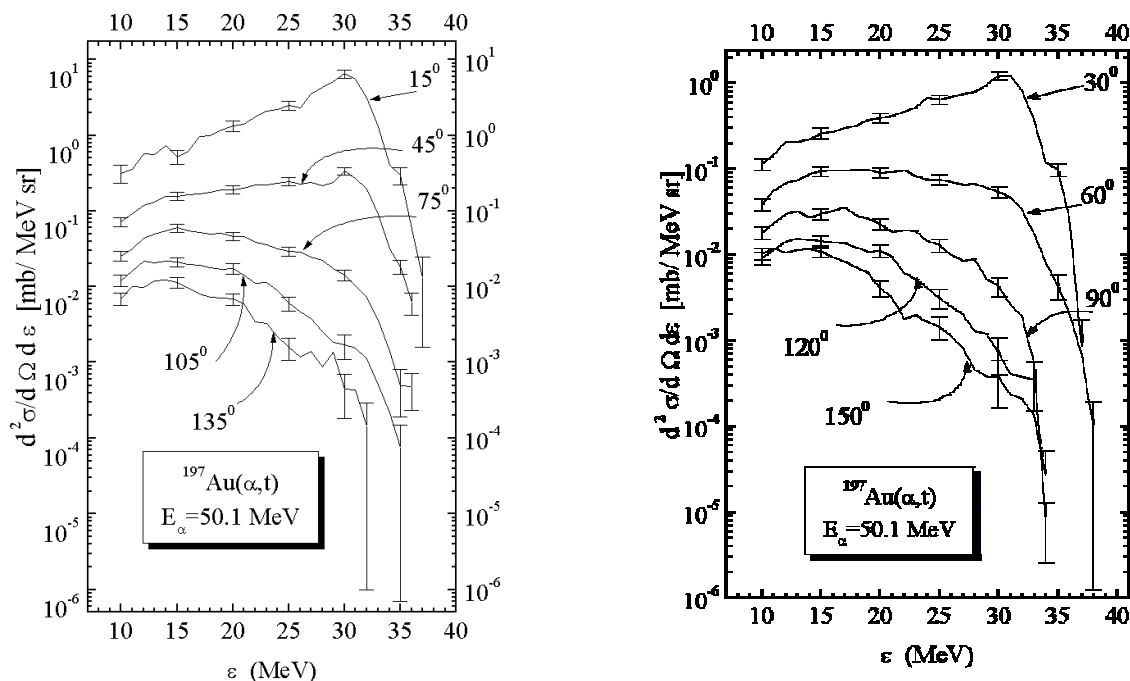


Рис. 1. (Слева:) Экспериментальные спектры (в системе центра масс) из реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, {}^3\text{He})$ при $E_\alpha = 50.1$ МэВ измеренные под различными углами. (Справа:) То же что и на предыдущем рисунке, но показаны спектры измеренные под другими углами.

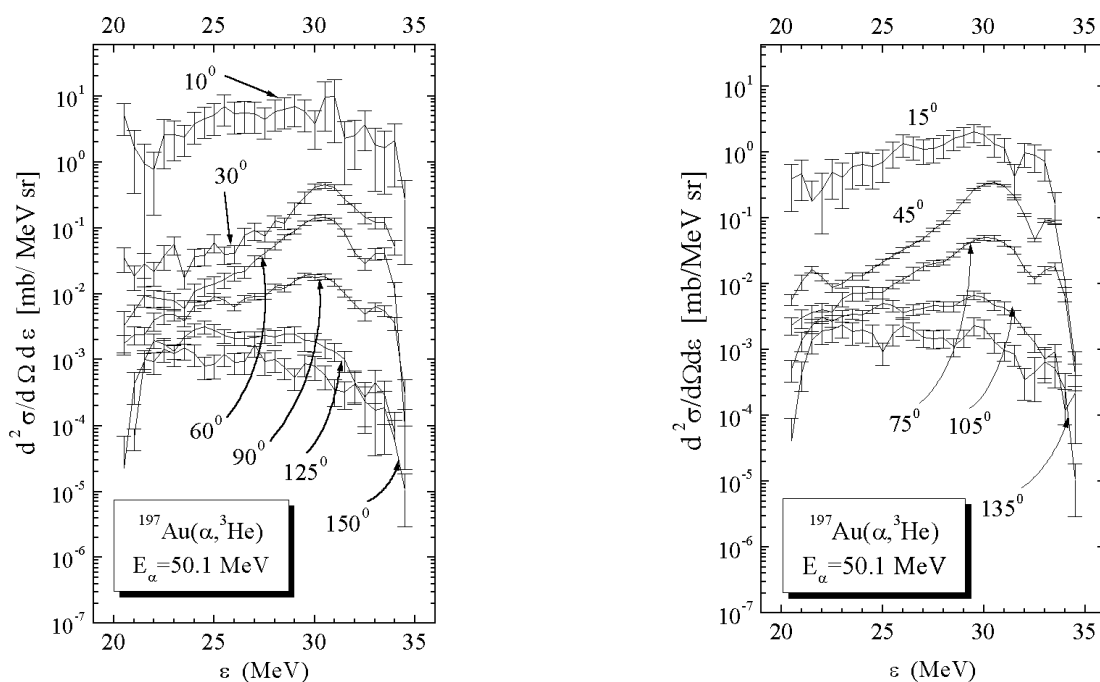


Рис. 2. То же что на рис.1 для реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$.

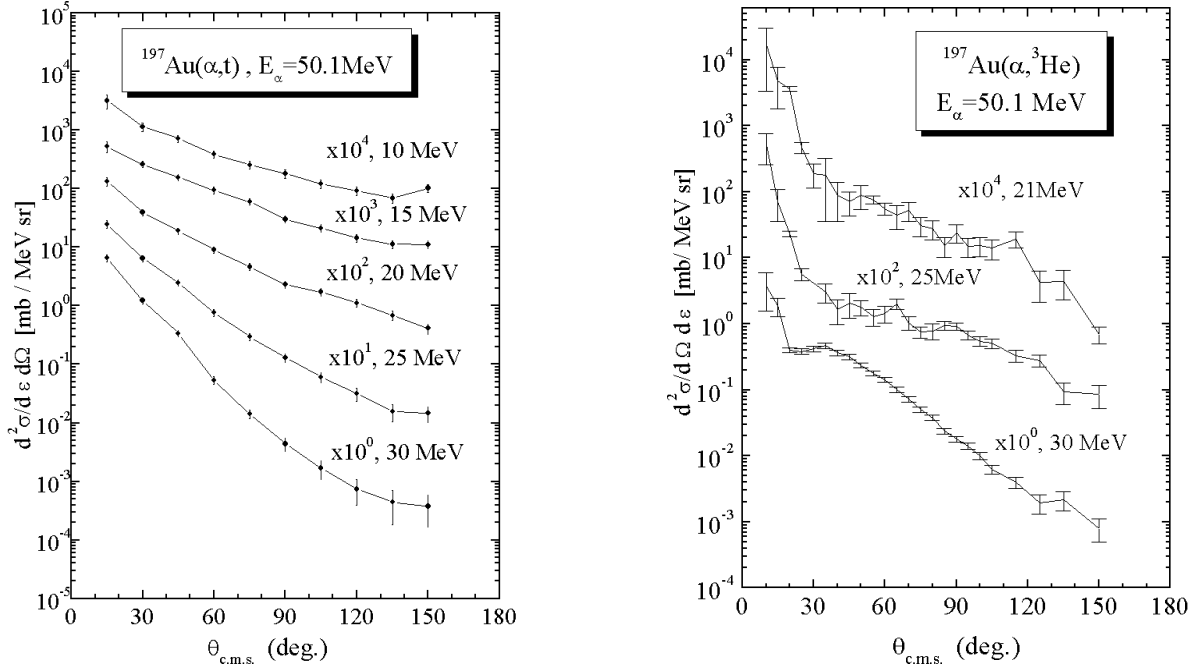


Рис. 3: Угловые распределения в системе центра масс из реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$ (слева) и из реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, {}^3\text{He})$ (справа).

Анализ

Измеренные дважды-дифференциальные спектры были сравнены с расчетами по версии экситонной модели [13]. Для начального числа экситонов n_0 , которое является единственным свободным параметром модели, было выбрано значение $n_0=6$, что соответствует стартовой конфигурации $5p1h$. Использовались параметры плотностей уров-

ней из [14] для двух вариантов расчета: для деформированных и сферических ядер. На рис.4 можно видеть, что оба варианта расчетов дают близкие результаты и удовлетворительно описывают спектры под задними углами, в то же время расхождение между теоретическими и экспериментальными спектрами под передними углами является значительным.

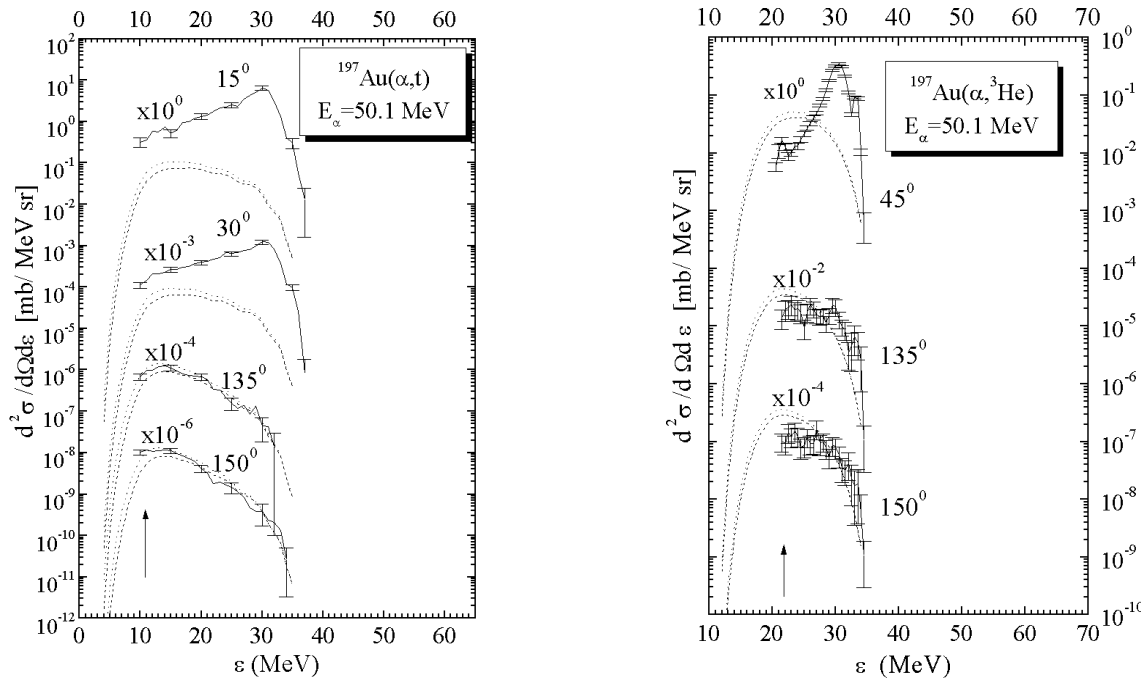


Рис. 4. Сравнение измеренных и рассчитанных тритонных (слева) и ${}^3\text{He}$ спектров (справа): пунктирные кривые - расчет с параметризацией плотности уровней для сферических ядер, штриховые - для деформированных.

Из этого сравнения следует, что вклад состояний с числом экситонов n меньше чем $n_0=6$ (то есть выбранной ранее начальной конфигурации $5p1h$) может быть существенен для реакций $(\alpha, {}^3\text{He})$ и $(\alpha, {}^3\text{He})$, особенно в области передних углов. Таким образом, мы приходим к необходимости использования конфигураций $4p0h = (2p\pi, 0h_\pi, 2p_\nu, 0h_\nu)$ и, соответственно, параметра $n_0=4$, для получения описания спектров реакций $(\alpha, {}^3\text{He})$ и $(\alpha, {}^3\text{He})$ измеренных под передними углами. В качестве примера на рис. 5 показан вклад эмиссии рассчитанной из состояния $4p0h$ и более сложных состояний в сравнении со спектром реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, {}^3\text{He})$ измеренного под 15° в рамках модели [13]. Можно видеть значительное улучшение в описании спектров под передними углами. В то же время,

форма рассчитанных спектров для реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$ не согласуется с экспериментом. Следовательно, возникает задача не столько определения значения параметра n_0 , а скорее, изучения, хотя бы концептуально, возможности получения адекватного описания начальных стадий процесса релаксации индуцированного сложными налетающими частицами в рамках экситонной модели предравновесного распада.

Идея открытых (несвязанных) и связанных состояний [11] в экситонной модели предполагает, что эмиссия частиц происходит только из несвязанных состояний, и скорость эмиссии частицы h с энергией канала ε из несвязанного состояния (p, h, E) равна (здесь μ_b приведенная масса и A_b – массовое число испускаемой частицы):

$$W_b(p, h, \varepsilon) = \frac{(2s_b + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \varepsilon \sigma_{\text{inv}}(\varepsilon) R_b(p) \frac{\omega(p - A_b, h, U)}{\omega^{(u)}(p, h, E)}. \quad (1)$$

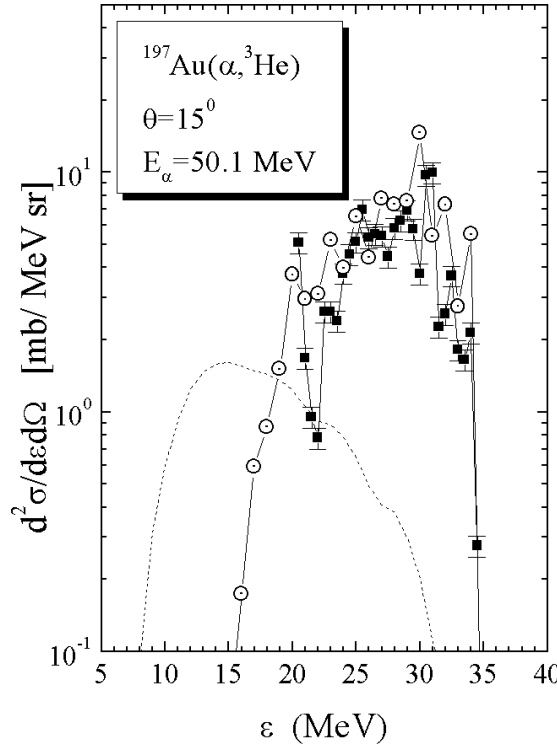


Рис. 5. Вклад различных конфигураций в спектр реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, {}^3\text{He})$ измеренный под 15° . Здесь: $\blacksquare$ – эксперимент; $\circ$ – вклад из конфигурации $4p0h$, штриховая линия – суммарная эмиссия из состояния $5p1h$ и более сложных конфигураций.

Предравновесное формирование и эмиссия кластеров рассматривалась в [15], где предполагалось, что испускаемые частицы формируются из экситонов с энергиями выше уровня Ферми:

$$W_b(p, h, \varepsilon) = \frac{(2s_b + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \varepsilon \sigma_{\text{inv}}(\varepsilon) R_b(p) \frac{\omega(p - A_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} \gamma_b \frac{\omega(A_b, 0, E - U)}{g_b}. \quad (2)$$

Здесь A_b есть атомное число испущенного кластера, s_b его спин, U энергия возбуждения остаточного ядра, ε – энергия канала, E – энергия возбуждения составной системы и p (h) соответственно число экситонов частиц (дырок); $R_b(p)$ множитель

для обеспечения необходимого изотопического состава испускаемого кластера, $\omega(p, h, E)$ плотность состояний в конфигурации (p, h) и $\omega^{(u)}(p, h, E)$ есть плотность несвязанных состояний в конфигурации (p, h) .

Известно, что спектры под передними углами в рамках экситонной модели определяются в основном эмиссией рассчитанной для нескольких первых конфигураций процесса релаксации [16] и, таким образом, спектр под передними углами непосредственно определяется скоростями эмиссии для начальных конфигураций (например, (1) или (2)).

Проведем качественный анализ спектров сложных частиц измеренных под передними углами на ядре ^{197}Au . Реакции $(\alpha, {}^3\text{He})$ и (α, t) позволяют проводить изучение механизмов срыва в связанные и несвязанные состояния остаточного ядра. Изучение процессов срыва обычно выполняется для изолированных состояний остаточного ядра (например [17]). В случае ядра ^{197}Au из-за высокой плотности уровней, наблюдается срыв в непрерывный спектр связанных и несвязанных состояний. Обе эти реакции приводят к остаточному ядру в состоянии $(1p, 0h)$. Спектр, показанный на рис.6, демонстрирует разные ширины области связанных состояний остаточных ядер, которая определяется энергией отделения протона $S_p = V_p + B_p$ для реакции (α, t) и нейтрона $(S_n = B_n)$ для реакции $(\alpha, {}^3\text{He})$. Здесь, B_b обозначает энергию связи нуклона b в составном ядре, V_p – кулоновский барьер протона.

Для реакции подхвата $({}^3\text{He}, \alpha)$ [18,19], предравновесный спектр под передними углами пропорционален $\alpha(0p_\pi 0p_\nu, 0h_\pi 1h_\nu)$. Как видно из рис.7, этой плотности соответствует плоское спектральное распределение, что согласуется с [20]. Аналогично, спектр реакции $(\alpha, {}^3\text{H})$ пропорционален одночастичной плотности $\alpha(1p_\pi 0p_\nu, 0h_\pi 0h_\nu) = g_\pi$ и ограничен областью связанных состояний протона. Таким образом, на примере реакции $({}^3\text{He}, \alpha)$ можно видеть различие между плотностью частичной $\alpha(0p_\pi 0p_\nu, 0h_\pi 1h_\nu)$ и $\alpha(1p_\pi, 0p_\nu, 0h_\pi, 0h_\nu)$, хотя согласно [20] они идентичны. Наблюдаемое различие может быть объяснено, поскольку, согласно [21], макси-

мальная энергия, которая может быть передана дырочной степени свободы не может превосходить глубину потенциальной ямы $V=38$ МэВ.

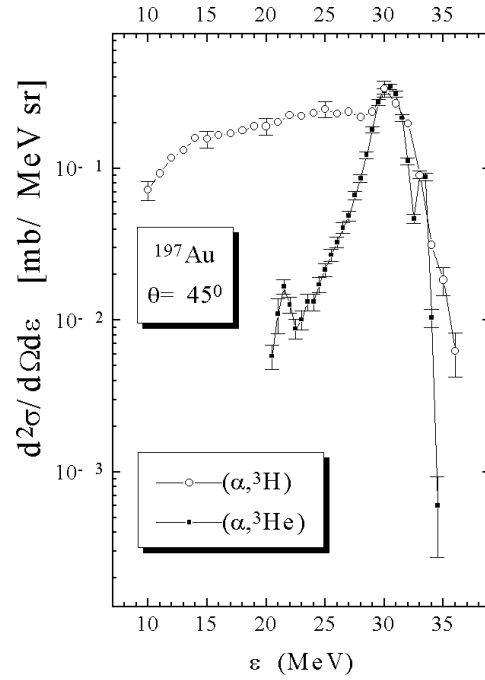


Рис. 6. Сравнение экспериментальных t и ${}^3\text{He}$ спектров из реакции $\alpha + {}^{197}\text{Au}$, измеренных под углом 45° .

Исходя из характеристик измеренных спектров, мы предлагаем для их описания следующее выражение для скоростей эмиссии из несвязанных состояний, включающее формирование сложных частиц:

$$W_b(p, h, \varepsilon) = \frac{(2s_b + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \varepsilon \sigma_{\text{inv}}(\varepsilon) R_b(p) \frac{\omega^{(b)}(p - A_b, h, U)}{\omega^{(u)}(p, h, E)} \times \sum_{i=1}^{A_b} \gamma_b^{(i)} \frac{\Omega^{(iu)}(A_b, 0, E - U)}{g_b} \quad (3)$$

где $\gamma_b^{(i)}$ – фактор кластеризации кластера b в состоянии содержащим i несвязанных частиц.

Здесь мы предположили, что имеется разная вероятность кластеризации для множественно-несвязанных состояний, то есть состояний содержащих более чем одну частицу в непрерывном спектре. Плотность состояний (p, h, E) содержащих i несвязанных частиц дается выражением:

$$\Omega^{(iu)}(p, h, E) = \omega^{(iu)}(p, h, E) - \omega^{((i+1)u)}(p, h, E) \quad (4)$$

$$\omega^{(iu)}(p, h, E) = \frac{g_p^i(p) g_u^{n-i}(p)}{i!(p-i)! h!(n-1)!} E_u^{(n-1)} F_i(p); \quad (5)$$

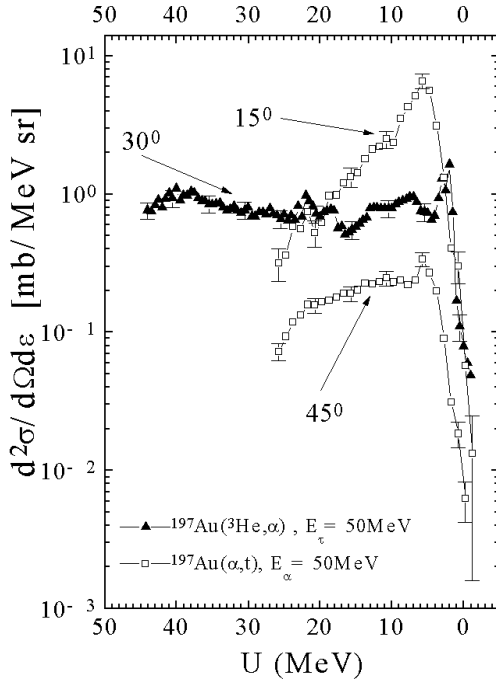


Рис. 7. Сравнение экспериментальных спектров, построенными в шкале энергий возбуждения остаточного ядра U , из реакции $^{197}\text{Au}({}^3\text{He}, \alpha)$ -измеренный под углом 30° (треугольники) и из реакции $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$ под углами 15° и 45° , соответственно (показаны квадратами).

и

$$E_u = E - C_{p-i, h} - iS. \quad (6)$$

Здесь $C_{p-i, h}$ – коррекция на Принцип запрета Паули [11] и S – энергия отделения несвязанных состояний.

Можно видеть, что (5) является обобщением выражения для плотности несвязанных состояний содержащих, по крайней мере, одну несвязанную частицу [11]. Соответствующий поправочный коэффициент на конечную глубину потенциальной ямы $F_i(p)$ для множественно несвязанных состояний равен:

$$F_i(p) = \frac{1}{\binom{p}{i}} \sum_{k=i}^p \sum_{j=0}^h (-1)^{(k+j+i)} \binom{p}{k} \binom{h}{j} \mathfrak{S}_{kj}^{(i)}, \quad (7)$$

где:

$$\mathfrak{S}_{kj}^{(i)} = \left[\frac{E - kS - jV}{E - iS} \right]^{n-1} \Theta(E - kS - jV) \quad (8)$$

Плотность связанных состояний $\omega^{(b)}(p, h, E)$ из (3) определяется также как в [11]

$$\omega^{(b)}(p, h, E) = \omega(p, h, E) - \omega^{(u)}(p, h, E). \quad (9)$$

Зависимость параметров $\gamma^{(i)}$ от числа несвязанных частиц i не известна. Поэтому были проведены три варианта расчетов с различными предположениями о поведении $\gamma^{(i)}$:

- i) $\gamma^{(i)}$ растет с ростом числа несвязанных частиц,
- ii) $\gamma^{(i)}$ уменьшается с с ростом числа несвязанных частиц,
- iii) $\gamma^{(i)}$ не зависит от числа несвязанных частиц.

Результаты расчетов для обеих реакций представлены на рис.8.

Таким образом, наиболее адекватным экспериментальным данным является предположение (i), о росте вероятности кластеризации с увеличением числа несвязанных частиц. Это означает, что в реакциях индуцированных сложными частицами первоначально заселяются разные классы состояний в соответствии с числом несвязанных частиц. Результаты наших расчетов показывают, что процесс заселения этих состояний аналогичен механизму фрагментации (развала) налетающей частицы в начальном состоянии. К сожалению, скорости заселения этих множественно несвязанных состояний не были рассчитаны и, поэтому, предложенное выражение (3) необходимо рассматривать как один из возможных вариантов описания в рамках экситонной модели предравновесного распада спектров эмиссии кластеров в реакциях, индуцированных сложными налетающими частицами при энергиях ≥ 10 МэВ/нуклон.

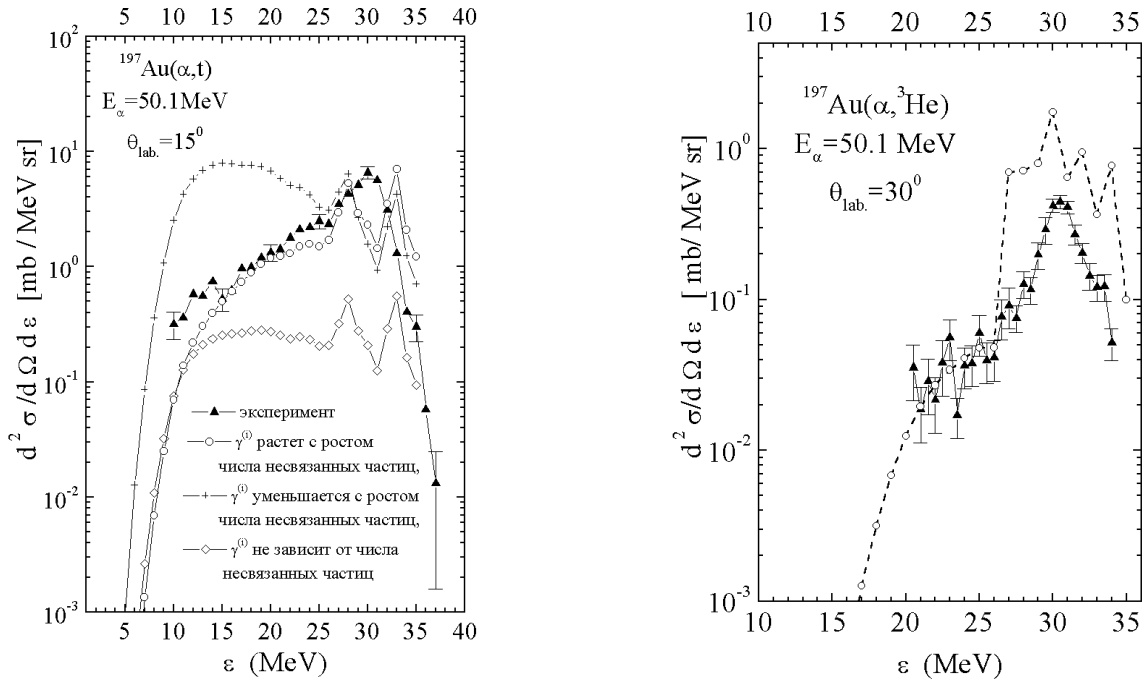


Рис. 8. Расчет тритонного (слева) и ${}^3\text{He}$ (справа) спектров из реакции $\alpha + {}^{197}\text{Au}$ с использованием скоростей эмиссии (3) с тремя разными предположениями о факторах кластеризации сложных частиц $\gamma^{(i)}$ для несвязанных состояний. Также показаны экспериментальные спектры.

Заключение

Предложенный формализм позволяет более аккуратно описывать реакции (α, t) и $(\alpha, {}^3\text{He})$ если предположить, что фактор кластеризации $\gamma^{(i)}$ растет с ростом числа несвязанных частиц i . Такое поведение $\gamma^{(i)}$ напоминает интерпретацию процесса неупругого развала дейтрона, которая была предложена много лет назад [8]. Другими словами, в рамках экситонной модели, реакции со сложными частицами можно рассматривать как процесс форми-

рования и распада состояний с разным числом несвязанных частиц или же, как процесс многоступенчатой фрагментации налетающей частицы стартового с входных (doorway) конфигураций. Такой процесс не рассматривался ранее в рамках экситонной модели, однако, совместный анализ экспериментальных измеренных реакций (α, t) и $(\alpha, {}^3\text{He})$ демонстрируют его существование и важную роль в процессе релаксации составной системы к равновесию.

Литература

- 1) J. Bisplinghoff, J. Ernst, R. Löhr, T. Meyer-Kuckuk, P. Meyer: Nucl. Phys. A269(1976) 147
- 2) H. H. Bissem, R. Georgi, W. Scobel: Phys. Rev. C22 (1980) 1468
- 3) N. T. Burtebaev, A. D. Duysebaev, G. N. Ivanov, V. I. Kanashevitch, V. A. Lichman: Report of INP Ac. Sci. Kaz. SSR, N5-83(1983), P.74 (in Russian)
- 4) H. Feshbach, A. Kerman, S. Koonin: Ann. Phys. 125(1980) 429
- 5) T. Tamura, T. Udagawa, H. Lenske: Phys. Rev. C26(1982) 379
- 6) P. Demetriou, A. Marcinkowski, P. E. Hodgson: Nucl. Phys. A596 (1996) 67
- 7) G. Arbanas, M. B. Chadwick, F. S. Dietrich and A. K. Kerman: Phys. Rev. C51(1995) 1078
- 8) J. Kleinfeller, J. Bisplinghoff, J. Ernst, T. Mayer-Kuckuk, G. Baur, B. Hoffmann, R. Shyam., F. Rösel, D. Trautmann: Nucl. Phys. A370(1981) 205
- 9) J. Bisplinghoff: Phys. Rev. C50(1994) 1611
- 10) E. Běták: Rep. of Second International conference "Nuclear and Radiation physics", Almaty, vol. 1, (1999) 55
- 11) C. Kalbach: Phys. Rev. C24 (1981) 819
- 12) P. Obložinský, Nucl. Phys. A453 (1986) 127

- 13) A. M. Blechman, A. D. Duysebaev, V. I. Kanashevich: Yad. Fiz (Russian J. Nucl. Phys.) 56 (1993) 135
- 14) A. Gilbert, A. G. W. Cameron: Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- 15) P. Obložinský, I. Ribánský: Izv. Acad. Sci. USSR, ser. phys., 39(1975) 2073(in Russian)
- 16) G. Mantzouranis, H. A. Weidenmuller, D. Agassi: Z. Phys., A276 (1976) 145
- 17) R. Perry, A. Nadasen, D. L. Hendrie, P. G. Roos, N. S. Chant: Phys. Rev. C 24(1981) 1471
- 18) A. D. Duysebaev, F. A. Zhivopishev, V. I. Kanashevich, E. I. Kabin, V. A. Lichman, V. G. Sukharevskii, V. A. Khaimin: Izv. Acad. Sci. USSR, ser. phys., 41(1977) 2132(in Russian)
- 19) V. V. Adodin, A. M. Blechman, A. D. Duysebaev, N. Burtebaev, G. N. Ivanov, V. I. Kanashevich: Thez. of rep. 36-th conference on structure of atomic nucleus. St. Petersburg, 'Nauka'(1986) 342 (in Russian)
- 20) F. C. Williams, Jr.: Nucl. Phys. A166 (1971) 231
- 21) E. Běták, J. Dobeš: Z. Phys., A279 (1976) 319

**МЫНА РЕАКЦИЯЛАРДАҒЫ $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$, $^{197}\text{Au}(\alpha, {}^3\text{He})$ ҚИМАНЫҢ ПАЙДА
БОЛУ МЕХАНИЗМІ ЖӘНЕ КІРУ КОНФИГУРАЦИЯЛАРЫНЫҢ РӨЛІ**

Блехман А. М., Дүйсебаев А.

Ядролық физика институты

Көлемді диапазондағы энергия және бұрыштарда $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$, $^{197}\text{Au}(\alpha, {}^3\text{He})$ реакцияларынан пайда болған t , ${}^3\text{He}$ бөлшектерінің инклюзивтік спектрлері өлшенген. Коэлесцентті-экситонды модель негізінде табылған эксперименталдық нәтижелері қаралған.

**MECHANISM OF FORMATION OF THE PRE-EQUILIBRIUM PART OF CROSS SECTION
IN $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$, $^{197}\text{Au}(\alpha, {}^3\text{He})$ REACTIONS AND A ROLE OF ENTRANCE STATES.**

A. M. Blechman, A. Duysebaev

Institute of Nuclear Physics

Inclusive $^{197}\text{Au}(\alpha, t)$ and $^{197}\text{Au}(\alpha, {}^3\text{He})$ reaction spectra at incident alpha-particles energy $E_\alpha=50$ MeV were measured in wide angular and energy range. The experimental results were analyzed basing on coalescence version of the pre-equilibrium decay exciton model. In its framework, for a case of alpha-particle induced reactions, was suggested new mechanism for formation of states, ranged by number of unbound excitons, and for emission from them of complex particles.

УДК 537.61; 539.17

ГИБРИДНЫЕ ЯДЕРНЫЕ УСТАНОВКИ: ПЕРСПЕКТИВЫ И ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ

¹⁾ Жданов С.В., ¹⁾ Мульгин С.И., ²⁾ Околович В.Н., ¹⁾ Русанов А.Я.¹⁾ Институт ядерной физики²⁾ Физический факультет Тверского Государственного Университета, Россия

Статья посвящена обсуждению некоторых важных вопросов современной атомной энергетики, которые могли бы быть решены при помощи гибридных ядерных установок, основанных на двух принципах получения суперинтенсивных потоков нейтронов: в реакциях слияния легких ядер и расщепления тяжелых ядер ускоренными заряженными частицами.

Введение.

Снижение запасов органического топлива, значительные и все возрастающие потребности промышленности и населения в тепле и электроэнергии требуют модернизации энергетического хозяйства на основе новых технологий и освоения новых видов топлива.

Не вдаваясь в дискуссию относительно энергетических объемов разведанных месторождений ископаемых горючих материалов (угля, нефти, природного газа и др.), можно с уверенностью утверждать, что по мере истощения этих ресурсов современная химическая энергетика неизбежно, если не в ближайшем, то в отдаленном будущем, будет заменяться атомной.

Рассматривая интервалы времени на ближайшее столетие, следует исходить из того факта, что выбор наиболее целесообразных энергетических технологий, вернее пропорций между ними, будет определяться комплексом их качеств, в основном техническими и экономическими показателями. Не следует упускать из внимания и экологические аспекты. Подсчитано, что в угольной золе в среднем содержится ~ 400 г/т урана. Тем самым, только в странах СНГ на дневную поверхность вместе с углем доставляется около 90 т урана, что вчетверо больше, чем годовая добыча урана во всем мире [1]. Большое количество естественных радионуклидов выносятся на поверхность в результате нефтедобычи. Если добавить к этому значительное влияние выбросов CO₂, образующегося в результате сжигания ископаемых горючих материалов на тепловых электростанциях, на окружающую среду и изменение температуры атмосферы, то позиция многих противников атомной энергетики, выступающих под лозунгом защиты окружающей среды, уже не выглядит «девственно» безупречной.

При этом, безусловно, нельзя абстрагироваться от недостатков современной технологической базы атомной энергетики. К ним в первую очередь следует отнести наработку огромного ко-

личества высокорadioактивных отходов и недостаточно высокий уровень безопасности. Кроме того, необходимо заметить, что природные запасы ²³⁵U, используемого в настоящее время в качестве ядерного топлива, в сотни раз меньше суммарных запасов урана и тория. Вместе с тем, если бы изотопы ²³⁸U и ²³²Th удалось переработать в ²³⁹Pu и ²³³U соответственно, то ядерного топлива хватило бы на многие миллионы лет, даже если потребности в электроэнергии превысят современный уровень в 50 – 100 раз [2, 3].

В настоящей статье в общих чертах рассматривается возможность решения этих и некоторых других проблем атомной энергетики с помощью гибридных ядерных установок (ГЯУ): электроядерных реакторов (ЭЯР) и гибридных термоядерных реакторов (ГТЯР).

Гибридные ядерные установки.

Общая идея ГЯУ достаточно проста. Незатухающая цепная реакция деления в подкритическомblankете поддерживается за счет электрически управляемого внешнего источника нейтронов. Вblankете происходит увеличение нейтронного потока за счет деления актинидов, а тепло выделяемое в реакторе может превращаться в электроэнергию, частично используемую для питания внешнего источника нейтронов. Потоки нейтронов в таких установках могут достигать 10¹⁶ н/(см²·с), что, помимо получения электроэнергии, позволяют решать такие важнейшие задачи как воспроизводство ядерного горючего, трансмутация радиоактивных отходов, а также получение медицинских и технических радионуклидов.

Перечисление возможных применений ГЯУ было бы неполным, если не отметить, что использование их в качестве генератора сверхинтенсивных потоков нейтронов могло бы помочь решению многих важных вопросов ядерной физики и физики конденсированных сред, включая радиационное материаловедение.

В качестве внешнего источника нейтронов могут использоваться термоядерные реакторы на

основе ловушки открытого типа [3] и или токамака [4] (гибридные термоядерные реакторы или ГТЯР), а также ускорители с энергиями протонов или дейтронов ~ 1 ГэВ/нуклон и током пучка ~ 100 мА (электроядерные реакторы или ЭЯР).

Энергетический выигрыш (G) в ГЯУ, т. е. отношение энергии, производимой реактором, к энергии необходимой для питания внешнего источника нейтронов, при к. п. д. нейтронного источника и генератора электроэнергии, равных 0,4, может быть вычислен по следующей полуэмпирической формуле: $G \sim 0,3k/(1-k)$, где k – эффективный коэффициент размножения нейтронов. Таким образом, уже при $k = 0,77$ реактор производит количество электроэнергии достаточное для самообеспечения. При $k = 98$ уже около 90% выработанной электроэнергии может выдаваться во внешнюю сеть. Кроме того, $k < 1$ означает, что ГЯУ могут быть использованы для дожигания остатков ядерного топлива в ТВЭЛах, уже отработавших в традиционных реакторах деления, что по некоторым оценкам позволит увеличить энерговыработку урана почти в 2 раза [5].

Безопасность ГЯУ.

Одним из важнейших факторов, существенно снижающих возможности увеличения доли электроэнергии, вырабатываемой за счет реакции деления, является недостаточно высокий уровень безопасности современных реакторов.

По словам лауреата Нобелевской премии академика Басова: "Если атомная энергетика не станет абсолютно безопасной, она вообще перестанет существовать... Поиск конструкции реактора, в котором все подчинено одной цели – безопасности – обладает абсолютным приоритетом, пусть даже в ущерб некоторым другим экономическим и технологическим показателям".

Повышение безопасности современных реакторов связано с применением технических решений, самые эффективные из которых не могут обойтись без задействования относительно медленных систем и устройств механического действия. Особенно острой является проблема безопасности реакторов на быстрых нейтронах в случае повышения мощности, что, в частности, связано с малым значением доли запаздывающих нейтронов в общем числе вторичных нейтронов при малом времени жизни (в 10^3 раз меньше, чем в реакторе на тепловых нейтронах). В ГЯУ при отключении внешнего источника цепная реакция в подкритической сборке затухает практически мгновенно, а время его отключения определяется лишь временем прохождения электрических сигналов, что обеспечивает новые качества ядерной безопасности.

Воспроизводство ядерного горючего.

Обеспечение топливной базы атомной энергетики требует поиска наиболее целесообразных способов использования ядерного горючего. В этом плане, прежде всего, необходимо задействовать

огромные запасы отвального урана и тория, которые не связаны с быстро уменьшающимся запасом ^{235}U . Решение этой проблемы возможно только в бридинг-реакторах с супер-интенсивными потоками нейтронов. По своим потенциальным возможностям в достижении максимальных потоков нейтронов ГЯУ намного превосходят бридинг-реакторы на быстрых нейтронах. Оценки показывают [6], что, по сравнению с практикуемым в США бридером CBR, период удвоения которого не менее 15 лет, ГЯУ может давать за год примерно в 40 раз больше ^{239}Pu или ^{233}U .

Кроме того, ГЯУ позволяет проводить глубокое выжигание природного сырья без промежуточной радиохимической регенерации и рефабрикации топлива (5 – 15% вместо 0,5 – 1%) [7]. В урановых или ториевых бланкетах ГЯУ можно проводить обогащение ТВЭЛов ^{239}Pu или ^{233}U до нужной для тепловых реакторов концентрации 2 – 4% с последующим выжиганием в реакторах деления. Даже при однократном цикле степень использования природного урана может составить 20 – 40 кг/т, что в 4 – 8 раз выше, чем сейчас.

Особенно следует отметить возможности ГЯУ по реализации торий-уранового топливного цикла, который обладает рядом несомненных преимуществ перед уран-плутониевым, и реализовать который в реакторах на быстрых нейтронах к настоящему моменту не удалось. Во-первых, торий-урановый цикл позволяет вообще отказаться от наработки ^{239}Pu , т. е. снизить опасность распространения ядерного оружия. Во-вторых, ожидаемая наработка минорных актинидов, обладающих большими периодами полураспада и высокой радиотоксичностью, в 10^3 раз меньше, чем в современных реакторах. И, наконец, долгоживущие продукты деления тория выжигаются в процессе самой работы ГЯУ. Таким образом, осуществление торий-уранового цикла могло бы предложить реальную долгосрочную перспективу в обеспечении атомной энергетики топливом.

Трансмутация радиоактивных отходов.

Одной из острейших проблем атомной энергетики, пока не нашедшей своего решения, является проблема утилизации сотен тонн оружейного плутония, высокорadioтоксичных минорных актинидов и долгоживущих продуктов деления. Количество этих радионуклидов постоянно увеличивается, поскольку некоторые из актинидов и продуктов деления имеют большие периоды полураспада.

В настоящий момент, при всем многообразии конкретных предложений о путях решения проблемы радиоактивных отходов, существуют две основные точки зрения: хранить или уничтожать. Поскольку обеспечение гарантированной безопасности длительного хранения достаточно проблематично, предложение об уничтожении радиоактивных отходов или, иными словами, о переводе долгоживущих радионуклидов в короткоживущие или

стабильные является, безусловно, более заманчивым.

Хотя для практического осуществления трансмутации радиоактивных отходов требуется проведение дополнительных расчетных и экспериментальных исследований, технически это возможно. Необходимым условием является большая величина нейтронного потока. В настоящий момент в основном рассматриваются две возможности получения таких потоков: 1) в реакторах на быстрых нейтронах; 2) в ГЯУ.

Существует мнение, что реакторы на быстрых нейтронах вполне справятся с задачей уничтожения долгоживущих актинидов. Однако для трансмутации продуктов деления, в частности, ^{90}Sr или ^{137}Cs нужны более высокие потоки нейтронов, которые могут быть достигнуты только в ГЯУ.

Гибридный термоядерный реактор.

Идея объединения систем синтез-деление в одной установке была предложена на начальной стадии исследований по управляемому термоядерному синтезу, что позволило бы получить в такой комбинации весьма выгодные характеристики, которыми каждая система в отдельности обладать не может [8, 9].

ГТЯР представляет собой установку, в которой 14 МэВ-ные нейтроны реакции синтеза Д-Т размножаются в уране или тории благодаря реакции деления. Такая комбинация упрощает технические проблемы при создании ТЯР в качестве источника для ГЯУ по сравнению с проблемами создания энергетического ТЯР. В частности, могут использоваться установки небольших размеров и мощности, что приводит к снижению радиационных и тепловых нагрузок на первую стенку реактора. Деление вblankете существенно упрощает баланс мощности и снижает требования к параметрам удержания плазмы по сравнению с чистыми ТЯР. Однако и в этом случае создание ГТЯР не свободно от серьезных научных и технических трудностей. К настоящему моменту не создана даже демонстрационная установка, доказывающая принципиальную возможность осуществления управляемой термоядерной реакции, поэтому в прогнозах создания ГТЯР можно ошибиться на многие десятки лет.

Электроядерный реактор.

В данной системе сочетается сильноточный ускоритель заряженных частиц с мишенью из свинца, висмута, тантала, вольфрама, тория или урана [10, 11], в которой ускоренные до ГэВ-ных энергий частицы конвертируются в нейтроны посредством реакции скалывания (spallation), и подкритического blankета, где нейтроны с широким спектром вызывают деление топлива (тория, урана).

Согласно предварительным исследованиям один высокоэнергетический протон производит в мишени 40 - 50 легких частиц низких и средних энергий путем реакции глубокого расщепления с

последующим каскадноиспарительным размножением нейтронов, включая реакции (p, xn) . При токе пучка ГэВ-ных протонов 100 мА в свинцовой мишени полного поглощения можно получить $\sim 10^{19}$ н/сек. Далее в blankете происходит увеличение нейтронного потока до 10^{16} н/(см²·сек) за счет деления актинидов, а выделяемое при этом тепло может превращаться в электроэнергию, частично используемую для питания ускорителя.

Помимо вышеперечисленных возможностей ГЯУ следует отметить еще одну, присущую только для ЭЯР – производство нейтронно-дефицитных ядер, имеющих широкое применение в медицине и технике, и которые нельзя получать в реакторах. Реакция расщепления, протекающая в мишени ЭЯР, дает возможность получать радиоизотопы в очень широком диапазоне зарядовых и массовых чисел. Кроме того, неоднородность потока нейтронов позволяет размещать мишени для получения изотопов в любом месте blankета, т. е. там, где потоки и спектры нейтронов наиболее подходят для накопления данного радионуклида с высокой чистотой и удельной активностью.

Практическая реализация гибридных ядерных реакторов.

Как уже отмечалось выше, практическая реализация ГЯУ на основе термоядерного источника еще требует решения ряда принципиальных научных проблем. В случае ЭЯР ситуация другая. Физические идеи, лежащие в основе ЭЯР предельно ясны. Некоторые сомнения могут возникать лишь при оценке технической реализуемости и экономической целесообразности проектов, в частности, при создании сильноточных ускорителей с высокими энергиями частиц и эффективной системы мишень-реактор.

Существовавшие до недавнего времени сомнения в перспективности ЭЯР для крупномасштабной энергетики развеял Руббин [12], который провел пробный эксперимент на модельной сборке с целью экспериментального определения энергетического эффекта, т. е. отношение энергии, полученной в результате деления к энергии пучка протонов. Эта величина в его эксперименте оказалась равной 30, и это не предел. Таким образом, доказана возможность коммерческого получения электроэнергии с помощью ЭЯР.

В последнее десятилетие получены обнадеживающие результаты и в развитии ускорительной техники: созданы сильноточные источники протонов; появились клистроны, способные работать в непрерывном режиме; ускорители, работающие на основе радиочастотных квадруполов, и т. д. Все это позволяет утверждать, что задача создания ускорителя с энергией протонов $\sim 1 - 3$ ГэВ и током пучка ~ 100 мА является вполне реальной, и надеяться, что в ближайшие 10 – 12 лет она будет решена.

Достаточно бурно развиваются события в деле создания систем мишень-реактор. В настоящее время в США и Европе уже рассматриваются не-

сколько концептуальных проектов [13, 14]. В частности развертывание первой системы "Tier 1", предназначенной для уничтожения радиоактивных отходов в местах их производства, т. е. на атомных электростанциях, ожидается уже в начале 2015 года [13].

Таким образом, нет необходимости доказывать научную осуществимость проектов создания ЭЯР. Однако предстоит выполнить обширную программу экспериментов и детальных конструкторских разработок. Потребуется значительное количество более точных ядерных данных не только для протонов и нейтронов, но и для всех каскадных частиц, включая π -мезоны и γ -кванты, в широкой области массовых чисел и энергий возбуждения. Необходимы более полные данные по полным, упругим и неупругим сечениям по всем конструкционным материалам, используемым в ЭЯР, а также по сечениям и выходам продуктов деления ядер мишени и топлива. Нужно уточнить ряд ядерных констант и схем распада для большого числа радионуклидов. Следует изучить поведение материалов в интенсивных полях излучений при высоких температурах, тепловыделение в мишени и бланке-

те. Потребуется большое количество различных испытаний отдельных узлов и элементов будущей конструкции.

Заключение

В настоящей статье авторы не ставили своей целью дать сколько-нибудь детальный анализ всех возможных применений ГЯУ и проблем их создания. Данный пробел можно восполнить, ознакомившись, в частности, с обзорами [13, 14] и их библиографией. Наша задача состояла в другом, – осветить наиболее общие вопросы и обозначить поле перспективных научных исследований, направленных на решение некоторых важнейших задач современной атомной энергетики. Исследований, в которых казахстанские ученые в области ядерной физики, радиационного материаловедения и реакторостроения могли бы принять активное участие, тем самым, способствуя расширению связей с ведущими научно-исследовательскими и проектными центрами мира, повышению авторитета казахстанской науки и созданию базы подготовки кадров для энергетики будущего.

Литература

- 1) Толстов К. Д. Доклад на 72-й сессии У. С. ОИЯИ, 18-92-303, 1992.
- 2) Lidsky L. M. Nucl. Fusion. v.15 (1975) 151.
- 3) Васильев Н. Н. и др. АЭ т.52 (1982) 113.
- 4) Велехов Е. П. и др. АЭ т.45 (1978) 264.
- 5) Зарецкая Т. С. и др. Вопросы атомной науки и техники, вып. 6 (1991) 3.
- 6) Васильков Р. Г. и др. УФН т.139 вып. 3 (1983) 4.
- 7) Lee I. VCRL-73952, LLL, 1972.
- 8) Shangfon Su. Nucl. Nechnol., v.29 (1976) 382.
- 9) Lidsky L. Nucl. Fusion, v.15 (1975) 151.
- 10) Васильков В. Г. и др. АЭ т.29 (1970) 151.
- 11) Alvarez L., Lawrence E., McMillan E. USA, Patent, 1960, 2, 933, 442.
- 12) Rubbia C. Proc. Int. Conf. Nucl. Data for Science and Technology. Batlinburg, v.2 (1994) 1075.
- 13) Bowman C. D. Annu. Rev. Nucl. Sci., v.48 (1998) 505.
- 14) Rubbia C. et al. CERN Rep. CERN/AT/95-44 (ET) 1995.

БУДАНДАСҚАН ЯДРОЛЫҚ ҚОНДЫРҒЫЛАР: БОЛАШАҒЫ МЕН ҚҰРУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ.

¹⁾ Жданов С. В., ¹⁾ Мультин С. И., ²⁾ Околович В. Н., ¹⁾ Русанов А. Я.

¹⁾ *Ядролық физика институты*

²⁾ *Тверь Мемлекеттік университетінің физика факультеті, Ресей*

Мақала осы заманғы атом энергиясының маңызды сұрақтарын талқылауға арналған, бұлардың шешімі суперинтенсивті нейтрондар ағынын алудың екі принциптері - жеңіл ядролардың қосылу реакциялары мен ауыр ядролардың үдеуленген зарядталған бөлшектерінің айырылуы арқылы будандасқан ядролық қондырғылардың көмегімен шешіледі.

HYBRID NUCLEAR UNITS: PROSPECT AND PROBLEMS OF MAKING

¹⁾ S. V. Zhdanov, ¹⁾ S. I. Mulgin, ²⁾ V. N. Okolovich, ¹⁾ A. Ya. Rusanov

¹⁾ *Institute of Nuclear Physics*

²⁾ *Physical Faculty of State University, Tver', Russian*

This article is devoted to the discussion of some important questions of the modern atomic power engineering which could be solved by means of hybrid nuclear units based on two techniques for the super-intensive neutron flux production: the fusion of light nuclei and the spallation of heavy nuclei in the reaction with accelerated charged particles.

УДК 539.172.13/.16

РЕАКЦИЯ $^{16}\text{O} (p,\gamma)^{17}\text{F}$ И ЕЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

Буртебаев Н., Зайкин А.Ю., Ибраева Е.Т., Сагиндыков Ш.

Институт ядерной физики

Рассчитаны дифференциальные сечения реакции радиационного захвата $^{16}\text{O} (p,\gamma)^{17}\text{F}$ с использованием кластерного фолдинг-потенциала и усредненные скорости реакции. Получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными. Расчет усредненных скоростей реакции показал большую чувствительность их к низкоэнергетической области максвелловского распределения.

Известно, что ядерные реакции, происходящие в недрах солнца и звезд, не только ответственны за стабильность звезды и представляют собой источник звездной энергии, но и в результате их синтезируются новые элементы тяжелее водорода, а реакции радиационного захвата являются одним из основных источников γ -излучения. Изучая характеристики таких реакций мы получаем новую информацию как о нуклеосинтезе, так и о энергетическом диапазоне и спектре γ -квантов, возникающих, в частности, во время солнечных вспышек.

Необходимо отметить, что реакция $^{16}\text{O} (p,\gamma)^{17}\text{F}$ одна из наиболее хорошо изученных [1-5], однако постоянно появляется необходимость уточнить уже измеренные и рассчитанные характеристики или сравнить новые данные с полученными ранее.

В настоящей работе мы сравниваем проведенный ранее [4] расчет усредненных скоростей реакций и приводим новый расчет дифференциального сечения доминирующего в этой реакции E1-перехода, основанный на новом методе определения оптического потенциала во входном канале - кластерной фолдинг-модели. Таким образом, методы исследования, развитые в традиционной ядерной физике, находят приложения в ядерной астрофизике.

1. Расчет дифференциального сечения E1-перехода

При описании реакций (p,γ) используется стандартная модель прямого радиационного захвата в рамках двухтельной задачи, где в качестве гамильтониана перехода используется первый член разложения оператора перехода по теории возмущений или гамильтониан электромагнитного перехода.

Как правило, для определения микроскопически обоснованного оптического потенциала используется модель свертки нуклон-нуклонного потенциала по нуклонным плотностям. Нуклонные плотности извлекаются из данных по рассеянию электронов или нуклонов. В зависимости от выбора нуклон-нуклонного потенциала и нуклонных плотностей получают тот или иной потенциал. Затем полученный потенциал уточняют подгонкой под экспериментальные данные по упругому рассеянию.

Нами предложен новый метод определения оптического потенциала - кластерная фолдинг-модель, где идет свертка по кластер-кластерным потенциалам и кластерным плотностям. Данный метод был впервые предложен в работе [6] по определению оптического потенциала взаимодействия системы $d-^6\text{Li}$, где свертка проводилась по центральному взаимодействию. Нами этот способ был усовершенствован для общего случая потенциалов расщепленных по четности и спин-орбитальному взаимодействию [7].

Ядро ^{16}O рассматривается как двухкластерная система $\alpha-^{12}\text{C}$, находящаяся в основном состоянии, причем внутренние степени свободы кластеров заморожены. Указанием на большую вероятность такой структуры ядра ^{16}O служит энергия связи в канале $\alpha-^{12}\text{C}$, равная 7.16 МэВ, в то время как порог развала в канал $p-^{15}\text{N}$ равен 12.13 МэВ. В основном состоянии волновая функция относительного движения $\alpha-^{12}\text{C}$ в соответствии с принципом Паули имеет два узла и орбитальный момент $L=0$.

Чтобы получить фолдинг-потенциал $p-^{16}\text{O}$, мы проводим свертку по кластер-кластерным взаимодействиям $p-\alpha$ и $p-^{12}\text{C}$:

$$V_{p-^{16}\text{O}}(\vec{y}_1) = \int d\vec{x} \Psi_{\alpha-^{12}\text{C}}(\vec{x}_1) \left[V_{p-^{12}\text{C}}(\vec{x}_2) + V_{p-\alpha}(\vec{x}_3) \right] \Psi_{\alpha-^{12}\text{C}}(\vec{x}_1) \quad (1)$$

L -зависимый потенциал системы $\alpha-^{12}\text{C}$ в гауссовой форме был предложен в работе [8]. Его параметры для момента $L=0$, хорошо описывающие

упругое рассеяние: $V_0 = -121.56$ МэВ; $R_0 = 2.08$ фм; $R_C = 3.55$ фм. Потенциалы $N-\alpha$ и $N-^{12}\text{C}$ взаимодействия в гауссовой форме взяты из работы [6]. Конеч-

ный потенциал свертки был получен в численном виде и затем параметризован в Вуд-Саксоновском виде:

$$V = V_0(1 + \exp((R - R_0)/a))^{-1} \quad (2)$$

с параметрами: $V_0 = -125.0$ МэВ, $R_0 = 1.714$ фм, $a = 0.709$ фм. Потенциал содержит лишь центральную часть.

Дифференциальное сечение прямого радиационного захвата рассчитано для перехода на основное состояние ядра ^{17}F с квантовыми числами J^π , $T = 5/2^+$, $1/2$ и относительным орбитальным моментом $L=2$. Известно, что основной вклад дает E1 переход парциальной волны непрерывного спектра с $l=1$. Дифференциальное сечение в зависимости от энергии протонов рассчитано для двух углов $\theta = 0^\circ$ и 90° :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f| |W|^2 \left| i \left\langle \frac{k^2}{(2\pi\hbar)^2} \frac{1}{vc} \right. \right. \quad (3)$$

где i , f - искаженная волна, полученная в фолдинг-потенциале (2), c - скорость фотона, v - скорость протонов, k - волновое число протона.

Оператор электромагнитного излучения при учете лишь E1-перехода запишем в виде:

$$W = \left(\frac{2\pi\hbar c}{k} \right)^{1/2} \sum_m (-i)(6\pi)^{1/2} D_{1m}^*(0, \theta, 0) T_{1m}^{E*}(k) \quad (4)$$

где $T_{1m}^E(k)$, Q_{1m}^E - стандартные операторы в длинноволновом приближении:

$$T_{1m}^E(k) = -\sqrt{2} \frac{k}{3} Q_{1m}^E, \quad Q_{1m}^E = \int \vec{r} Y_{1m}(\vec{r}) \rho(\vec{r}) d\vec{r} \quad (5)$$

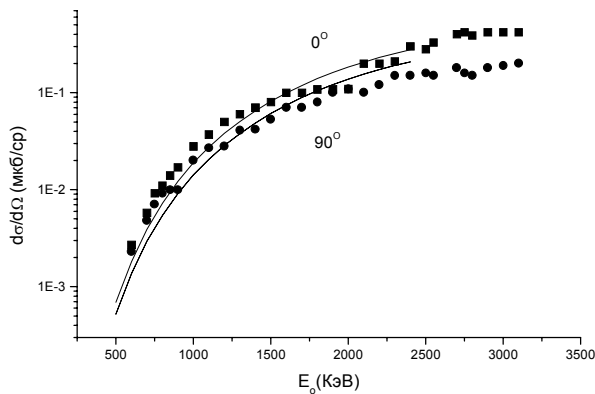


Рис. 1. Зависимость дифференциального сечения от энергии протонов при 0° (верхняя кривая) и 90° (нижняя кривая). Кружками обозначены экспериментальные данные при 90° , квадратами при 0° из работы [1].

Спектроскопический фактор для присоединения протона к ядру ^{16}O полагался равным единице, так как ядро ^{17}F относится к первому ядру D-оболочки. В целом, как показывает рис.1, теоретический расчет воспроизводит имеющиеся экспериментальные данные в области энергии 500 – 2500 кэВ [1], и находится в разумном согласии с расчетами, проведенными со стандартным двукратным фолдинг потенциалом в работе [5].

2. Расчет усредненной скорости реакции

Усреднение скорости реакции $p + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$ мы провели по максвелловскому распределению скоростей протонов, имеющему место при стационарном горении в недрах солнца и звезд.

Расчеты базируются на данных о сечениях реакции при различных значениях энергии протонов, приведенных в [1]. Для расчетов усредненной скорости реакции необходимо экстраполировать эти данные на весь энергетический спектр. Но поскольку само сечение при малых энергиях ведет себя нерегулярно, его непосредственная экстраполяция приводит к большим ошибкам, поэтому принято экстраполировать S-фактор, более гладкую функцию, связанную с сечением соотношением:

$$S = \frac{\sigma E_{\text{ц.м.}}}{P} \quad (6)$$

Здесь P - проникаемость потенциального барьера, которая обычно, также как и сечение, быстро убывает при уменьшении энергии. Это, собственно, и обуславливает плавность зависимости S-фактора от энергии, обеспечивая точность его экстраполяции.

Существует несколько методов расчета проникаемости P . Наши расчеты проводились в двух моделях: точной кулоновской и гамовской проникаемостей.

Точная кулоновская проникаемость вычисляется по формуле:

$$P_l^{\text{ex}} = \left[\frac{kr}{F_l^2 + G_l^2} \right]_{r=R}, \quad (7)$$

где R - радиус канала, являющийся параметром теории, k - волновой вектор в системе центра масс, $F_l(\rho, \eta)$ и $G_l(\rho, \eta)$ - регулярная и нерегулярная кулоновские волновые функции, зависящие от аргументов $\rho = kr$ и η - кулоновского параметра. Для вычисления ρ и η использованы следующие формулы:

$$\rho = 0.2187R(AE_{\text{ц.м.}})^{1/2}, \quad \eta = 0.15748Z_1Z_2\left(\frac{A}{E_{\text{ц.м.}}}\right)^{1/2}, \quad (8)$$

где A - приведенная масса в а. е. м. в данном канале.
Гамовская проницаемость:

$$P_G = \exp\left\{-2\frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar}\frac{\gamma}{\sqrt{E}}\frac{\pi}{2}\right\}, \quad (9)$$

являющаяся частным случаем ВКБ -проницаемости:

$$P^{ВКБ} = \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2\mu}}{\hbar}\int_{R_1}^{R_2}\sqrt{U(r)-E_{\text{ц.м.}}}dr\right\}, \quad (10)$$

где

$$U(r) = U_{\text{Кул}} = \frac{\gamma}{r}, \quad \gamma = Z_1Z_2e^2, \quad R_1 = 0, \quad R_2 = \gamma/E. \quad (11)$$

Усредненная по максвелловскому распределению скорость реакции в лабораторной системе рассчитывалась по формуле:

$$\langle\sigma v\rangle = \left(\frac{8}{\pi}\right)^{1/2}\left(\frac{\mu}{\kappa T}\right)^{3/2}\frac{1}{m^2}\int_0^\infty e^{-\frac{\mu E}{\kappa T}}\sigma(E)EdE. \quad (12)$$

Это сечение нормированное, и если привести все к одинаковой размерности: брать κT - в кэВ, m - массу налетающей частицы в а. е. м., μ - в а. е. м., σ - в барн., энергию E - в кэВ, а численный коэффициент перед интегралом, умноженный на степени размерных величин, равным $4,9380 \times 10^{-17}$, то $\langle\sigma v\rangle$ получится в $\text{см}^3/\text{с}$. Численное интегрирование проводится от $E_{\min}$ до $E_{\max}$ и ниже обсуждается зависимость интеграла от этих пределов.

В табл.1 и на рис.2, 3 приведены результаты усредненных сечений, полученные нами с гамовской - $\langle\sigma v\rangle_1$ (кривая 1 на рис.2) и кулоновской - $\langle\sigma v\rangle_3$ (кривая 1 на рис.3) проницаемостями (радиус канала 5фм) и сравнение их с рассчитанными ранее

в работе [4] - $\langle\sigma v\rangle_2, \langle\sigma v\rangle_4$ (кривые 2 на рис.2,3). Наш расчет отличается от проведенного в работе [4] областью интегрирования по энергии в интеграле (12). Нами интегрирование проводилось в диапазоне $E_{\min}=0.001$, $E_{\max}=5$ МэВ, в работе [4] - в интервале $E_{\min}=0.05$, $E_{\max}=1.2$ МэВ. Как видно из рисунков, различие мало для малых κT , и начинает проявляться при $\kappa T > 20-30$. Это обусловлено резкой экспоненциальной зависимостью распределения в области малых энергий 0.001-0.05 МэВ и высокой чувствительностью интеграла к этой же области, которую включает $\langle\sigma v\rangle_1, \langle\sigma v\rangle_3$ и не включает $\langle\sigma v\rangle_2, \langle\sigma v\rangle_4$.

Таблица 1.

КТ, кэВ	$\langle\sigma v\rangle_1, \text{см}^3/\text{с}$	$\langle\sigma v\rangle_2, \text{см}^3/\text{с}$	$\langle\sigma v\rangle_3$	$\langle\sigma v\rangle_4$
2	2.65E-31	4.305E-31	2.38E-32	2.62E-30
3	5.90E-28	2.945E-27	2.98E-28	8.12E-27
4	7.87E-26	3.744E-25	5.82E-26	5.94E-25
5	2.60E-24	9.737E-24	2.11E-24	1.18E-23
6	3.79E-23	1.108E-22	3.16E-23	1.22E-22
7	3.24E-22	7.591E-22	2.73E-22	8.07E-22
8	1.92E-21	3.681E-21	1.62E-21	3.87E-21
9	8.64E-21	1.392E-20	7.33E-21	1.46E-20
10	3.17E-20	4.359E-20	2.70E-20	4.54E-20
20	6.02E-17	2.887E-17	5.22E-17	2.94E-17
30	2.44E-15	6.254E-16	2.16E-15	6.28E-16
40	2.56E-14	4.182E-15	2.31E-14	4.16E-15
50	1.37E-13	1.575E-14	1.26E-13	1.56E-14
60	4.94E-13	4.26E-14	4.65E-13	4.21E-14
70	1.38E-12	9.332E-14	1.32E-12	9.23E-14
80	3.23E-12	1.768E-13	3.15E-12	1.75E-13
90	6.64E-12	3.016E-13	6.55E-12	2.99E-13

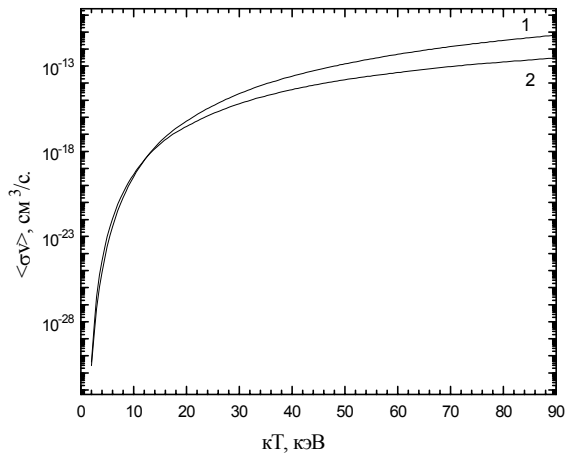


Рис.2. Усредненные по максвелловскому распределению скорости реакции $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ рассчитанные с гаммовской проницаемостью. Кривая 1 – $\langle \sigma v \rangle_1$ наш расчет, кривая 2 – $\langle \sigma v \rangle_2$, расчет из работы [4].

Выводы

Использованный нами метод расчета дифференциального сечения радиационного захвата с использованием кластерного фолдинг-потенциала позволил корректно описать имеющиеся экспериментальные данные. Наши дифференциальные се-

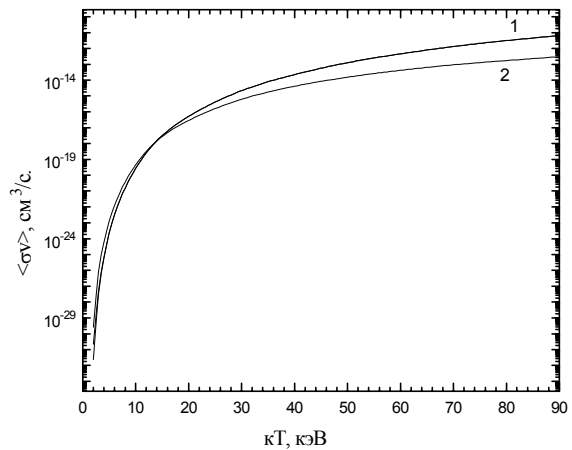


Рис.3 То же, что на рис.2, только с кулоновской проницаемостью. Кривая 1 – $\langle \sigma v \rangle_3$ наш расчет, кривая 2 – $\langle \sigma v \rangle_4$, расчет из работы [4].

чения согласуются с приведенными в работе [1]. Расчет усредненных скоростей реакции показал большую чувствительность их к низкоэнергетической области максвелловского распределения, т. е. к нижнему пределу интегрирования в формуле (12).

Литература

- 1) Rolfs C. et al. // Nucl. Phys. A217, 1973, p.29
- 2) Satchler G. R. et al. // Direct Nuclear Reaction. Oxford: Clarendon, 1983.
- 3) Жусупов М. А. и др., ВАНТ, сер. теор. и прикладная физика. 1991. Вып.4. С.21.
- 4) Жусупов М. А. и др. // ВАНТ Сер. теор. и прикл. физ., 1992. Вып.1. С.6;
- 5) Morlock R. et al. // Phys. Rev. Lett., 1997, vol.79, N. 20, p.3837
- 6) Kamal V., Voronchev V. T., Kukulin V. I. et al. // J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 1992. V. 18, N. 2, P. 379.
- 7) Jusupov M. A., Sakhiev S. K., Sagindykov S. S. // Izvestia RAN: ser phys., 2000. V. 64, N. 1, P. 127-131.
- 8) K. Langanke, O. S. van Roosmalen and W. A. Fowler // Nuclear Physics A435 (1985) 657-668

$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ РЕАКЦИЯСЫ ЖӘНЕ ОНЫҢ АСТОФИЗИКАЛЫҚ АСПЕКТІСІ

Буртебаев Н., Зайкин А. Ю., Ибраева Е. Т., Сағиндықов Ш.

Ядролық физика институты

$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ реакциясының орталанған жылдамдықтары және де дифференциалдық қимасы кластерлік фолдинг-потенциалды колданылумен есептелді. Бұл есептелген қималардың бар эксперименталдық мәндермен жақсы сәйкесте екені көрсетілді. Есептелген орталанған реакция жылдамдықтарының Максвелл таралуының төменгі энергиялық аумағына жоғары сезімтал екені көрсетілді.

THE REACTION $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$ AND IT ASTROPHYSICAL ASPECT

N. Burtebaev, A. Yu. Zaikin, E. T. Ibraeva, S. Sagindikov

Institute of Nuclear Physics

The differential sections of the radiation capture reaction $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$ with use cluster folding potential and the averaged velocities have calculated. The good agreement with available experimental data was obtained. The calculation of averaged velocities shows a great sensitivity their to low energies range of Maxwell distribution.

УДК 539.163

СВОЙСТВА И СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ УРОВНЕЙ ^{63,65}Cu В РЕАКЦИИ (n,n'γ) НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ РЕАКТОРА

Косяк Ю.Г., Чекушина Л.В., Адымов Ж.И., Ерматов А.С.

Институт ядерной физики

Методом неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора исследованы возбужденные состояния изотопов ^{63,65}Cu. Определены времена жизни уровней, смеси мультипольностей γ-переходов и сечения реакции ^{63,65}Cu (n, n'γ) с возбуждением первых уровней со спинами 1/2⁻, 5/2⁻, 7/2⁻.

Исследования атомных ядер методом неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора признаны в настоящее время наиболее результативными в плане ядерно-спектроскопической информации как о свойствах и квантовых параметрах ядерных уровней так и о сечениях (n, n'γ) реакции в области энергий возбуждения ≤3,5 МэВ.

Именно недостатком подобных сведений о низколежащих состояниях ядер ^{63,65}Cu, полученных другими методами [1,2], обусловлены наши исследования, посвященные изучению этих ядер на пучке быстрых нейтронов реактора ВВР-К НЯЦ РК. В работах [3,4] представлены полученные в (n, n'γ)-экспериментах значения энергий и интенсивностей γ-переходов из реакции ^{63,65}Cu (n, n'γ), заселяемостей и спинов уровней ^{63,65}Cu, а также времен жизни возбужденных состояний (τ)⁶⁵Cu.

Ниже мы приводим новые данные о временах жизни уровней ⁶³Cu, смесях мультипольностей ряда γ-переходов в ⁶⁵Cu, а также сечениях (n, n'γ)-реакции на ядрах ^{63,65}Cu с возбуждением 1/2⁻, 5/2⁻ и 7/2⁻ уровней.

Времена жизни уровней ⁶³Cu

Времена жизни возбужденных состояний ⁶³Cu (см. табл. 1) определены методом ослабления доплеровского сдвига энергии γ-линий (МОДС). Ранее [5] нами была показана возможность и перспективность использования пучка быстрых нейтронов реактора в реакции (n, n'γ) при исследовании значений τ ядерных уровней этим методом. В основе МОДС, как известно, лежит сравнение экспериментального ослабления доплеровского сдвига F_{эксп} с теоретической величиной F(ε,τ) [5]:

$$F_{\text{эксп}} = \frac{\langle \Delta E_{\gamma} \rangle}{\Delta E_{\gamma \text{max}}}, \Delta E_{\gamma \text{max}} = E_{\gamma} \frac{v(0)}{c} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2),$$

v(0) - скорость ядра отдачи в нулевой момент времени, θ - угол измерения γ-спектра относительно оси падающего пучка нейтронов, θ₁=90°, θ₂=135°.

$$F(\epsilon, \tau) = \frac{c}{\tau \sqrt{\epsilon_{\text{макс}}}} \int_{\epsilon_{\text{мин}}}^{\epsilon_{\text{макс}}} f_1(\epsilon) \overline{\cos \phi} \exp[f_2(\epsilon, \tau)] d\epsilon,$$

где ε(1) - безразмерная энергия отдачи в зависимости от времени торможения ядра отдачи, φ - угол рассеяния ядер отдачи на атомах среды [6]. В случае рассеяния быстрых нейтронов реактора на ядрах Cu скорость отдачи оказывается менее 0,2% скорости света. При такой скорости торможение ядер происходит в основном за счет ядерных потерь (dε/dp)_я (упругих атомных столкновений):

$$\frac{d\epsilon}{dp} = f_c \left(\frac{d\epsilon}{dp} \right)_c + f_y \left(\frac{d\epsilon}{dp} \right)_y,$$

ρ - безразмерная плотность, f_c и f_y - поправочные множители, учитывающие возможные отклонения экспериментальных электронных и ядерных потерь атома отдачи от рассчитанных теоретически по Линдхарду-Шарффу-Шиотту [7]. В наших исследованиях

f_c=1, а f_y принималась равной 0,9 соответственно расчетам с использованием потенциала взаимодействия атомов по Фирсову [8,9].

В результате из сравнения величин F_{эксп} с расчетными кривыми F(ε,τ) были определены времена жизни одиннадцати возбужденных состояний ⁶³Cu, семь из них - впервые (см. табл. 1)

Таблица 1. Времена жизни возбужденных состояний ⁶³Cu

E _{ур} , кэВ	E _γ , кэВ	J _i ^π - J _f ^π	F (τ) _{эксп}	τ, пс	τ, пс [1]
1	2	3	4	5	6
669.7	669.7	1/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0.17(12)	> 0.16	0.30(1)
1861.2	1861.4	7/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0.04(2)	0.8(+5, -3)	0.89(13)
2011.5	2011.5	3/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0.70(3)	0.018(3)	0.047(7)
2673.6	2673.6	7/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0.88(5)	0.006(2)	-
2775.7	1813.7	3/2 ⁻ - 5/2 ⁻	0.28(10)	0.10(+8, -3)	-
2808.1	2808.1	5/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0.28(4)	0.10(+3, -2)	> 0.26
2818.8	2818.8	7/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0.63(8)	0.025(10)	-
2956	1996.4	7/2 ⁻ - 5/2 ⁻	0.26(10)	0.11(+8, -3)	-
2976.8	2976.8	1/2 ⁻ - 5/2 ⁻	0.56(8)	0.034(11)	-
3095.2	3095.2	3/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0.21(8)	0.16(+12, -6)	-
3102.0	3102.0	3/2 ⁻ - 3/2 ⁻	0.60(8)	0.028(+12, -7)	-

Смеси мультипольностей γ- переходов в ⁶⁵Cu

Гамма- спектры из реакции ⁶⁵Cu (n, n'γ), измеренные при углах 90, 124 и 146° относительно падающего пучка быстрых нейтронов реактора, позволили нам определить смеси мультипольностей ряда γ-переходов в ⁶⁵Cu. На рисунках 2, 3 и в таблице 2 представлены данные, полученные из анализа угловых распределений интенсивностей (УР) этих переходов. Основы теории угловых распределений γ-квантов из реакции (n, n'γ) и возможности их применения для описания экспериментальных данных, использованные в настоящих исследованиях, подробно представлены в работах Сачлера, Шелдона и Ван Паттера [10,11]. Дифференциальное сечение образования γ-квантов в результате ядерной реакции в наиболее общем случае можно выразить в виде разложения по четным членам полинома Лежандра

$$d\sigma/d\Omega = \sum_k A_k P_k(\cos\theta),$$

где суммирование проводится по индексам и угловым моментам, характеризующим данный процесс, коэффициенты A_k отражают природу γ-перехода и зависят от смеси мультиполей γ-излучения

$$\delta_{LL'} \equiv \langle J_i \| L \| J_i \rangle / \langle J_f \| L \| J_i \rangle, L' = L+1.$$

Угловые распределения интенсивности γ-переходов между уровнями со спинами J_i^π и J_f^π можно аппроксимировать выражением

$$W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta), a_k = A_k/A_0$$

Сравнение W(θ)_{эксп} с W(θ), а также использование эллиптической зависимости a₂(δ) от a₄(δ) позволяют определить величину и знак смеси мультиполей в (n, n'γ)-экспериментах на быстрых нейтронах реактора.

В настоящих исследованиях значения угловых распределений интенсивностей γ-переходов

⁶⁵Cu были нормированы по изотропному УР γ-излучения с уровня 770.7 кэВ (J_i^π=1/2⁻) в основное состояние (J_f^π=3/2⁻). Совпадение экспериментальных значений W(θ) для 1481 кэВ γ-перехода (7/2⁻→3/2⁻) с теоретической кривой рассчитанной по оптико-статистической модели в рамках формализма Хаузера-Фешбаха-Молдауэра (ОСМ-ХФМ) [12] для электрического квадрупольного (E2) γ-перехода (см. рис. 1) свидетельствует о надежности нормировки.

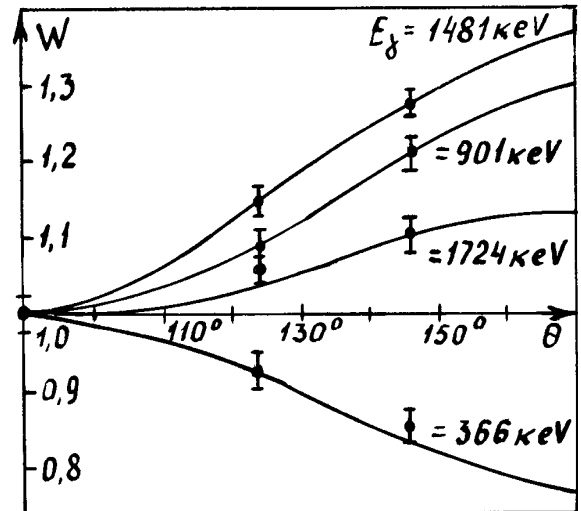


Рис. 1. Угловые распределения интенсивностей γ-переходов в ⁶⁵Cu. Точки - экспериментальные значения I_γ, сплошные линии - расчеты по ОСМ-ХФМ.

В таблице 2 представлены значения экспериментальных коэффициентов УР и смесей мультипольностей для 7 γ-переходов ⁶⁵Cu. Величины δ определены по значениям a₂(Δa₂) и a₄(Δa₄) из теоретических δ-эллипсов. На рисунке 2 показан в качестве примера δ-эллипс для 1115 кэВ электромагнитного (M1+E2) перехода между уровнями со спинами 5/2⁻→3/2⁻.

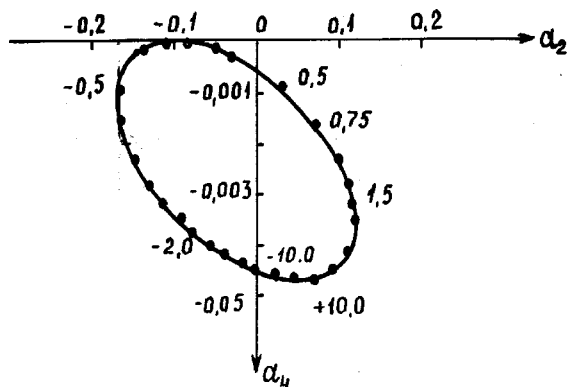


Рис. 2. Эллиптическая зависимость коэффициентов a_2 , a_4 для перехода $5/2^- \rightarrow 3/2^-$, $E_\gamma = 1115$ кэВ

Таблица 2. Смеси мультипольностей γ-переходов в ⁶³Cu

$E_{\gamma p}, \text{кэВ}$	$E_\gamma, \text{кэВ}$	$J^\pi_i \rightarrow J^\pi_f$	$a_2 \pm \Delta a_2$	$a_4 \pm \Delta a_4$	$\delta(\Delta\delta)$	$\delta[1]$
1115	1115	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	-0.17(2)	-0.002(2)	-0.50(15)	0.44
1481	366	$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	-0.15(2)	0.02(2)	-0.03(1)	-0.03
	1481	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	0.21(3)	0.02(2)	0	0
1623	1623	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	0.13(3)	-0.03(3)	1.75(50)	-
1724	1724	$3/2^- \rightarrow 3/2^-$	0.09(3)	0	0.32(5)	-
2107	991	$5/2^- \rightarrow 5/2^-$	0.19(2)	-0.008(8)	0.32(10)	-
					0.86(15)	
2328	2328	$3/2^- \rightarrow 3/2^-$	-0.09(3)	-0.03(4)	-1.25(30)	-

Сечения взаимодействия быстрых нейтронов реактора с ядрами ^{63,65}Cu.

Чтобы оценить степень радиационных нарушений в материалах, подверженных облучению быстрыми нейтронами реактора необходимо знать сечение реакции (n, n'γ)- основного процесса взаимодействия быстрых нейтронов деления с ядрами исследуемого вещества - ($\sigma_{n, n'\gamma}$).

Величину $\sigma_{n, n'\gamma}$ можно получить двумя методами:

1.- непосредственно измеряя интенсивность в барнах всех γ- распадов возбужденных состояний ядра с учетом угловых распределений γ-излучений;

2.- исследуя заселяемость уровней в реакции (n, n'γ) при угле измерения γ-спектров равном 124° относительно пучка падающих нейтронов, при этом экспериментальная заселяемость ($P_{\text{эксп}}$) сравнивается с теоретическими расчетами (P_s) по модели, описывающей механизм неупругого рассеяния нейтронов на ядрах

$$P_s = \int_{E_n^{\text{пор}}}^{E_n^{\text{max}}} \sigma_{n, n'\gamma} f(E_n) dE_n,$$

где $f(E_n) \sim \exp(-\beta E_n)$ - поток нейтронов реактора, тогда для эффективной энергии реакторных нейтронов $\sigma_{n, n'\gamma} = P / [f(E_n) \cdot \Delta E_n]$ [13].

Наши многочисленные (n, n'γ)-исследования показали, что механизм реакции (n, n'γ) на сферических и деформированных ядрах может быть описан оптико-статистической моделью и соответственно второй метод определения сечения неупругого рассеяния на таких ядрах является более простым.

Однако в этом случае, как и в первом методе, надо знать схему распада возбужденных состояний исследуемого ядра, так как экспериментальная заселяемость уровня равна разности сумм интенсивностей уходящих с уровня и приходящих на него γ-переходов.

Используя сведения о схемах распада и заселяемостях уровней изотопов ^{63,65}Cu, полученные ранее [3,4], мы определили сечения неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора на ядрах меди с возбуждением нижних уровней, наиболее интенсивно заселяющихся в (n, n'γ)-реакции (см. табл. 3).

Таблица 3. Сечение (n, n'γ)-реакции на изотопах ^{63,65}Cu

ядро	⁶³ Cu			⁶⁵ Cu		
E _{ур} , кэВ	669.7	962.0	1327.0	770.7	1115.6	1487.7
J _i ^π	1/2 ⁻	5/2 ⁻	7/2 ⁻	1/2 ⁻	5/2 ⁻	7/2 ⁻
σ _{n, n'γ} , барн	0.22(2)	0.33(3)	0.21(2)	0.21(2)	0.32(3)	0.21(2)

Литература

- 1) Auble R. L.//Nucl. Data. Sheets. 1991. V. 62. №4
- 2) Ward N. J., Tuli J. K.//Nucl. Data. Sheets. 1986. V.47 P. 135
- 3) Косяк Ю. Г., Чекушина Л. В., Ерматов А. С.//Изв. РАН серия физ. 2000. Т. 64. С. 402.
- 4) Косяк Ю. Г. и др.//Изв. РАН серия физ. (в печати)
- 5) Каипов Д., Косяк Ю. Г. и др.//Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1977. № 4. С. 1.
- 6) Blaugrund A. E.//Nucl. Phys. 1966. V. 80. P. 501.
- 7) Lindhard I., Scharff M., Shiott H. E.//Mat. Phys. Medd. Kong. Dan. Selsk. 1963. V. 33. P. 3.
- 8) Фирсов О. Б.//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 44.
- 9) Косяк Ю. Г., Каипов Д. К., Чекушина Л. В.//Изв. АН СССР Сер. Физ. 1983. Т. 47 №11. С. 2118.
- 10) Satchler G. R.//Phys. Rev. 1954. V. 94. P. 1304.
- 11) Sheldon E. Van Patter D.//Rev. Mod. Phys. 1966. 33. 143.
- 12) Молдауэр П. А.//Методы оценки Атомздат М. 1997 С. 9.
- 13) Демидов А. М.//В кн. Изучение возбужденных состояний ядер. под ред. Джелепова Б. С. «Наука» Алма-Ата С.70

РЕАКТОРДЫҢ ШАПШАҢ НЕЙТРОНДАРЫМЕН ЖҮРГЕН (n, n'γ) РЕАКЦИЯДАҒА ^{63,65}Cu ДЕҢГЕЙЛЕРІНІҢ ҚАСИЕТІ МЕН ҚАЗУ ҚИМАЛАРЫ

Косяк Ю. Г., Чекушина Л. В., Адымов Ж. И., Ерматов А. С.

Ядролық физика институты

Реактордың шапшаң нейтрондарының серпімсіз шашырау әдісімен ^{63,65}Cu изотоптарының қазған күйлері зерттелген. γ-ауысулардың мультипольдіктер қаспасы деңгейлерінің өмір сүру уақыты әйәне 1/2⁻, 5/2⁻, 7/2⁻ спиндері бар бірінші деңгейлерінің қазған сәрінде ^{63,65}Cu (n, n'γ) реакция қимасы анықталған.

PROPERTIES AND CROSS SECTION OF THE ^{63,65}Cu EXCITATION LEVELS IN THE (N, N'γ)-REACTION OCCURRED AT THE FAST REACTOR NEUTRONS

Ju. G. Kosiak, L. V. Chekushina, J. I. Adymov, A. S. Ermatov

Institute of Nuclear Physics

Excited levels of the ^{63,65}Cu isotopes are studied by the technique of inelastic scattering of fast reactor neutrons. The lifetimes of levels, the γ-transitions multipole mixing and the cross sections of the ^{63,65}Cu (n, n'γ)-reactions accompanied by excitation of the first levels with spins 1/2⁻, 5/2⁻, 7/2⁻ are determined.

УДК 539.21

УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОРЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Гансеев Г.З., Кадыржанов К.К., Кислицын С.Б., Туркебаев Т.Э.

Институт ядерной физики

Определяется энергия упругого взаимодействия газонаполненной сферической полости с границей упругого изотропного полупространства. Упругое поле системы полость-граница представляется в виде разложения в ряд по гармоническим функциям. Коэффициенты разложения определяются граничными условиями на свободной поверхности упругого полупространства и на сферической поверхности полости с давлением газа P . Дополнительно определена функция Треска-Мизеса на поверхности упругой среды, с целью определения условий ползучести, обусловленной давлением газа в полости.

Введение

В настоящей работе в рамках изотропной теории упругости рассматривается система (комплекс) двух дефектов: газонаполненная сферическая пора – свободная от нагрузки граница упругой среды, находится поле упругих смещений комплекса, определяется энергия взаимодействия пора-граница. Полученные результаты могут быть использованы при анализе следующих явлений:

В процессе работы термоядерного реактора, гелий из плазмы инжeksiруется в первую стенку. Внедренный гелий пресипитирует и образует газовые пузырьки вблизи поверхности матрицы. Выход пузырьков на поверхность с последующим ее шелушением (явление поверхностного блистеринга) является серьезной проблемой первой стенки. Анализ взаимодействия пузырька с поверхностью является необходимым аспектом выше- изложенного явления.

В процессе нейтронного облучения, при соответствующих условиях, формируется ансамбль пор. Наряду с образующимися дислокационными петлями, поведение ансамбля пор определяет рас-

пухание и изменение механических свойств материала. Рассматриваемая в настоящей работе задача может быть обобщена для анализа взаимодействия комплекса граница фазового включения- пора, влияющего на механические свойства материала.

Кроме того, решена частная краевая задача теории упругости включающая сферическую газонаполненную пору. Отметим, что в целях анализа поведения материала под нейтронным облучением, в рамках теории упругости рассматривались комплексы пора-пора [1], пора-дислокационная петля [2]. Как нам представляется, рассмотренная в настоящей работе задача восполняет пробел исследованных комплексов дефектов.

Анализ комплекса пора-граница проведен в рамках представления работ [1, 2].

Теория**Процедура решения**

Рассмотрим упругое изотропное полупространство со сферической полостью радиуса a на расстоянии d от поверхности; выбор систем координат и геометрия даны на рис. 1.

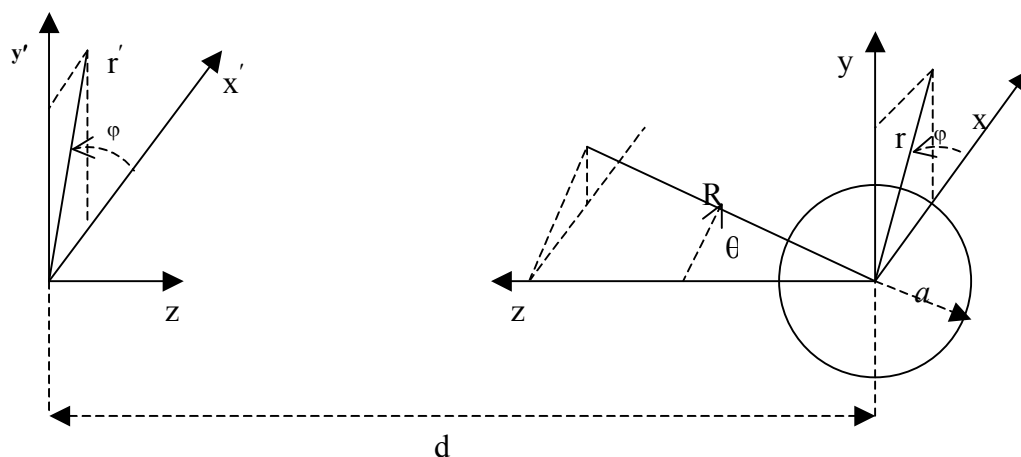


Рис. 1

$$(1-2\nu)\Delta\bar{u} + \nabla\nabla\cdot\bar{u} = 0 \quad (1)$$

Будем искать решение уравнения равновесия в форме Буссинека:

$$\bar{u} = \nabla(\Phi + z \cdot \Psi) - 4(1-\nu)\mathbf{e}_z \Psi, \quad (2)$$

где Φ, Ψ -гармонические функции, ν -коэффициент Пуассона, $\mathbf{e}_z$ -орт в направлении оси z .

Данный вид решения определяется аксиальной симметрией исследуемой системы. Поле упругих смещений $\mathbf{u}$ ищем в виде суммы двух решений

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^f + \mathbf{u}^v, \quad (3)$$

где $\mathbf{u}^f, \mathbf{u}^v$ – решения связанные соответственно с поверхностью матрицы (т. е. наведенное поле) и с порой. Упругое поле (3) определит тензор напряжения:

$$\sigma_{ik} = 2\mu \left(u_{ik} + \frac{\nu}{1-2\nu} u_{ll} \delta_{ik} \right), \quad (4)$$

где u_{ik} –тензор деформации, δ_{ik} - символ Кронекера, μ -модуль сдвига, здесь и далее под повторяющимися индексами подразумевается суммирование. Результирующий тензор напряжения

$$\sigma = \sigma^f + \sigma^v \quad (5)$$

должен удовлетворять граничным условиям на сферической поверхности (граница поры) и плоскости (граница упругого полупространства). Имеем

$$\left(\sigma_{RR}^f + \sigma_{RR}^v \right) \Big|_{R=a} = -P, \quad \left(\sigma_{R\theta}^f + \sigma_{R\theta}^v \right) \Big|_{R=a} = 0, \quad (6)$$

$$\left(\sigma_{z'z'}^f + \sigma_{z'z'}^v \right) \Big|_{z'=0} = 0, \quad \left(\sigma_{r'z'}^f + \sigma_{r'z'}^v \right) \Big|_{z'=0} = 0, \quad (7)$$

где компоненты тензора напряжения даны в сферической системе координат (R, θ, ϕ) , ϕ -ла (6) и в цилиндрической (r', ϕ', z') ; P - избыточное давление газа в поре.

Граничные условия в конечном счете определяют функции Φ и Ψ полей $\mathbf{u}^v, \mathbf{u}^f$, записанных в форме Буссинека. Очевидно, что искомые гармонические функции должны быть представлены в виде разложения по сферическим гармоническим функциям в случае (6) и цилиндрическим гармоническим функциям в случае (7). При этом понадобятся соотношения, определяющие преобразования упругих полей из координатной системы поверхности в координатную систему поры и наоборот.

Упругое поле поры

Запишем упругое поле связанное с порой $\mathbf{u}^v$ в форме Буссинека (2)

$$\mathbf{u}^v = \nabla(\Phi^v + z \cdot \Psi^v) - 4(1-\nu)\mathbf{e}_z \Psi^v, \quad (8)$$

где

$$\Phi^v = A_n R^{-n-1} P_n, \quad \Psi^v = B_n R^{-n-1} P_n, \quad n = 0, \dots, \infty. \quad (9)$$

гармонические функции ищутся в виде разложения в ряд по сферическим гармоникам; A_n, B_n – коэффициенты разложения, $P_n(\cos\theta)$ – полином Лежандра степени n ; использована сферическая система координат (R, θ, ϕ) , связанная с порой; по повторяющимся индексам, здесь и далее, подразумевается суммирование. В соответствии с формулами (8, 9) имеем в сферической системе координат следующее выражение для вектора смещения:

$$\mathbf{u}^v = \nabla \left(\sum A_n R^{-n-1} P_n + R \cos\theta \sum B_n R^{-n-1} P_n \right) - 4(1-\nu)(\mathbf{e}_r \cos\theta - \mathbf{e}_\theta \sin\theta) \sum B_n R^{-n-1} P_n, \quad (10)$$

где $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta$ - орты сферической системы координат.

С учетом выражений

$$\sin\theta \cdot P_n = \frac{1}{2n+1} [P_{n+1}^1 - P_{n-1}^1], \quad (11)$$

$$\cos \theta \cdot P_n = \frac{1}{2n+1} \left[(n+1)P_{n+1} + nP_{n-1} \right], \quad (12)$$

$$dP_n / d\theta = -P_n^1(\cos \theta), \quad (13)$$

(где P_n^1 -полином Лежандра степени n и порядка 1), имеем из (10) следующие выражения для компонент вектора смещений в сферической системе координат:

$$u_R^v = -(n+1)A_n R^{-n-2}P_n - \frac{(n+1)(n-4\nu+4)}{(2n+1)} B_n R^{-n-1}P_{n+1} - \frac{n(n-4\nu+4)}{(2n+1)} B_n R^{-n-1}P_{n-1}, \quad (14)$$

$$u_\theta^v = -A_n R^{-n-2}P_n^1 - \frac{(n+4\nu-3)}{(2n+1)} B_n R^{-n-1}P_{n+1}^1 - \frac{(n-4\nu+4)}{(2n+1)} B_n R^{-n-1}P_{n-1}^1. \quad (15)$$

Определим необходимые компоненты тензора напряжения. Радиальная компонента тензора имеет вид:

$$\sigma_{RR}^v / 2\mu = u_{R,R}^v + \frac{\nu}{1-2\nu} \nabla \cdot \mathbf{u}^v = u_{R,R}^v + 2\nu(n+1)B_n R^{-n-2}P_{n+1}, \quad (16)$$

или, окончательно,

$$\sigma_{RR}^v / 2\mu = \left[\begin{aligned} & \left((n+1)(n+2)A_n R^{-n-3} + \frac{n^2(n+3)-2\nu n}{2n-1} B_{n-1} R^{-n-1} + \right. \\ & \left. + \frac{(n+1)(n+2)(n+5-4\nu)}{2n+3} B_{n+1} R^{-n-3} \right) \cdot P_n = T_n^{vR} P_n. \end{aligned} \right] \quad (17)$$

При выводе соотношения (16) использовалась формула:

$$\left(R^{-n-1}P_n \right)_{,z} = -(n+1)R^{-n-2}P_{n+1}, \quad (18)$$

где индекс после запятой, здесь и далее, означает производную по соответствующей координате. Имеем для компоненты тензора напряжения выражение

$$\sigma_{R\theta}^v / 2\mu = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial u_R^v}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta^v}{\partial R} - \frac{u_\theta^v}{R} \right), \quad (19)$$

или, окончательно,

$$\sigma_{R\theta}^v / 2\mu = \left[(n+2)A_n R^{-n-3} + \frac{n^2-2+2\nu}{2n-1} B_{n-1} R^{-n-1} + \frac{(n+2)(n+5-4\nu)}{2n+3} B_{n+1} R^{-n-3} \right] P_n^1 = T_n^{v\theta} P_n^1. \quad (20)$$

Упругое поле «изображения»

Запишем упругое поле связанное с наведенной деформацией u^f в форме Буссинеска (2)

$$\mathbf{u}^f = \nabla \left(\Phi^f + z' \cdot \Psi^f \right) - 4(1-\nu) \mathbf{e}_{z'} \Psi^f, \quad (21)$$

где

$$\Phi^f = \int_0^\infty F(\lambda) e^{-\lambda z'} J_0(\lambda r) d\lambda, \quad \Psi^f = \int_0^\infty \lambda G(\lambda) e^{-\lambda z'} J_0(\lambda r) d\lambda, \quad (22)$$

где J_n -функция Бесселя n -го порядка, т. е. разлагаем гармонические функции Φ^f, Ψ^f по цилиндрическим гармоникам; $F(\lambda), G(\lambda)$ – искомые коэффициенты разложения; использована цилиндрическая система координат (r', ϕ', z') , связанная с плоскостью.

Необходимы цилиндрические компоненты тензора напряжения определяются в соответствии с (4) следующими выражениями:

$$\sigma_{z'z'}^f / 2\mu = \Phi_{,z'z'}^f - 2(1-\nu)\Psi_{,z'}^f + z'\Psi_{,z'z'}^f, \quad (23)$$

$$\sigma_{r'z'}^f / 2\mu = \Phi_{,r'z'}^f - (1-2\nu)\Psi_{,r'}^f + z'\Psi_{,r'z'}^f, \quad (24)$$

С учетом соотношений (22), имеем из последних выражений:

$$\sigma_{z'z'}^f / 2\mu = \int_0^\infty \lambda^2 [F(\lambda) + 2(1-\nu)G(\lambda)] J_0(\lambda r) d\lambda, \quad (25)$$

$$\sigma_{r'z'}^f / 2\mu = \int_0^\infty \lambda^2 [F(\lambda) + (1-2\nu)G(\lambda)] J_1(\lambda r) d\lambda. \quad (26)$$

Выразим функции $F(\lambda)$, $G(\lambda)$ через коэффициенты разложения A_n , B_n (9) вектора u^v (8), используя граничные условия (7) на поверхности упругого полупространства. С этой целью представим компоненты тензора напряжения σ^v в цилиндрической системе координат (r, ϕ, z) . Имеем

$$\Phi^v = A_n R^{-n-1} P_n = A_n \frac{1}{n!} \int_0^\infty \lambda^n e^{-\lambda z} J_0(\lambda r) d\lambda, \quad (27)$$

$$\Psi^v = B_n R^{-n-1} P_n = B_n \frac{1}{n!} \int_0^\infty \lambda^n e^{-\lambda z} J_0(\lambda r) d\lambda. \quad (28)$$

Последние соотношения при $\theta=0$ трансформируются в очевидное равенство:

$$R^{-n-1} = \frac{1}{n!} \int_0^\infty (\lambda^n e^{-\lambda R}) d\lambda, \quad (29)$$

с учетом выполняемых в этом случае соотношений

$$R = z, \quad P_n(1) = 1, \quad J_0(0) = 1. \quad (30)$$

Так как левые и правые части соотношений (27, 28) являются гармоническими функциями и совпадают в конечной области (ось z), то представления (27, 28) корректны. Необходимые для граничных условий компоненты тензора напряжения σ_{zz}^v , σ_{rz}^v определяются выражениями сходными с формулами (23, 24) с использованными значениями функций Φ^v (27), Ψ^v (28).

Граничные условия (7) на плоскости (поверхность матрицы) можно представить в виде:

$$\sigma_{z'z'}^f \Big|_{z'=0} + \sigma_{zz}^v \Big|_{z=d} = 0, \quad (31)$$

$$\sigma_{r'z'}^f \Big|_{z'=0} - \sigma_{rz}^v \Big|_{z=d} = 0. \quad (32)$$

Подставляя явные выражения для компонент тензоров и приравнявая к нулю подинтегральные выражения, имеем систему двух уравнений, определяющих $F(\lambda)$ и $G(\lambda)$:

$$F(\lambda) = [(3-4\nu)A_n \lambda^n + 4(1-\nu)(1-2\nu)\lambda^{n-1}B_n + (3-4\nu)B_n d \lambda^n] e^{-\lambda d} / n!, \quad (33)$$

$$G(\lambda) = [-2A_n \lambda^n - (3-4\nu)\lambda^{n-1}B_n - 2B_n d \lambda^n] e^{-\lambda d} / n!. \quad (34)$$

Таким образом на данном этапе задача состоит в определении коэффициентов A_n , B_n из граничных условий, даваемых формулой (6), на поверхности поры. С этой целью представим гармонические функции Φ^f , Ψ^f в системе координат (R, θ, ϕ) в виде разложения в ряд по сферическим гармоникам. Имеем

$$\Phi^f = \int_0^\infty F(\lambda) e^{-\lambda z'} J_0(\lambda r') d\lambda = \int_0^\infty F(\lambda) e^{-\lambda d} e^{\lambda z} J_0(\lambda r) d\lambda = \int_0^\infty F(\lambda) e^{-\lambda d} \sum_{m=0}^\infty \frac{\lambda^m R^m}{m!} P_m d\lambda, \quad (35)$$

$$\Psi^f = \int_0^\infty \lambda G(\lambda) e^{-\lambda z'} J_0(\lambda r') d\lambda = \int_0^\infty \lambda G(\lambda) e^{-\lambda d} e^{\lambda z} J_0(\lambda r) d\lambda = \int_0^\infty \lambda G(\lambda) e^{-\lambda d} \sum_{m=0}^\infty \frac{\lambda^m R^m}{m!} P_m d\lambda. \quad (36)$$

В корректности последних представлений легко убедиться, как и в случае выражений (27, 28). Отметим, что суммы в выражениях является разложением в ряд экспоненты, также учтено равенство $r'=r$.

С учетом значений $F(\lambda)$, $G(\lambda)$, даваемых соотношениями (33-34), имеем

$$\Phi^f = [A_{nm}^\Phi A_n + B_{nm}^\Phi B_n] R^m P_m = A_m^f R^m P_m, \quad (37)$$

$$\Psi^f = [A_{nm}^\Psi A_n + B_{nm}^\Psi B_n] R^m P_m = B_m^f R^m P_m, \quad n=0, \dots, \infty, \quad m=0, \dots, \infty, \quad (38)$$

где

$$A_{nm}^\Phi = (3-4\nu) \frac{(n+m)!}{n!m!(2d)^{n+m+1}}, \quad (39)$$

$$B_{nm}^\Phi = 4(1-\nu)(1-2\nu) \frac{(n+m-1)!}{n!m!(2d)^{n+m}} + \frac{(3-4\nu)}{2} \frac{(n+m)!}{n!m!(2d)^{n+m}}, \quad (40)$$

$$A_{nm}^\Psi = -\frac{2(n+m+1)!}{n!m!(2d)^{n+m+2}}, \quad (41)$$

$$B_{nm}^\Psi = -(3-4\nu) \frac{(n+m)!}{n!m!(2d)^{n+m+1}} - \frac{(n+m+1)!}{n!m!(2d)^{n+m+1}}. \quad (42)$$

В системе координат поры вектор смещений u^f (21) запишется в виде

$$u^f = \nabla [\Phi^f + (d-z)\Psi^f] + 4(1-\nu)e_z \Psi^f. \quad (43)$$

Необходимые компоненты вектора смещения, с учетом (37, 38) запишутся в виде следующих рядов:

$$u_R^f = nA_n^f R^{n-1} P_n + nB_n^f dR^{n-1} P_n - \frac{(n+1)(n+4\nu-3)}{(2n+1)} B_n^f R^n P_{n+1} - \frac{n(n+4\nu-3)}{(2n+1)} B_n^f R^n P_{n-1}, \quad (44)$$

$$u_\theta^f = -A_n^f R^{n-1} P_n^1 - B_n^f dR^{n-1} P_n^1 + \frac{(n+4\nu-3)}{(2n+1)} B_n^f R^n P_{n+1}^1 + \frac{(n-4\nu+4)}{(2n+1)} B_n^f R^n P_{n-1}^1. \quad (45)$$

Необходимые компоненты тензора напряжений σ^f определяются следующими выражениями:

$$\sigma_{RR}^f / 2\mu = \left[n(n-1)A_n^f R^{n-2} + n(n-1)B_n^f dR^{n-2} - \frac{n(n-1)(n-4+4\nu)}{2n-1} B_{n-1}^f R^{n-2} - \frac{(n+1)(n^2-n-2\nu-2)}{2n+3} B_{n+1}^f R^n \right] P_n = T_n^{RR} P_n, \quad (46)$$

$$\sigma_{R\theta}^f / 2\mu = \left[-(n-1)A_n^f R^{n-2} - (n-1)B_n^f dR^{n-2} + \frac{(n-1)(n-4+4\nu)}{2n-1} B_{n-1}^f R^{n-2} + \frac{(n^2+2n-1+2\nu)}{2n+3} B_{n+1}^f R^n \right] P_n^1 = T_n^{f\theta} P_n^1, \quad (47)$$

т. е. в виде разложения в ряд по сферическим гармоникам.

Система уравнений, определяющих упругое поле системы

Подставляя в граничные условия (6) на поверхности поры явные выражения компонент тензоров σ_{RR}^v (17), $\sigma_{R\theta}^v$ (20), σ_{RR}^f (46), $\sigma_{R\theta}^f$ (47) и приравнявая коэффициенты при соответствующих степенях полиномов Лежандра, имеем систему линейных алгебраических уравнений, определяющих коэффициенты A_n , B_n . Предварительно производим замену $A_n \rightarrow a^{n+3}A_n$, $B_n \rightarrow a^{n+2}B_n$. Имеем:

$$P_n : T_n^{vR} + T_n^{fR} = -\delta_{no}, \quad R = a, \quad n = 0, \dots, n^*, \quad (48)$$

$$P_n^1 : T_n^{v\theta} + T_n^{f\theta} = 0, \quad R = a, \quad n = 1, \dots, n^*, \quad (49)$$

где безразмерные коэффициенты A_n , B_n , входящие в $T_n^{\alpha\beta}$ задаются в единицах $P/2\mu$ (P -избыточное давление газа в поре, μ -модуль сдвига); значение n^* определяется задаваемой точностью нахождения упругого поля.

Энергия взаимодействия

Энергия взаимодействия определяется выражением

$$E_{int} = (P/2) \int_s (u_R^{in} - u_R^{fin}) ds, \quad (50)$$

где интегрирование проводится по поверхности сферы s ; u_R^{in} - радиальная компонента смещения сферической поры в бесконечной упругой среде; u_R^{fin} - аналогичная компонента, но с учетом наличия поверхности упругой среды.

Т. к. смещение, входящее в уравнение (50) представлено в виде разложения в ряд по сферическим функциям, то в силу ортогональности полиномов Лежандра, вклад дают только члены, содержащие полиномы Лежандра нулевой степени. Упругие смещения изолированы сферической поры с избыточным давлением P определяются выражением:

$$u^{in} = -(Pa^3)/(4\mu) \nabla \frac{P_o}{R}, \quad (51)$$

где P_o -полином Лежандра нулевой степени. Значение u_R^{fin} определится суммой значений u_R^{vo} (14) и u_R^{fo} (44), т. е. членами содержащими полиномы Лежандра нулевой степени. Имеем из выражения (50):

$$E_{int} = \frac{P^2 a^3 \pi}{\mu} (u_R^{vo} + u_R^{fo} - u_R^{in}), \quad (52)$$

или, окончательно,

$$E_{int} = \frac{P^2 a^3 \pi}{\mu} \left[-A_o - \frac{(5-4\nu)B_1}{3} - \frac{2}{3}(1-2\nu)(n+1) \times \right. \\ \left. \times \left(-2(n+2)(a/2d)^{n+3} A_n + (n+5-4\nu)(a/2d)^{n+2} B_n \right) + \frac{1}{2} \right], \quad n = 0, 1, \dots, n^*. \quad (53)$$

Асимптотическое взаимодействие

Определим приближенное выражение для энергии взаимодействия поры с поверхности упругой матрицы. Результаты этого приближенного рассмотрения будут в дальнейшем использованы для сравнения с точным расчетом. Будем полагать, что деформация в области поры однородная и определяется ее значением в центре поры. Данный подход оправдан в случаях $(a/d) \ll 1$. Энергия взаимодействия поры с поверхностью, в соответствии с выражением (50), определится как

$$E = -\frac{P}{2} \cdot 4\pi a^2 u_R, \quad (54)$$

где u_R – радиальное смещение поверхности поры, обусловленное наличием границы упругой среды (плоскости).

Легко показать, что радиальное смещение u_R в однородном поле определяется выражением:

$$u_R = \frac{1}{3} a (\nabla \cdot \mathbf{u})_c, \quad (55)$$

где $(\nabla \cdot \mathbf{u})_c$ – значение дивергенции упругого поля в центре поля; значение дивергенции упругого поля полностью определяет однородное поле.

Однако последнее выражение не корректно в нашем рассмотрении; сферическая полость, находящаяся в поле однородной деформации, приводит к его возмущению:

$$u_R = \frac{(\nabla \cdot \mathbf{u})_c a}{3} \left[1 + \frac{1+\nu}{2(1-2\nu)} \right]. \quad (56)$$

Таким образом, задача сводится к определению дивергенции в центре поры, радиуса a , находящейся в области поверхности на расстоянии d . Для определения поле упругих смещений поры введем ее зеркальное изображение относительно границы. Тогда краевое условие (плоскость свободна от нагружения) приводит к задаче о напряженном состоянии полупространства при только нормальном нагружении $F(x', y')$. С учетом выражения для поля упругих смещений поры (51), имеем:

$$F_z(x', y') = -2\sigma_{zz}^v \Big|_{z=d} = \frac{P(x'^2 + y'^2 - 2d^2)}{(x'^2 + y'^2 + d^2)^{5/2}}, \quad (57)$$

где σ_{zz}^v – компонента тензора напряжения поры.

Дивергенция результирующего поля определится только поверхностными силами, т. к. дивергенция поры и ее изображение равны нулю. Имеем известное выражение для дивергенции поля $\mathbf{u}^F$, создаваемого нормальным нагружением:

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^F(x, y, z) = -\frac{1-2\nu}{2\pi\mu} \iint_{s'} \frac{F(x', y') z dx' dy'}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2]^{3/2}}, \quad (58)$$

где интегрирование проводится по плоскости, границы полупространства. Имеем из (58), с учетом (57):

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^F(0, 0, d) = \frac{P}{4\mu} (1-2\nu) (a/d)^3. \quad (59)$$

С учетом выше изложенного, энергия взаимодействия поры с поверхностью дается выражением ($\nu=1/3$):

$$E_{int} = -\frac{\pi P^2 a^3}{6\mu} (a/d)^3. \quad (60)$$

Численные расчеты, обсуждение результатов

Решение системы алгебраических уравнений (48, 49) дало численное значение коэффициентов A_n , B_n , определяющих поле упругих смещений, энергию взаимодействия

(53). При этом число определяемых коэффициентов A_n ($n=0, \dots, n^*$) и B_n ($n=0, \dots, n^*-1$), равные числу уравнений $(2n^*+1)$, определялось точностью нахождения энергии взаимодействия. В таблице 1 приведены численные результаты расчетов с точностью до четырех значащих цифр после запятой.

Таблица 1. Энергия взаимодействия поры с границей *

d/a	E_{ex}	E_B	E_{as}	F_{TM}
1	1.2700 (-1)	1.386 (-1)	1.6667 (-1)	-
1.2	8.4279 (-2)	7.740 (-2)	9.6451 (-2)	-
1.4	5.9176 (-2)	4.704 (-2)	6.0739 (-2)	1.1524 (0)
1.6	3.9413 (-2)	3.042 (-2)	4.0690 (-2)	6.6378 (-1)
1.8	2.7940 (-2)	2.063 (-2)	2.8578 (-2)	4.5516 (-1)
2.0	2.0499 (-2)	1.453 (-2)	2.0833 (-2)	3.3045 (-1)
2.2	1.5467 (-2)	1.055 (-2)	1.5652 (-2)	2.4836 (-1)
2.4	1.1948 (-2)	7.860 (-3)	1.2056 (-2)	1.9154 (-1)
2.6	9.4166 (-3)	5.980 (-3)	9.4826 (-3)	1.5084 (-1)
2.8	7.5506 (-3)	4.633 (-3)	7.5923 (-3)	1.2091 (-1)
3.0	6.1455 (-3)	3.647 (-3)	6.1728 (-3)	9.8386 (-2)

- энергия E измеряется в единицах $\pi P^2 a^3 / \mu$, функция Треска-Мизеса F_{TM} в ед. P .

Отметим, что решение ищется в разложении по параметру $(a/2d)$ и достаточно хорошо сходится. Так, для расстояний $(a/d) \leq 0,7$ энергия E_{ex} вычислялась при $n^*=10$; дальнейшее увеличение n^* не приводило к изменению энергии взаимодействия. В этой же таблице приведены значения энергии взаимодействия E_{as} , вычисленные по приближенной формуле (60). Сравнения показывают, что асимптотическое приближение достаточно хорошо описывает ситуацию. В таблице 1 приведены результаты расчетов Баллоу [1] энергии взаимодействия E_B пустой полости радиуса a со сферической полостью радиуса $0,1a$ и давлением газа P . Очевидно, что при малых расстояниях между порами, рассматриваемая задача является достаточно хорошей аппроксимацией случая взаимодействия со свободной поверхностью. Сравнение результатов, приводимых в таблице 1, показывает, что это действительно так и косвенно подтверждает корректность найденной энергии взаимодействия, полученной в настоящей работе. В таблице приведены численные значения функции Треска-Мизеса на поверхности упругого пространства при значении цилиндрической координаты $r = 0$. Оценка показывает, что в случае пустой полости, когда эффективное давление P_{ef} обусловлено свободной энергией поверхности γ ($P_{ef}=2\gamma/a$), скалывающее напряжение дос-

таточно для выполнения условия начала пластической деформации на поверхности упругой среды. Нескомпенсированное давление, возникающее при слиянии двух равновесных сферических пузырьков (т. е. сферических полостей, газовое давление, в которых уравновешено Лапласовским давлением), также может привести к пластической деформации поверхности, обусловленное эффективным давлением в образовавшейся поре. Из выше-сказанного следует, что при достаточно малых расстояниях между порой и границей упругой среды необходимо учитывать пластическое течение, что приведет к изменению энергии взаимодействия. Учет пластического течения, естественно повлияет и на взаимодействие пора-пора [1], пора-дислокационная петля [2]. Не исключено, что изменится характер взаимодействия, т. е. на малых расстояниях энергия взаимодействия изменит знак. Как нам представляется, рассмотренная задача помимо чисто математического значения решения частной краевой задачи теории упругости представляет интерес при численном анализе явления блистеринга в облучаемых материалах. По крайней мере любое нескомпенсированное давление в поре приводит к ее притяжению к свободной поверхности, как это следует из результатов настоящей работы.

Литература

- 1) J. R. Willis, R. Bullough The interection of finite gas bubbles in a solid. J. Nucl. Mater.32 (1969) 76-87.
- 2) W. G. Wolfer Elastic interection energy between a prismatic dislocation loop and a spherical cavity. Phil. Mag. A 57, No 6, (1988) 923-937.

БЕТІК ПЕН СФЕРАЛЫК КЕУЕК АРАСЫНДАГЫ СЕРПІМДІ ЭРЕКЕТЕСТІК

Ганеев Г. З., Кадыржанов К. К., Кислицын С. Б., Туркебаев Т. Э.

Ядролық физика институты

Куыстын устінгі бетпен серпімді эсерлесу энергиясы табылган.

ELASTIC INTERACTION BETWEEN SURFACE AND SPHERICAL PORE

G. Z. Ganeyev, K. K. Kadyrzhanov, S. B. Kislitsin, T. E. Turkebaev

Institute of Nuclear Physics

The energy of elastic interaction gas-filled of a spherical cavity with the boundary of an elastic isotropic half-space is determined. The elastic field of a system of a spherical cavity - boundary is represented as an expansion in a series on potential functions. The factors of expansion are determined by boundary conditions on a free surface of an elastic half-space and on a spherical surface of a cavity with pressure of gas P . Function of a Tresca-Misesa on a surface of an elastic medium additionally is defined, with the purpose of the definition of conditions of a creep stimulated by pressure of gas in a cavity.

УДК 621.039.531:539.376.001

МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИМЕСНОГО АТОМА ВОДОРОДА С ЭЛЕМЕНТАМИ МИКРОСТРУКТУРЫ МЕТАЛЛА

Лопуга А.Д., Пятилетов Ю.С.

Институт ядерной физики

Аналитически и методом компьютерного моделирования получен вид энергии упругого взаимодействия примесного атома водорода с различными элементами дефектной структуры металлических материалов (дислокациями, границами зерен, другими примесными атомами, порами).

Материалы ТЯР, контактирующие с плазмой, могут удерживать довольно большое количество водорода или трития, попавших в них посредством имплантации из плазмы. Имплантированные атомы могут либо вернуться назад в плазму, рекомбинируя на поверхности и образуя двухатомный газ, либо диффундировать в объем материала. Тритий накапливается в материале, удерживаясь в ловушках или находясь в термодинамическом твердом растворе, а также может проникать через материал и попадать в компоненты охлаждающей системы. Таким образом, чтобы избежать утечки трития, необходимо исследовать его диффузионные свойства и проницаемость через металлические материалы, подвергнутые радиационным и термическим воздействиям.

Хорошо известно, что водород в металлах обладает уникальными диффузионными свойствами. Коэффициенты диффузии водорода в металлах значительно больше коэффициентов самодиффузии атомов металлов и коэффициентов диффузии других примесных атомов внедрения (углерод, азот, кислород). Полное количественное описание диффузии водорода в дефектных средах сводится к решению системы нелинейных дифференциальных уравнений с координатной, временной и концентрационной зависимостями параметров диффузии. Решение подобных задач представляет собой весьма сложную проблему, поэтому на практике обычно ограничиваются построением относительно простых математических моделей, учитывающих наиболее характерные особенности структуры материала. С учетом сказанного строились практически все основные феноменологические модели диффузии водорода в дефектных средах, известные на сегодняшний день. Одним из основных недостатков этих феноменологических моделей является то, что в них не учитывается в явном виде взаимодействие примеси водорода с каждым из типов дефектов материала, поэтому остается неясным физический смысл коэффициентов в уравнениях диффузии, и полученные результаты расчета трудно интерпретировать даже после достижения их удовле-

творительного совпадения с экспериментальными данными.

Поскольку миграция изотопов водорода в материалах ТЯР происходит в неоднородных упругих полях, создаваемых дефектами кристаллической решетки нерадиационного и радиационного происхождения (дислокациями, примесями, частицами второй фазы и т. д.), для полного количественного описания диффузии необходим корректный учет дальнodelствующего деформационного взаимодействия примесей водорода с каждым из типов дефектов. Для достижения этой цели необходимо, прежде всего, разработать физическую модель взаимодействия водорода с различными элементами микроструктуры металлов и на ее основе получить выражение для энергии упругого взаимодействия примесей водорода с дислокациями (w^d), границами зерен (w^b), примесными атомами (w^i), частицами второй фазы - порами (w^v). Для дальнейшего использования энергии упругого взаимодействия при численном решении уравнений диффузии методом конечных элементов необходимо промоделировать распределение энергии упругого взаимодействия около элементов микроструктуры с помощью этого метода. В настоящей работе такие задачи решены, причем моделирование методом конечных элементов проведено с использованием прикладного пакета Diffpack 3.0 [1], разработанного корпорацией "Numerical Objects AS".

Выражения для (w^s) ($s=d, b, i, v$) можно получить, задав модель примесного атома водорода. В общем случае водород, как примесь внедрения в металлах, является точечным дефектом дипольного типа и в теории упругости описывается плотностью сил:

$$f_k(\mathbf{r}-\mathbf{r}') = K \Omega_{kl} \nabla_l \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'), \quad (1)$$

где $\mathbf{r}'$ - точка расположения дефекта; K - модуль всестороннего сжатия; $\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ - дельта-функция Дирака;

$$\Omega_{kl} = \Omega_0 \delta_{kl} + \Omega_l (l_k l_l - 1/3 \delta_{kl}), \quad (2)$$

l_k и l_l - компоненты единичного вектора оси диполя. Первое слагаемое - это дилатационная часть тензора Ω_{kl} , второе слагаемое - девиаторная часть Ω_{kl} , которая характеризует степень отклонения формы диполя от сферически - симметричного дефекта. В дальнейшем будем считать, что диполи ориентированы вдоль оси z декартовой системы координат.

Энергия взаимодействия находящегося в точке $\mathbf{r}'$ примесного атома дипольного типа с произвольным внутренним упругим полем, задаваемым тензором деформации ε_{kl} , записывается в виде:

$$w(\mathbf{r}) = -K\Omega_{kl}\varepsilon_{kl}(\mathbf{r}). \quad (3)$$

С учетом (2) вместо (3) получим:

$$w(\mathbf{r}) = -K(\Omega_0 - 1/3\Omega_1)\varepsilon_{ii}(\mathbf{r}) - K\Omega_1\varepsilon_{zz}(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Воспользовавшись законом Гука, имеем:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ii} &= \frac{1}{3K}\sigma_{ii}; \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{1}{3K(1-2\nu)}[(1+\nu)\sigma_{zz} - \nu\sigma_{ii}]. \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом (5) перепишем (4) в окончательном виде:

$$w(\mathbf{r}) = -1/3(\Omega_0 - \Omega_1/3)\sigma_{kk}(\mathbf{r}) - \Omega_1/3(1-2\nu)\{ (1+\nu)\sigma_{zz}(\mathbf{r}) - \nu\sigma_{kk}(\mathbf{r}) \}, \quad (6)$$

где $\sigma_{kk}(\mathbf{r})$ - шпур тензора напряжений, $\sigma_{zz}(\mathbf{r})$ - его zz -компонента.

Явный вид w^{id} нетрудно получить, считая, что источником внутренних напряжений является краевая дислокация, для которой σ_{zz}^d и σ_{kk}^d известны:

$$\sigma_{kk}^d(r, \theta) = -\frac{\mu b(1+\nu)}{\pi(1-\nu)} \frac{\sin \theta}{r}; \quad (7)$$

$$\sigma_{zz}^d(r, \theta) = -\frac{\mu b\nu}{\pi(1-\nu)} \frac{\sin \theta}{r}, \quad (8)$$

где r и θ - координаты в цилиндрической системе, связанной с дислокацией. В результате подстановки (7) и (8) в (6) будем иметь:

$$w^b(x, y) = \frac{\mu b(1+\nu)(\Omega_0 - \Omega_1/3)}{6h(1-\nu)} \frac{\sin(2\pi y/h)}{(\text{ch}(2\pi x/h) - \cos(2\pi y/h))}. \quad (13)$$

На рис. 2 представлены результаты моделирования энергии упругого взаимодействия примеси водорода с границей зерна.

$$w^d(r, \theta) = \frac{\mu b(1+\nu)(\Omega_0 - \Omega_1/3)}{3\pi(1-\nu)} \frac{\sin \theta}{r}. \quad (9)$$

На рис. 1 представлены результаты моделирования энергии упругого взаимодействия примеси водорода с дислокацией.

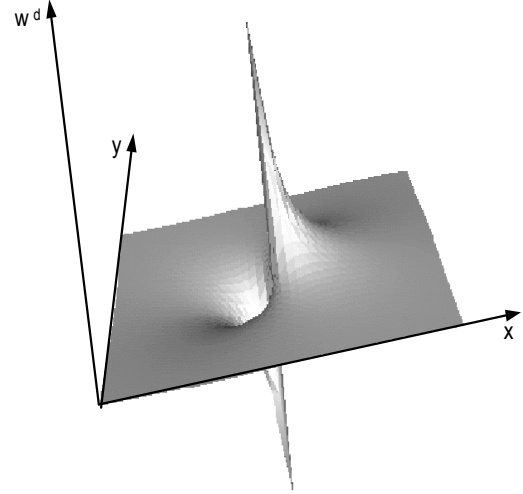


Рис. 1. Вид энергии упругого взаимодействия примеси водорода с дислокацией.

Граница зерна, образованная полигональной стенкой краевых дислокаций, создает напряжения σ_{zz}^b и σ_{kk}^b :

$$\sigma_{kk}^b(x, y) = -\frac{\mu b(1+\nu)}{2h(1-\nu)} \frac{\sin(2\pi y/h)}{(\text{ch}(2\pi x/h) - \cos(2\pi y/h))}; \quad (10)$$

$$\sigma_{zz}^b(x, y) = -\frac{\mu b\nu}{2h(1-\nu)} \frac{\sin(2\pi y/h)}{(\text{ch}(2\pi x/h) - \cos(2\pi y/h))}; \quad (11)$$

$$h = \frac{b}{2\sin(\theta/2)}, \quad (12)$$

где y - ось, направленная вдоль границы; x - ось перпендикулярно границе; θ - угол разориентировки соседних зерен. В результате подстановки (10) и (11) в (6) найдем энергию взаимодействия изотопа водорода с упругим полем границы зерна w^{ib} :

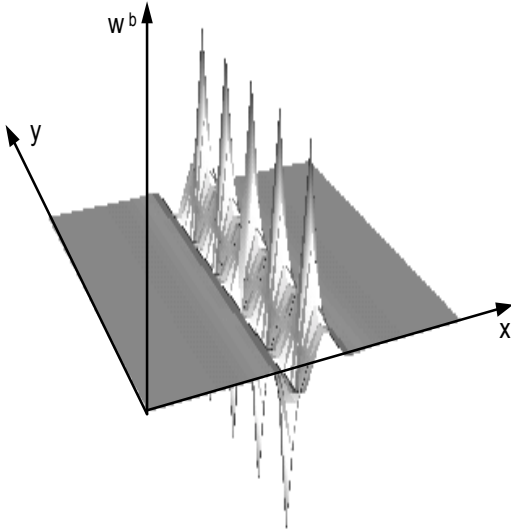


Рис. 2. Вид энергии упругого взаимодействия примеси водорода с границей зерна.

Перейдем теперь к вычислению $w^i(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ - энергии парного взаимодействия примесных атомов. Для этого воспользуемся формулой (6) и будем считать, что напряжение $\sigma^e(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ в точке расположения примесного атома $\mathbf{r}$ создается другим примесным атомом, находящимся в точке $\mathbf{r}'$. Компоненты векторов смещений среды в точке $\mathbf{r}$, по-

$$w^i(\vec{r}) = -\frac{(\Omega_0 - \Omega_1/3 - \Omega_1\nu/(1-2\nu))\Omega_1(1+\nu)^2\mu}{18\pi(1-\nu)(1-2\nu)r^3}\left(1 - \frac{3z^2}{r^2}\right) - \frac{\Omega_1\mu(1+\nu)^2}{6\pi(1-\nu)(1-2\nu)r^3}\left\{\frac{6\Omega_0 - \Omega_1}{18} - \left[\Omega_0 - \frac{\Omega_1(4+\nu)}{3(1-2\nu)}\right]\frac{z^2}{r^2} - \frac{5\Omega_1 z^4}{2(1-2\nu)r^4}\right\}. \quad (18)$$

На рис. 3 представлены результаты моделирования энергии упругого взаимодействия примеси водорода с другим примесным атомом.

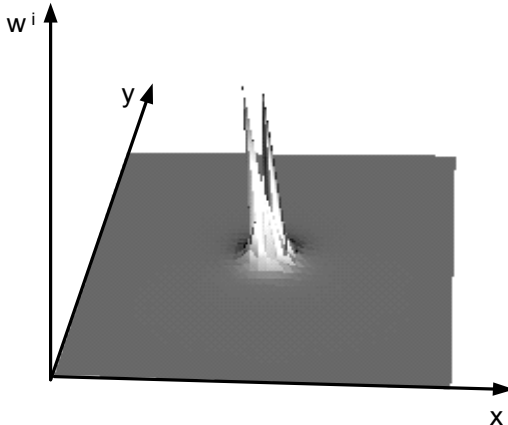


Рис. 3. Вид энергии упругого взаимодействия примеси водорода с другим примесным атомом.

рождаемых упругим диполем, расположенным в точке $\mathbf{r}'$, записываются следующим образом:

$$u_i(\vec{R}) = \int G_{ik}(\vec{R} - \vec{R} \odot) f_k(\vec{R} \odot) d\vec{R}, \quad (14)$$

где $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$; $G(\mathbf{R})$ - функция Грина:

$$G_{ik}(\vec{R}) = \frac{1}{8\pi\mu} \left(\delta_{ik} \Delta \vec{R} - \frac{1}{2(1-\nu)} \nabla_i \nabla_k \vec{R} \right). \quad (15)$$

Подставив в (14) соотношения (1) и (15), после несложных, но громоздких вычислений получим выражения для шпура σ_{kk}^c и zz компоненты σ_{zz}^c тензора напряжений:

$$\sigma_{kk}^c = \frac{\Omega_1(1+\nu)^2\mu}{6\pi(1-\nu)(1-2\nu)} \left(\frac{1}{r^3} - \frac{3z^2}{r^5} \right); \quad (16)$$

$$\sigma_{zz}^c = \frac{\mu(1+\nu)}{2\pi(1-\nu)r^3} \left\{ \frac{6\Omega_0 + \Omega_1}{18} - [\Omega_0 - \frac{\Omega_1(4+\nu)}{3(1-2\nu)}] \frac{z^2}{r^2} - \frac{5\Omega_1}{2(1-2\nu)} \frac{z^4}{r^4} \right\}. \quad (17)$$

Теперь из (6) следует:

Чтобы найти явный вид $w^v(\mathbf{r})$, необходимо вычислить поле деформаций, создаваемое порой в упругой среде. Рассмотрим случай, когда среда находится под воздействием растягивающего напряжения σ_{zz}^0 . Внутреннее давление в сферической поре с радиусом r_v обозначим через p , коэффициент поверхностного натяжения поры - через γ . Поле деформаций вне такой поры рассчитаем по схеме, описанной в работе [2]. В результате будем иметь:

$$\varepsilon_{ii} = \frac{(1-2\nu)\sigma_{zz}^0}{2(1+\nu)\mu} + \frac{5(1-2\nu)r_v^3\sigma_{zz}^0}{2(7-5\nu)\mu r^3} (1 - 3\cos^2 \theta); \quad (19)$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\sigma_{zz}^0}{2(1+\nu)\mu} + \frac{r_v^3}{2r^3} \left\{ \frac{1}{2\mu} (1-3\cos^2\theta) \left(p - \frac{2\gamma}{r_v} + \sigma_{zz}^0/3 \right) + \left[\left(\frac{11r_v^2}{r^2} - 1 - 8\nu/3 + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + 5\cos^2\theta - \frac{7r_v^2}{r^2} \cos^2\theta \right) \frac{(1-2\nu)\sigma_{zz}^0}{2(1+\nu)\mu} (1-3\cos^2\theta) + 4/3 - \frac{28r_v^2}{r^2} \right] \frac{5\sigma_{zz}^0}{2(7-5\nu)\mu r^3} \right\}. \quad (20)$$

Подставив (19), (20) в (4), окончательно получим:

$$w^v(r, \theta) = -\frac{\sigma_{zz}^0}{3} \left[\Omega_0 + \frac{2(1+\nu)\Omega_1}{3(1-2\nu)} \right] - \frac{5(1+\nu)(1-3\cos^2\theta)r_v^3\sigma_{zz}^0}{3(7-5\nu)r^3} \left(\Omega_0 - \frac{\Omega_1}{3} \right) - \frac{(1+\nu)\Omega_1 r_v^3}{6(1-2\nu)r^3} \{ (1-3\cos^2\theta) \times \\ \times \left(p - \frac{2\gamma}{r_v} + \frac{\sigma_{zz}^0}{3} \right) + \frac{5\sigma_{zz}^0}{7-5\nu} \left[\left(\frac{11r_v^2}{3r^2} - 1 - \frac{8\nu}{3} + 5\cos^2\theta - \frac{7r_v^2}{r^2} \cos^2\theta \right) (1-3\cos^2\theta) + \frac{4}{3} - \frac{28r_v^2}{15r^2} \right] \}, \quad (21)$$

где r - модуль вектора $\mathbf{r}$; θ - угол между $\mathbf{r}$ и осью z .

Из (21) следует, что в отсутствие внешнего напряжения ($\sigma_{zz}^0=0$) формула для w^v принимает простой вид:

$$w^v(r, \theta) = -\frac{(1+\nu)\Omega_1 r_v^3}{6(1-2\nu)r^3} (1-3\cos^2\theta) \left(p - \frac{2\gamma}{r_v} \right). \quad (22)$$

На рис. 4 представлены результаты моделирования энергии упругого взаимодействия примеси водорода с порой.

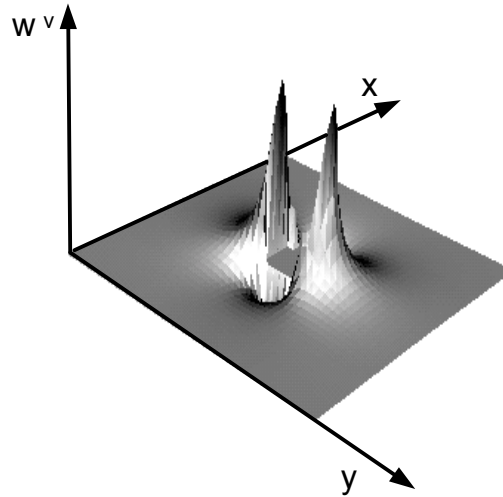


Рис. 4. Вид энергии упругого взаимодействия примеси водорода с порой.

Литература

- 1) Langtangen H. P. Computational Partial Differential Equations Numerical Methods and Diffpack Programming. Springer-Verlag, 1999, 682 pp.
- 2) Wolfer W. G., Ashkin M. Stress-Induced Diffusion of Point Defects to Spherical Sinks // J. Appl. Phys, 1975, Vol. 46, No. 2, p. 547-557.

**СУТЕГІ ҚОСПАЛЫҚ АТОМЫНЫҢ МЕТАЛДЫҢ МИКРОҚҰРЫЛЫМДЫҚ
ЭЛЕМЕНТТЕРІМЕН СЕРПІМДІ ӘРЕКЕТТЕСТІГІН ҮЛГІЛЕУ**

Лопуга А. Д., Пятилетов Ю. С.

Ядролық физика институты

Талдау және компьютерлік әдіс арқылы сутегі қоспалық атомы мен металл материалдарының ақаулық құрылымының түрлі элементтері (дислокациялар, түйір шекаралар, басқа қоспалық атомдар, кеуектер) арасындағы серпімді әрекеттестігінің энергия түрі алынды.

**SIMULATION OF ELASTIC INTERACTION THE HYDROGEN
IMPURITY ATOM AND MICROSTRUCTURE ELEMENTS IN METALS**

A. D. Lopuga, Yu. S. Pyatiletov

Institute of Nuclear Physics

The energy of elastic interaction the hydrogen impurity atom and microstructure elements in metals (dislocation, grain boundary, other impurity atom, void) is calculated analytically and by means of finite element method.

УДК 541.145,538.945

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ КВАНТОВОЙ ХИМИИ И ПРОБЛЕМА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Ливерц Е.З.

Институт ядерной физики

Общепринятая методика решения уравнений квантовой химии (твердого тела) была обобщена нетрадиционным образом для структур, обладающих определенной симметрией. Предложенное обобщение позволяет получить незанятые электронные состояния, расположенные ниже уровня Ферми основного состояния рассматриваемой системы, образуя «спектральные дырки». Применение такого подхода, в частности, для расчета электронной структуры ВТСП-соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($0 \leq \delta \leq 1$) дает следующие результаты. Для всех вариантов рассмотренных решеточных зарядовых распределений обнаружены «спектральные дырки» сильно локализованные в обычном координатном пространстве. Такая «пространственно-спектральная дырка» локализуется преимущественно на p_y -орбиталях вершинных атомов кислорода. Перекрываясь между собой, эти орбитали образуют линейные цепочки, параллельные, но не совпадающие с известными атомными $\text{Cu}(1)\text{-O}$ цепочками, исчезающими при $\delta \sim 1$. Можно предположить, что такие линейные цепочки перекрывающихся дырочных состояний образуют «сверхпроводящий канал». Получены также некоторые другие параметры, которые тесно связаны с критическими характеристиками ВТСП-материалов. Расчеты также показывают, что, как и следовало ожидать, в случае потери атомов кислорода из $\text{Cu}(1)\text{-O}$ цепочки ($\delta > 0$), «сверхпроводящий канал» разрывается.

1. Обобщенные решения для симметричных систем

Известно, что для решения большинства задач квантовой химии (твердого тела) необходимо решить подходящее уравнение Хартри-Фока или использовать один из вариантов метода функционала электронной плотности. В любом случае, хотелось бы обратить внимание на одну особенность решения такого уравнения. Эта особенность связана с выбором занятых молекулярных (или кластерных) орбиталей (МО). Если требуемые МО искать методом Рутана, т. е. в виде некоторой линейной комбинации атомных орбиталей, то мы получим всего M молекулярных орбиталей, где M - размер выбранного многоатомного базиса. Для простоты рассмотрим спин-ограниченный случай. Тогда $2N$ электронов с противоположными спинами заполняют ровно N пространственных МО, где $N \leq M$. «Поэтому необходимо провести отнесение электронов к молекулярным орбиталям, и если мы имеем дело с основным состоянием, то мы, естественно, относим их к N молекулярным орбиталям с наименьшей энергией» [1]. Даже такой краткий комментарий Дж. Слэтера по данному вопросу является крайне редким. Обычно авторы вообще не затрагивают вопрос об отнесении электронов к определенным МО, считая, видимо, что проблем здесь нет. Между тем этот вопрос не так прост, как кажется на первый взгляд.

Нас будет интересовать случай, когда рассматриваемый физический объект можно отнести к некоторой пространственной группе симметрии. Ясно, что это не слишком сужает круг рассматриваемых явлений. Пусть число различных неприводимых представлений данной группы

димых представлений данной группы равно L . Тогда каждую МО можно отнести к одному из L неприводимых представлений группы симметрии. Если через m_i мы обозначим количество МО, реализующих i -е неприводимое представление, тогда можно записать:

$$\sum_{i=1}^L m_i = M.$$

Заметим, что каково бы ни было окончательное решение, N занятых в итоге МО, также будут относиться к L (или менее) неприводимым представлениям, по n_i орбиталей в каждом, так что:

$$\sum_{i=1}^L n_i = N. (0 \leq n_i \leq m_i)$$

Необходимо отметить, что n_i это не просто количество занятых МО из общего количества m_i , относящихся к i -му типу симметрии (неприводимому представлению). n_i это обязательно число наименьших по энергии МО из их общего количества m_i данного типа симметрии. При этом отбор занятых n_i орбиталей каждого типа симметрии, в полном соответствии с вышеприведенной цитатой Дж. Слэтера производится совершенно *независимо от симметрии* рассматриваемого объекта. Отметим, кроме того, что набор чисел m_i является постоянным для конкретной задачи в выбранном базисе. В то время, как набор чисел n_i может изменяться от итерации к итерации в процессе решения.

Выбор занятой МО, исходя только из величины ее одночастичной энергии (точнее, собственного значения Фокиана) и независимо от типа ее симметрии, представляется вполне разумным. Действительно, нетрудно оправдать такой способ вы-

бора отсутствием дополнительной физической информации об электронах рассматриваемого объекта, кроме их общего количества N .

Далее мы постараемся показать, что общепринятый простейший способ выбора занятых МО не всегда справедлив. Более того, иногда он может привести к ошибочным результатам. Далее, мы рассмотрим возможность уточнения (обобщения) общепринятого способа отбора, а также укажем один из возможных способов получения необходимой для этого дополнительной информации.

Дело в том, что как уже отмечалось выше, набор чисел n_i часто изменяется почти на каждой итерации. Происходит это из-за перескоков между занятыми орбиталями разных типов симметрии вблизи уровня Ферми. Особенно часто мы сталкиваемся с подобными трудностями при решении уравнений квантовой химии для достаточно сложных объектов, таких, например, как Cu-O кластеры в ВТСП-соединениях. Более того, вследствие упомянутых выше перескоков невозможно добиться требуемой сходимости итерационной процедуры, несмотря на всевозможные меры, которые предпринимаются для избавления от возможных ошибок или неточностей как физического, так и математического (вычислительного) характеров. Однако, на определенной стадии итерационного процесса эти перескоки происходят в рамках ансамбля из одних и тех же наборов $\{n_i\}$. Обычно такой конечный ансамбль состоит из двух-трех наборов. Поэтому *естественно* возникает вопрос, почему бы не зафиксировать один из таких наборов $\{n_i\}$ и не пользоваться им «насиловать» на каждой итерации в процессе решения?! Поскольку окончательному решению (если оно существует) должно соответствовать некоторое разбиение $\{\bar{n}_i\}$ занятых МО по типам симметрии, то можно проверить каждый из наборов конечного ансамбля (или даже близкие к ним) в отдельности.

Фактически, все изменения в процедуре решения сведутся к изменению (правильнее - к уточнению или обобщению) способа отбора занятых МО. Вместо общепринятого отбора N наинизших по энергии из общего M числа МО, следует отбирать наинизшие по энергии n_i из m_i орбиталей для каждого типа симметрии в отдельности. Использовать для этого можно, как уже упоминалось выше, конечный ансамбль наборов $\{n_i\}$ (или даже близких к ним), полученный при первой попытке итерационного решения уравнения обычным способом.

Однако, проблема (*а может быть и ее решение!*) состоит в том, что при таком *способе отбора* занятых МО не все N электронов обязательно должны заселить состояния с наинизшими энергиями. Т. е., среди незаселенных ($M - N$) орбиталей теперь могут оказаться такие, которые в энергетическом спектре будут располагаться ниже уровня Ферми. Назовем такие орбитали «спектральными дырками». Их количество обозначим через K . В

принципе, каждый из проверяемых наборов $\{n_i\}$ может дать свое решение.

По-видимому, основному состоянию системы будет соответствовать решение с *минимальным* количеством «спектральных дырок» (СД). В идеальном случае количество СД равно 0. Все электроны заполняют наинизшие энергетические состояния. Наличие такого решения должно выявиться сразу, т. е. при проведении первой итерационной процедуры обычным методом, который *по определению* может давать *только* решения с $K=0$. Отметим также, что в случае выбора минимального базисного набора ($N=M$) можно получить только обычное решение с $K=0$.

Ясно, что если для рассматриваемого физического объекта, не существует решения с $K=0$, то попытка решить соответствующее уравнение обычным методом (который *по определению* может давать *только* решения с $K=0$) должна привести к ошибочным результатам. С другой стороны, только в случае использования предложенного выше *способа отбора* занятых МО можно получить в основном состоянии *незанятые орбитали* (СД), которые расположены ниже уровня Ферми, и которые будут определять основные свойства рассматриваемого объекта.

Для простоты мы рассматривали спин-ограниченный случай. Однако, нетрудно убедиться, что все сказанное выше справедливо и для более общего спин-поляризованного варианта расчетов. В последнем случае задача усложняется лишь необходимостью рассмотрения *принципов заселения* спин-орбиталей для электронов с противоположной ориентацией спинов $N^\uparrow$ и $N^\downarrow$ в отдельности, вместо спин-ограниченного варианта, когда $N^\uparrow = N^\downarrow$.

2. Методика вычисления электронной структуры ВТСП-материалов

Теперь рассмотрим, к каким следствиям приведет применение вышеописанной методики к расчету электронной структуры ВТСП-соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

Параметры кристаллической структуры ВТСП были взяты из работы [2]. В качестве базисных функций использовались атомные орбитали гауссова типа (ГТО), которые позволяют точно рассчитать необходимые многоцентровые интегралы. В частности использовались следующие контрактурированные базисные наборы ГТО для атомов меди и кислорода: Cu [7S/3P/2D] и O [3S/2P]. Эти наборы получены путем контракции (14S9P6D) ГТО-базиса Вочтерса [3] (для Cu (2D) состояния), расширенного с помощью (5d) базисного набора диффузных функций Хэя [4], а также (9S5P) ГТО-базиса Хузинаги [5] для кислорода.

Для расчетов электронного строения использовалась новая модификация

ССП ЛКАО- X_α метода [6], разработанная автором. Этот подход не требует выбора модельных пространственных точек, необходимого в X_α -

методе дискретного варьирования, и не использует грубое приближение «muffin-tin» потенциала, характерное для X_α -метода рассеянных волн.

В качестве модельного использован наибольший Cu-O кластер в элементарной ячейке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, т. е. кластер Cu_3O_{12} (Рис. 1). Координаты ядер всех атомов кластера взяты в соответствии с работой [2].

Кластер помещался в кристаллическую решетку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, рассматриваемую в приближении точечных зарядов. Алгоритмы взаимодействия электронных состояний кластера в базисе ГТО с бесконечной трехмерной кристаллической решеткой представлены автором в работе [7]. Следует подчеркнуть, что заряды на атомах Y, Ba, Cu или O в кристаллической решетке могут быть дробными. Количество электронов и заряды ядер атомов кластера являются целыми числами. Рассматриваемая в целом физическая система в виде кластера, внедренного в кристаллическую решетку твердого тела, должна оставаться электрически нейтральной.

Для устранения этого противоречия на 10 атомах меди, расположенных в решетке на продолжениях Cu-O связей атомов основного кластера, помещен специальный «насос» для перекачки электронного заряда из кластера. Подобные методы практиковались неоднократно для создания надлежащих граничных условий в кластере. На каждый из этих 10 атомов $\overline{\text{Cu}}$ (они помечены крестами на Рис. 1) были помещены по 1-ой «валентной» S-функции, включенной в общий базис, который увеличился таким образом со 192 до 202 АО. Потенциалы точечных зарядов двух решеточных атомов $\overline{\text{Cu}}$ (1) и восьми решеточных атомов $\overline{\text{Cu}}$ (2) были заменены подходящими псевдопотенциалами. Варьирование зарядов основной электронной системы псевдоатомов $\overline{\text{Cu}}$ и экспоненциальных показателей «валентных» S-функций позволяет производить «перекачку» требуемого электронного заряда из кластера на буферные псевдоатомы меди.

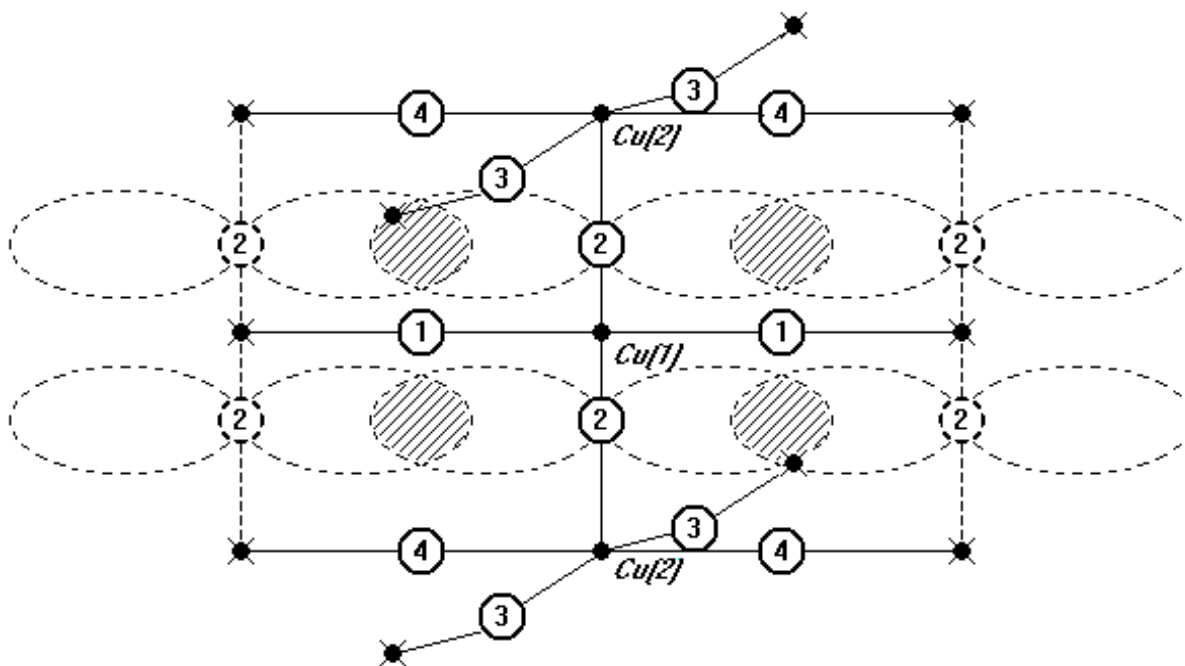


Рис. 1. Геометрическая структура расширенного кластера ($\text{Cu}_3\text{O}_{12} + 10 \overline{\text{Cu}}$). Числа в кружках нумеруют типы кислородных атомов, как в [2]. Перечеркнутые крестом черные кружки обозначают псевдоатомы меди. Соседние атомы O (2) (невключенные в кластер) и линейные цепочки дырочных состояний, локализованные преимущественно на p_y -орбиталях вершинных атомов O (2), обозначены пунктирной линией.

Для согласования зарядов на атомах кластера и решеточных зарядов проводилась следующая процедура. Решеточные заряды Y и Ba фиксировались. Выбирались некоторые начальные заряды атомов Cu (1), Cu (2), O (1), O (2), O (3) и O (4). При этом, конечно, должна соблюдаться нейтральность элементарной ячейки кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Далее проводилось решение уравнения Хартри-Фока-Слэтера для расширенного кластера ($\text{Cu}_3\text{O}_{12} + 10 \overline{\text{Cu}}$) с учетом потенциала кристаллической решетки. Процедура самосогласования в обя-

зательном порядке начиналась в спин-поляризованном варианте. Более того, исходные матрицы плотности для электронов с разными спинами (включая их количество) намеренно выбирались разными. Но после нескольких первых итераций становилось ясно, что решение сводится к спин-ограниченному случаю (что, конечно, значительно упрощало и ускоряло процесс решения). Такой же эффект наблюдали и другие авторы (см. напр. [8,9]). Отметим, что экспериментальные данные по этому вопросу противоречивы. Одни авторы

обнаруживали локальные магнитные моменты на атомах Cu (1) [10], другие не обнаруживали никаких следов последних [11].

Полученные на атомах основного кластера Cu_3O_{12} заряды использовались далее в качестве решеточных при проведении следующей процедуры решения уравнения Хартри-Фока-Слэтера. Заметим, что кластерные заряды перед подстановкой в решетку должны быть, конечно, подкорректированы так, чтобы сохранялась нейтральность элементарной ячейки. Процедура, состоящая из вышеописанных «внешних» итераций, повторялась до достижения разумной степени самосогласования зарядов (относительная погрешность $< 1\%$). Отметим, что результаты описанной выше процедуры в немалой степени зависят от метода, а значит и точности оценки зарядов на атомах кластера. Широко

распространенная оценка зарядов по Малликену имеет лишь качественный характер. Поэтому в расчетах использовались специальные алгоритмы, позволяющие провести достаточно точные численные оценки, путем аналитического интегрирования, как одноцентровых так и двухцентровых электронных плотностей в пространстве около каждого атома кластера.

3. Результаты и обсуждение

Расчеты электронной структуры были выполнены для нескольких наиболее реальных комбинаций зарядов на атомах Y ($\leq +3$) и Ba ($\leq +2$). Результаты представлены в Таблицах 1-3 и на Рис. 2. В Табл. 1 представлены заряды на атомах меди и кислорода, согласованные с решеточными зарядами.

Таблица 1. Самосогласованные заряды (в а. е.) на атомах кристаллической решетки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

Y	3	2.5	2.5	2
Ba	2	2	1.75	1.75
Cu (1)	1.17	1.33	1.255	1.19
Cu (2)	1.25	1.46	1.42	1.35
O (1)	-1.48	-1.65	-1.485	-1.45
O (2)	-1.17	-1.15	-1.08	-1.08
O (3)	-1.735	-1.73	-1.645	-1.47
O (4)	-1.69	-1.67	-1.58	-1.42

Таблица 2. Локализация «спектральной дырки» (в %) на атомных орбиталях стандартного кластера ($\text{Cu}_3\text{O}_{12} + 10\overline{\text{Cu}}$) в кристаллической решетке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

Z (Y)	Z (Ba)	Cu (1) yz	Cu (2) yz	O (1) z	O (2) y	O (4) z
3	2	4	1	33	58	4
2.5	2	3	1	24	49	23
2.5	1.75	4	0	31	59	6
2	1.75	4	0	30	60	6

Таблица 3. Глубина залегания E дырочного состояния (ниже уровня Ферми) и ширина Δ энергетической щели (в eV) для стандартного кластера в ВТСП-соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

Z (Y)	Z (Ba)	E	Δ
3	2	0.64	0.10
2.5	2	0.50	0.20
2.5	1.75	0.30	0.21
2	1.75	0.18	0.15

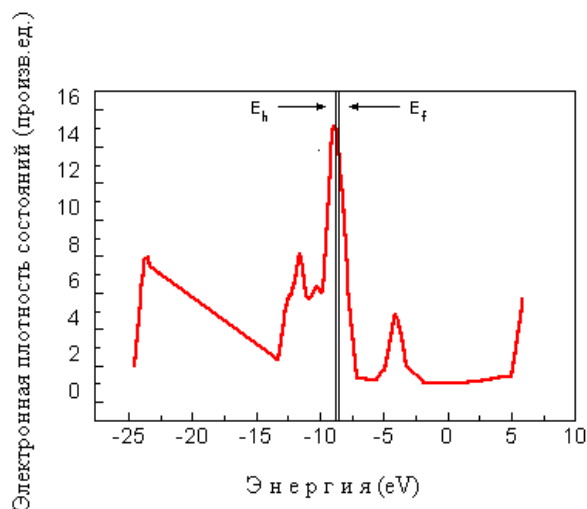


Рис. 2. График электронной плотности состояний для расширенного кластера ($\text{Cu}_3\text{O}_{12} + 10\text{Cu}$) в кристаллической решетке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при Z (Y)=2.5 и Z (Ba)=1.75.

Интересующее нас ВТСП-соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ для всех рассматриваемых зарядовых распределений обнаруживает наличие одной «спектральной дырки» ($K=1$). Это дырочное состояние имеет симметрию орбитали (yz) центрального атома кластера Cu (1). Оси y и z параллельны векторам решеточных трансляций $\mathbf{B}$ и $\mathbf{C}$, соответственно. При этом, как видно из Табл. 2, эта незанятая орбиталь сильно локализована в обычном координатном пространстве. Более половины «виртуального заряда» (т. е. заряда электрона, если бы он занял это состояние) приходится на p_y -орбитали вершинных (арех) атомов O (2). Перекрываясь между собой (как показано на Рис. 1) такие p_y -орбитали образуют линейные цепочки, параллельные, но не совпадающие с известными атомными Cu (1)-O цепочками, исчезающими в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Можно предположить, что эти линейные цепочки перекрывающихся дырочных состояний и образуют «сверхпроводящий канал». Напомним, что высокотемпературную сверхпроводимость линейных цепочек предсказывал Литтл [12] еще в 1964 году. Далее отметим, что вышеупомянутые «спектральные дырки», которые преимущественно локализуется на p_y -орбиталях атомов O (2), полностью локализуется в двумерных слоях, параллельных плоскости (yz), как видно из Табл. 2 и Рис. 1. Вспомним о работах ак. Гинзбурга [13] по двумерной сверхпроводимости. Заметим, кроме того, что существование дырочных состояний на $2p$ -орбиталях «вершинного» (мостикового) кислорода было обнаружено экспериментально [14].

Помимо степени локализации в «канале» (см. Табл. 2) важную роль в явлении высокотемпературной сверхпроводимости, видимо, может играть такой параметр, как глубина залегания E «спектральной дырки» (ниже уровня Ферми). Эти данные представлены в Табл. 3. Можно предполо-

жить, что оба эти параметра тесно связаны с критическими характеристиками ВТСП-материалов.

Далее путем обычной гауссовой аппроксимации с шириной $\Delta=0.5$ eV были получены спектры электронной плотности состояний. Поскольку для всех рассматриваемых зарядовых распределений эти спектры качественно не отличаются, то на Рис. 2 была помещена часть такого спектра вблизи энергии Ферми для Z (Y)=2.5, Z (Ba)=1.75. Из этого спектра видно, что уровень Ферми проходит через верхнюю часть валентной зоны, что соответствует полупроводникам. Незанятое состояние с энергией E_h расположено ниже уровня Ферми E_f . Заметим, что в обычных полупроводниках дырка возникает в результате возбуждения электрона (напр., электрическим полем) в зону проводимости, расположенную выше уровня Ферми. Здесь же получена дырка в основном (невозбужденном) состоянии электронной системы. При этом, это дырочное состояние сильно локализовано в пространстве.

Заметим далее, что собственно «спектральную дырку» (пространственную) можно рассматривать как дырочную куперовскую пару. А ее расположение ниже уровня Ферми в основном состоянии системы можно трактовать, как наличие щели в энергетическом спектре. Действительно, перенумеруем все M состояний рассчитанного спектра в порядке возрастания их энергий. Пусть дырочное состояние с энергией E_h получит номер i ($E_i=E_h$). Тогда величину $\Delta=(E_{i+1}-E_{i-1})$ можно рассматривать, как энергетическую щель между незанятым E_h и занятыми E_{i+1} , E_{i-1} состояниями. Эти параметры также представлены в Табл. 3. Если далее, например, принять во внимание БКШ-соотношение $\Delta/k_B T_c = \text{const}$, и учесть, что для лучших сверхпроводников (невысокотемпературных) $\Delta \sim 0.003$ eV, то приведенные в Табл. 3 величины Δ должны соответствовать повышению T_c в 30-70 раз.

Далее была смоделирована хорошо известная в реальных кристаллах ситуация, когда кластер, находясь в решетке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, теряет цепочечный кислород O (1). Для этого из расширенного кластера ($\text{Cu}_3\text{O}_{12} + 10\text{Cu}$) были удалены ядра и атомные орбитали двух атомов кислорода O (1), а количество электронных пар рассматриваемой системы было уменьшено на 8. Распределение зарядов в решетке было оставлено таким же, какое было получено для недефектного кластера в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Вся система в целом (решетка + кластер) осталась, таким образом, электрически нейтральной. В решениях соответствующих уравнений для всех (четырех) рассматриваемых зарядовых распределений снова была получена одна «спектральная дырка» ($K=1$). Но, как видно из Табл. 4, ее симметрия и локализация существенно изменились. Теперь дырочное состояние получило симметрию (xz)-орбитали центрального атома Cu (1), с преимущественной локализацией на p_x -орбиталях вершинных кислородов O (2). Заметим, что теперь «спектральная дырка» в значительной степени локализу-

ется также на атомах кислорода О (3) и атомах меди Cu (1). В целом можно констатировать, что в результате потери цепочечного кислорода О (1) дырочное состояние, несколько делокализовавшись, поворачивается на 90 град. и, таким образом,

разрывает «сверхпроводящий канал». Возможна и другая трактовка потери сверхпроводящих свойств. Она связана просто с исчезновением двумерности «спектральных дырок» в последнем случае.

Таблица 4. Локализация «спектральной дырки» (в %) на атомных орбиталях дефектного кластера ($\text{Cu}_3\text{O}_{10} + 10\text{Cu}$) в кристаллической решетке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

Z (Y)	Z (Ba)	Cu (1) xz	Cu (2) xz	O (2) x	O (3) z	O (4) x
3	2	17	7	46	29	1
2.5	2	11	4	35	37	13
2.5	1.75	18	1	57	23	1
2	1.75	16	2	53	28	1

4. Заключение

Подводя итоги, отметим следующие основные результаты данной работы.

Предлагаемый обобщенный алгоритм решения уравнений квантовой химии состоит в следующем:

1. Сначала решаем уравнение обычным образом, выбирая занятые орбитали только по наименьшим собственным значениям фокиана и не обращая внимания на то, какое неприводимое представление точечной группы симметрии они реализуют.
2. Если итерационная процедура решения хорошо сходится, а перескоки между орбиталями разной симметрии отсутствуют, то получаем обычное решение с отсутствием «спектральных дырок» ($K=0$).
3. В противном случае, из последних итераций обычного решения находим конечный ансамбль наборов $\{n_i\}$. Затем поочередно решаем уравнение для каждого из наборов $\{n_i\}$, выбирая n_i наименьших по энергии орбиталей из m_i для каждого типа симметрии в отдельности.
4. Из полученных таким образом решений выбираем решение с минимальным количеством «спектральных дырок», которое и будет соответствовать основному состоянию рассматриваемой системы.

Следует подчеркнуть, что суть предложенной методики сводится в конечном счете к изменению (уточнению) способа выбора занятых орбиталей. Это, прежде всего, позволяет получить в явном

виде незанятые электронные состояния, расположенные ниже уровня Ферми основного состояния рассматриваемой квантовой системы («спектральные дырки»).

На базе предложенной техники решения выполнены расчеты электронной структуры расширенного кластера ($\text{Cu}_3\text{O}_{12} + 10\text{Cu}$) и дефектного кластера ($\text{Cu}_3\text{O}_{10} + 10\text{Cu}$) в решетке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Для всех рассматриваемых зарядовых распределений были получены решения с одной «спектральной дыркой», сильно локализованной в пространстве.

В случае стандартного для ВТСП-соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ кластера, такое дырочное состояние преимущественно локализуется на p_y -орбиталях мостиковых (вершинных) кислорода О (2). Перекрываясь между собой, эти орбитали образуют линейные дырочные цепочки, которые можно рассматривать как «сверхпроводящий канал».

В случае потери цепочечного кислорода О (1), получаем дефектный кластер, в котором дырочное состояние делокализуется и поворачивается на 90 град., разрывая «сверхпроводящий канал», как и следовало ожидать.

В расчетах получен также ряд параметров, которые могут быть тесно связаны с критическими характеристиками ВТСП-материалов.

Подчеркнута связь полученных результатов с теорией БКШ, а также с линейной сверхпроводимостью Литтла и двумерной сверхпроводимостью Гинзбурга.

Литература

- 1) Слэтер Дж. // Электронная структура молекул. - М.: Мир, 1965, С. 126.
- 2) Greedan J. E., O'Reilly A. H. and Stager C. V. // Phys. Rev. B - 1987. - 35. - P. 8770-8773.
- 3) Wachters A. J. H. // J. Chem. Phys. - 1970. - 52. - P. 1033-1036.
- 4) Hay P. J. // J. Chem. Phys. - 1977. - 66. - P. 4377-4384.

- 5) Huzinaga S. // J. Chem. Phys. - 1965. - 42. - P. 1293-1302.
- 6) Ливерц Е. З. // Журн. структур. химии - 1989. - 30, № 6. - С. 138-139.
- 7) Liverts E. Z. // Physica B - 1990. - 167. - P. 85-89.
- 8) Chen H., Callaway J. // Phys. Rev. B - 1988. - 38. - P. 195-203.
- 9) Adachi H., Takano M. // Physica C - 1989. - 157. - P. 169-179.
- 10) Mehran F., Barnes S. E., McGuire T. R. et al. // Phys. Rev. B - 1987. - 36. - P. 740-742.
- 11) Furo I., Janossy A., Mihaly L. et al. // Phys. Rev. B - 1987. - 36. - P. 5690-5693.
- 12) Little W. A. // Phys. Rev. A - 1964. - 134. - P. 1416-1424.
- 13) Гинзбург В. Л. // Успехи физич. наук - 1997. - 167, №4. - С. 429-454.
- 14) Bianconi A., de Santis M., Flank A. M. et al. // Physica C - 1988. - 153-155. - P. 1760-1761.

КВАНТТЫҚ ХИМИЯ ТЕНДЕУЛЕРІНІҢ ШЕШІМІ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ АСҚЫНӨТКІЗГІШТІКТІҢ ТҮЙІНДІ МӘСЕЛЕСІ

Ливерц Е. З.

Ядролық физика институты

Кванттық химия (қатты дене) тендеулерін шешудің көпшілік мақұлдаған әдістемесі белгілі бір симметрияны иеленген құрылымдар үшін дәстүрлі емес қалыппен жинақтап қорытылған. Ұсынылған жалпы қорытынды "спектрлік кемтіктер" құрып, қаралып отырған жүйенің негізгі күйінің Ферми деңгейінен төмен орналасқан, бос тұрған электрондық күйлерді алуға мүмкіндік береді. Осы тұрғыны, жеке алғанда, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($0 \leq \delta \leq 1$) ЖТАӨ - қосындының электрондық құрылымының есептемесі үшін қолдану келесі нәтижелерге әкеледі. Қарастырылған тордағы зарядтық үлестірілулердің барлық нұсқалары үшін дағдылы координаталық кеңістікте аса локальданған "спектрлік кемтіктер" табылған. Осындай "кеңістіктік - спектрлік кемтік" көбінесе оттегінің шындағы атомының p_y - орбитальдарында локальданады. Осы орбитальдар, бір-бірінен асып түсіп, параллель, бірақ белгілі атомдық, $\delta \sim 1$ сәтте ғайып болушы Cu (1)-О тізбекшелермен дәл келмейтін, сызықтық тізбекшелер құрайды. Бірінен - бірі асып түсуші кемтіктер күйлердің осындай сызықтық тізбекшелері "асқынөткізуші арнаны" құрайды деп жорамалдауға болады. Сондай-ақ ЖТАӨ - материалдардың сындық сипаттамаларымен тығыз байланысқан басқа да біраз параметрлер алынған. Cu (1)-О тізбекшесінен ($\delta > 0$) оттегі атомдары шығындалған жағдайда "асқынөткізуші арнаның" үзілетінін, күтілгені де солай болатын, есептеулер де көрсетіп отыр.

SOLVING THE QUANTUM CHEMISTRY EQUATIONS AND HIGH-TEMPERATURE-SUPERCONDUCTOR PROBLEM

E.Z. Liverts

*Institute of Nuclear Physics
E-mail: liverts@npi.sci.kz*

The conventional technique for solving the equations of quantum chemistry (of solids) is unusually extended to the structures possessing certain symmetries. The extension proposed gives a chance to find unoccupied electronic states located lower than the Fermi level of the ground state of a specific system. Such states can be treated as «spectral holes». Application of this technique, in particular, when calculating the electronic structure of the HTSC-compound $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($0 \leq \delta \leq 1$) results in the following. For all versions of the examined charge distributions over a crystal lattice, spectral holes of high spatial localization are found. The «spatial spectral holes» are mainly located at the p_y - orbitals of the apex oxygens. These orbitals overlap and form linear chains which are parallel to but do not coincide with the known Cu (1)-O chains which disappear when δ is close to 1. One can suppose that these linear chains of the overlapping hole states form a «superconducting channel». Some other parameters closely related to the critical characteristics of HTSC-materials are calculated too. The calculations show that «the superconducting channel» is broken provided the oxygen chain atoms O (1) are removed ($\delta > 0$).

УДК 537.533:539.163

ВОЗМОЖНОСТИ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ТИПА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В НУКЛОННЫХ СИСТЕМАХ И КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Карташов В.М., Троицкая А.Г.

Институт ядерной физики

Приведены экспериментальные значения динамических и статических дипольных торoidalных моментов для ряда нуклидов. Обсуждены возможности проявления торoidalных квадрупольных при атомном кластерообразовании в тонких радиоактивных пленках.

Прецизионное исследование спектров электронов внутренней конверсии (ЭВК) привело к обнаружению аномалий в коэффициентах внутренней конверсии (КВК), которые можно связать с значительной ролью в данных случаях конверсии внутри объема самого ядра – так называемой внутриядерной конверсии. Для сильно заторможенных (по сравнению с одночастичными оценками) переходов вклад внутриядерной конверсии приводит к заметному расхождению между экспериментальными и теоретическими значениями КВК, и поскольку величина внутриядерной конверсии определяется структурой ядер, то аномальные КВК становятся источником сведений о матричных элементах проникновения.

Анализ влияния внутриядерной конверсии на значения КВК заторможенных переходов подтвердил отталкивательный характер спин-дипольных электрических и магнитных ядерных сил: взвешенное среднее значение из десяти экспериментальных для гироманнитного спинового отношения для связанных как протона, так и нейтрона составило $0,70 \pm 0,04$ от его значения для них в свободном состоянии.

В системе, которая не обладает определенной пространственной четностью (то есть не переходит в

себя при зеркальном отражении), существует определенное своеобразное распределение магнитного поля. Оно отличается от полей, создаваемых обычными электромагнитными мультиполями, и аналогично полю торoidalной обмотки с током (такой источник электромагнитного поля называют анаполом или торoidalным диполем).

Изучение аномальной конверсии в ядрах редкоземельных элементов привело к определению значений как переходных дипольных торoidalных моментов, так и статических для этих ядер.

Приведенные в таблице 1 значения дипольных торoidalных моментов определены экспериментально нами, лишь для перехода $240,33$ кэВ в ^{169}Tm – по литературным данным.

Из наших данных доли примеси мультипольности $M2$ $\Delta = 0,01$ и параметра проникновения $\lambda_3^{(2)}$ (в определении М. А. Листенгартена) перехода $396,32$ кэВ в ^{175}Lu и литературного значения степени циркулярной поляризации γ -квантов $P_\gamma = (5,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ определена величина структурного параметра слабого взаимодействия $q_p = 5,4(8)$.

Таблица 1

Ядро	$\Gamma_i^\pi \rightarrow \Gamma_f^\pi$	E_γ , кэВ	$ <U> _3 \cdot 10^3$	$\lambda_3^{(2)}$	$ t_{13} $ я. м. фм.
^{169}Tm	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	63,12	18,3 (4)	-40 (25)	0,040 (25)
	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	240,33	0,15 (1)	300 (40)	0,04 (1)
^{173}Yb	$7/2^+ \rightarrow 9/2^-$	171,40	26,5 (5)	-20 (7)	0,5 (2)
	$7/2^+ \rightarrow 7/2^-$	271,97	30,8 (5)	41 (13)	1,2 (4)
	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	285,32	23,4 (5)	88 (34)	2,0 (6)
	$7/2^+ \rightarrow 5/2^-$	350,67	3,1 (2)	270 (100)	0,8 (3)
^{175}Lu	$9/2^- \rightarrow 9/2^+$	282,6	7,8 (5)	-410 (35)	3,2 (5)
	$9/2^- \rightarrow 7/2^+$	396,32	6,2 (2)	610 (30)	3,6 (3)
^{177}Hf	$9/2^+ \rightarrow 9/2^-$	208,34	62,5 (5)	35,3 (170)	2,1 (11)
	$9/2^+ \rightarrow 7/2^-$	321,32	4,8 (2)	1020 (50)	4,6 (4)
^{182}W	$2^- \rightarrow 2^+$	67,75	215 (5)	-20 (20)	4 (4)
	$3^- \rightarrow 2^+$	152,43	8,9 (2)	-140 (70)	1,2 (6)

Для перехода $321,32$ кэВ в ^{177}Hf получено следующее соотношение: $P_\gamma = q_N \cdot (1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$, не-

сколько отличающееся от имеющихся литературных данных.

Методами лазерной спектроскопии авторы [1] получили экспериментальное значение анапольного момента сферического ядра ^{133}Cs , очень хорошо совпадающее с рассчитанным [2]. Помимо этих данных мы приводим в таблице значения статических дипольных тороидных (анапольных) мо-

ментов, полученные нами для ряда других ядер методами спектроскопии электронов внутренней конверсии (из анализа аномальных коэффициентов внутренней конверсии М1-переходов внутри ротационной полосы), в сравнении с модельными расчетами для нечетных деформированных ядер.

Таблица 2

Ядро	Значение анапольного момента ядра t_1 , я. м.·фм	
	Экспериментальное	Расчетное
^{133}Cs	$1,3 (2) \cdot 10^{-6}$	$1,14 \cdot 10^{-6}$
^{169}Tm	$2,0 (7) \cdot 10^{-5}$	$8,8 \cdot 10^{-6}$
^{173}Yb	$5,2 (25) \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$
^{175}Lu	$4 (1) \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$
^{177}Hf	$-2,3 (3) \cdot 10^{-6}$	$-1,0 \cdot 10^{-6}$
^{183}W	$8 (5) \cdot 10^{-8}$	$3,7 \cdot 10^{-7}$

Даже при невысокой точности экспериментальных данных можно установить, что статические моменты на несколько порядков меньше переходных дипольных тороидных моментов в этих ядрах и, по меньшей мере, на порядок расходятся с рассчитанными для большинства из этих ядер, что, вероятно, можно объяснить чувствительностью оценок к выбору параметров потенциала и конфигурации. Наилучшее согласие экспериментального значения тороидного момента ^{183}W с расчетным получается при учете отмеченных нами в [3] особенностей формы и знака деформации для ядра ^{182}W .

Переходные анапольные моменты в ядрах обусловлены спиновыми токами перехода, связанными с эффектами несохранения четности (НЧ). Источником НЧ-эффектов являются как Р-нечетные ядерные силы (взаимодействия, обусловленные нейтральными и заряженными слабыми токами), так и слабые взаимодействия орбитальных электронов с нуклонами атомного ядра (взаимодействие, обусловленное слабыми нейтральными токами, зависящее от спина ядра).

Небольшое нарушение СР-инвариантности было экспериментально обнаружено в распадах К-мезонов. Нарушение СР-инвариантности следовало также из анализа барионной асимметрии Вселенной. Механизм нарушения СР-инвариантности не установлен до сих пор, лишь предполагается электромагнитный характер нарушения комбинированной инверсии. На опыте не было обнаружено ни одного случая нарушения теоремы СРТ, в силу чего из несохранения СР логично предположить несохранение Т.

Все частицы с отличным от нуля спином должны обладать малыми по величине тороидными моментами нечетных рангов, а при нарушении Т-инвариантности разрешены и тороидные моменты четных рангов. Именно поэтому изучение тороидных квадрупольных любого типа агрегации частиц интересно для выявления природы нарушения дискретных симметрий. Тем более, что попытки экс-

периментального определения тороидного квадрупольного момента дейтрона и наблюдения эффектов нарушения Т-инвариантности в ядерных реакциях пока успеха не имели.

Изучением особенностей строения и свойств изолированных наночастиц (размер зерен ≤ 40 нм) – кластеров – занимается физика кластеров. В ней рассматривается, в частности, случай, когда энергетически выгодно становится образование структур с замкнутым магнитным потоком и равным нулю суммарным магнитным моментом. Для описания свойств такого образования необходимо вводить тороидный момент. За пределами этих структур магнитное поле отсутствует, но векторный потенциал отличен от нуля и амплитуда расходящейся волны оказывается зависящей от потока магнитного поля. Методами ядерной и электронной спектроскопии нами исследован процесс образования и последующих превращений атомных кластеров этого типа в радиоактивной пленке оксида лютетия толщиной ≈ 1 мкм на платиновой подложке.

В результате исследования на бета-спектрометре высокого разрешения спектра ЭВК долгоживущих изотопов лютетия (с периодами полураспада от 2-х дней до 3,3 лет) была обнаружена сложная структура пиков ЭВК и ее зависимость от времени [4]. Сателлитные пики наблюдались как на переднем, так и на заднем фронтах основной линии. При этом сателлитные пики на передних фронтах всех линий ЭВК отстояли от основных вплоть до 2 кэВ, а несколько более узкие пики на задних фронтах – до 1,5 кэВ. Спустя некоторое время (от нескольких дней до нескольких месяцев) основные линии сужались, пики-сателлиты – исчезали, а потом они появлялись снова, росли вместе с уширением основного пика, довольно резко исчезали и т. д. С течением времени период такой цикличности возрастал. Мы предполагаем, что экспериментально наблюдали релаксацию структуры пленочной системы через автоколебательные процессы.

Автоэмиссионный спектр электронных состояний на подболочках M_4 и M_5 атомов Yb свидетельствует об уменьшении их энергии связи примерно на 300 эВ в результате включения атомов в кластер и расщепления соответствующих атомных уровней энергии в сильном магнитном поле, обусловленном, по-видимому, полным “разрушением” N-подболочек, о чем свидетельствует автоэмиссионный спектр.

Изучение спектров электронов внутренней конверсии, автоэмиссионных и оже-электронов указывает на образование сближенных тороидных структур с противоположно направленными векторами – тороидными моментами, т. е. тороидных квадрупольей, существование которых обусловлено силами, нарушающими инвариантность во времени. Наши данные свидетельствуют о существенной роли в этом процессе электромагнитных взаимодействий. Перекрывающиеся при сближении тороидов под воздействием механических моментов

$\vec{\mathcal{M}} = \mu [\vec{t} \times \vec{j}]$, где μ – магнитная постоянная, $\vec{t}$ – дипольный тороидный момент, $\vec{j}$ – плотность внешнего тока, противоположно направленные поля образуют электростатическое зеркало, тормозящее или ускоряющее входящие в него электроны и направляющее их на цепочки атомов матрицы источника радиоактивности, что следует из характерных проявлений эффекта каналирования электронов.

Более широкое использование аппарата и подходов нелинейной физики в физике семейства тороидных моментов может привести к выявлению глубоких аналогий и связей. В частности, много-

мерные торы являются неустойчивыми и разрушаются под действием возмущений, всегда имеющих в динамической системе, в силу чего ядерно-спектроскопические и некоторые другие методы обнаружения проявления нарушений временной четности могут оказаться нечувствительными. Это предположение можно применить и ко все еще неудавшимся попыткам обнаружения экспериментальных значимых величин электрического дипольного и магнитного квадрупольного моментов ядер.

Возможность образования в диссипативной системе регулярных структур различных масштабов обусловлена также эффективной конкуренцией взаимодействий разных типов. Поэтому, если удастся доказать более строго экспериментальное наблюдение нами такой структуры как тороидный квадруполь, то можно считать более наглядным проявление стабилизирующей роли электромагнитного взаимодействия в этом случае, чем при распаде нейтральных К-мезонов. Уместны будут, наверное, в этом случае и топологические соображения с использованием топологического инварианта, определяющего первый класс отображений Черна (двумерный тор) на комплексное проективное пространство, и, вообще, – рассмотрение с позиции топологического эффекта Черна-Саймонса. Вероятно, что в случае доказанности нарушения Т-инвариантности встанет и вопрос о более широком использовании аппарата нелинейной квантовой теории поля, в частности, рассмотрение экспериментальных данных с позиций киральных полей.

Литература

- 1) Wood C. S., Bennet S. C., Cho D. et al. Measurement of Parity Nonconservation and an Anapole Moment in Cesium. // Science, V.275, 1997, p.1759-1763.
- 2) Хрипович И. Б.. Несохранение четности в атомных явлениях. М. “Наука”, 1988. с.141.
- 3) Карташов В. М., Оборковский А. И., Троицкая А. Г.. Межполосные переходы в ядрах ^{106}Pd , ^{152}Sm , ^{152}Gd , ^{182}W . // Изв. АН СССР. Серия физическая, Т.54, 1990. с. 169-174.
- 4) Карташов В. М., Троицкая А. Г. Нетрадиционные возможности прецизионной бета-спектроскопии. // Точные измерения в ядерной спектроскопии. СПб. ПИЯФ. 1994. с. 35-38.

НУКЛОНДЫ ЖҮЙЕЛЕРДЕ ЖӘНЕ КОНДЕНСАЦИЯЛАНҒАН ОРТАДА ӨЗАРА ӘРЕКЕТТЕРДІҢ ТҮРІН АНЫҚТАУДАҒЫ ЯДРОЛЫҚ СПЕКТРСКОПИЯНЫҢ МҮМКІНШІЛІКТЕРІ

Карташов В. М., Троицкая А. Г.

Ядролық физика институты

Нуклидтердің бірсыпырасы үшін динамикалық және статикалық дипольдік тороидтық моменттің тәжірибелік мәндері келтірілген. Радиактивті жұқа ұлпаларда атомдық кластер пайда болған сәтте тороидтық квадрупольдердің көрініп біліну мүмкіндіктері талқыланған.

**THE NUCLEAR SPECTROSCOPY POSSIBILITIES FOR THE INTERACTION TYPE DEFINITION
IN NUCLEON SYSTEMS AND CONDENSED ENVIRONMENTS**

V.M. Kartashov, A.G. Troitskaya

Nuclear Physics Institute

The experimental values of dynamic and static dipole toroid moments presented. The possibilities of the toroid quadrupole manifestation when atomic cluster forming in thin radioactive films discussed.

УДК 538.945;523.14

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ ИТТРИЕВОЙ КЕРАМИКИ, ЭКСПОНИРОВАВШЕЙСЯ В ОТКРЫТОМ КОСМОСЕ

Сергеева Л.С., Верещак М.Ф., Кадыржанов К.К., Слюсарев А.П.,
Туматова Л.А., Назаренко Л.М., Мить А.Г., Якушев Е.М.

Институт ядерной физики

Исследовалось влияние факторов открытого космического пространства на образцы иттриевой керамики ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, $x \sim 6.7 \div 7$). Установлено, что образцы иттриевой ВТСП керамики с T_c 78, 81 и 91 К сохраняют сверхпроводящие свойства в ОКП, но образцы с $T_c \sim 91$ К являются более устойчивыми: ширина линии перехода практически не изменилась, а T_c увеличилась на 1 - 2 К. Кислородный индекс в космическом вакууме не опускается ниже 6.7. В образцах с $T_c \sim 80$ К переход в сверхпроводящее состояние сдвинулся на $7 \div 10$ К в сторону высоких температур, а ширина линии перехода увеличилась до 5 К. При повторных измерениях зависимости $U(T)$ на одном из недонасыщенных кислородом образцов обнаружен сверхпроводящий переход с $T_c \sim 160$ К. В статье обсуждаются возможные механизмы, приводящие к смещению температуры сверхпроводящего перехода.

Исследовано изменение физических свойств иттриевой керамики ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$) в результате воздействия на неё в течение семи с половиной месяцев таких космических факторов как вакуум, ультрафиолет, потоки атомарного кислорода и термодублирование.

Для экспозиции в открытом космическом пространстве (ОКП) и для контрольных исследований из таблеток промышленного изготовления нарезались образцы размером $3 \times 3 \times 10$ мм. Нарезанные образцы распределили по четырём партиям: I - исходные образцы, II - γ -облучённые образцы (γ -источник ^{60}Co , доза 2×10^8 рад), III - исходные образцы, отожжённые на воздухе при температуре 450°C в течение 30 минут, с последующей закалкой в жидком азоте, IV - то же, что и III, но отжиг проводили при температуре 500°C . В результате были получены образцы разного фазового состава и с разной дефектной структурой. Согласно [1, стр. 137, рис.39] кислородный индекс x образцов партии I ≈ 7 , партии III ≤ 6.8 , партии IV ≥ 6.7 . Образцы, предназначенные для экспозиции в космосе, поместили в пенал, при этом каждую партию образцов разделили ещё на две группы. Первая группа была прикрыта шторкой из алюминиевой фольги толщиной 60μ (тень), вторая - только латунной сеткой (свет), что дало возможность выделить эффекты, вызванные воздействием ультрафиолета.

Образцы в космос были доставлены и закреплены на внешней поверхности орбитальной станции «Мир» космонавтом Казахстана Т. Мусабеевым. Экспозиция образцов за бортом станции проводилась с 22.04.98 по 10.11.98; высота орбиты $\sim 350 \div 380$ км; минимальная температура $\sim -80^\circ\text{C}$, максимальная $\sim +125^\circ\text{C}$; время экспозиции на теневой части орбиты ~ 1600 часов, на световой части ~ 3280 часов; концентрация молекулярного кислоро-

да $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, атомарного $\sim 5 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$; давление $\sim 10^{-7} \div 5 \times 10^{-8}$ мм рт. ст.

До (декабрь 1997 г.) и после экспозиции в ОКП (май-июнь 1999 г.) были проведены измерения зависимости падения напряжения на образцах от их температуры $U(T)$ по четырехзондовой методике при величине транспортного тока 20 мА. Температура сверхпроводящего перехода (T_c), полученная из этих зависимостей (рис.1) приведена в табл. 1.

Впервые влияние ОКП на иттриевые ВТСП материалы было изучено в работе [2] - исследовались эпитаксиальные иттриевые плёнки. Те же авторы в наземных экспериментах [3] показали, что воздействия вакуумного ультрафиолета и вакуума на эпитаксиальные иттриевые плёнки являются противоположными; в тонких поверхностных слоях микронных толщин протекают процессы насыщения или обеднения кислородом соответственно. После экспозиции в космосе они обнаружили более сильную деградацию у неосвещённых, чем у освещённых участков плёнок [2] и объяснили этот эффект тем, что стимулированная облучением (облучение протонами солнечного ветра, набегающим потоком атомарного кислорода и вакуумным ультрафиолетом) диффузия атомов кислорода компенсирует обратный поток атомов кислорода на поверхность образцов под влиянием вакуума.

Наши результаты не противоречат работе [2]. T_c образцов, экспонированных на свету, выше T_c образцов, экспонированных под шторкой, или же значительно уже ширина их сверхпроводящего перехода (ΔT_c), что подтверждает существование эффекта радиационно-стимулированной диффузии кислорода. Исключение составляют образцы из партии II, облучённые до полёта. T_c образца из этой партии, экспонированного в космосе под шторкой оказалась более высокой (КТГ,

94.1K), чем у образца, экспонировавшегося на свету (КГС, 92.8K).

Влияние вакуума, способствующее удалению кислорода из керамики, отразилось в более низких критических температурах образцов I и III партий, экспонировавшихся под шторкой (тень) по сравнению с их земными аналогами (контрольные образцы). В статье [3] утверждается, что уже через 20 часов концентрация атомов кислорода в иттриевых ВТСП материалах существенно снижается, однако образцы всех партий, экспонировавшиеся в тени имеют разную T_c . Это говорит о том, что даже за семь с половиной месяцев в вакууме теряется далеко не весь слабосвязанный кислород из позиций (0,1/2,0), иначе бы T_c образцов из колонки «тень» имели бы равные или близкие значения. В космосе потеряно кислорода меньше, чем при предполётном отжиге образцов партии IV, иначе бы T_c образцов КИТ была бы меньше T_c образца $3O_{500}$.

Сверхпроводящие переходы всех образцов партии IV - $KO_{500}T$, $KO_{500}C$, $3O_{500}$ (рис. 1, партия IV) - отличаются очень мало, как если бы ни космическая радиационно-стимулированная диффузия, ни вакуум не принимали в этом случае никакого участия. Возможно, что исходные состояния образцов III и IV партий отличаются не только значением кислородного индекса, но и структурой. И в то время, как образцы III партии с разной скоростью в наземных и космических условиях насыщались кислородом, во всех образцах партии IV происходила структурная перестройка, в течение которой они с кислородом не взаимодействовали, и только после перестройки, когда все образцы партии IV уже находились в одинаковых наземных условиях, пошёл процесс кислородной диффузии.

Стабильной структуре исследуемого класса ВТСП материалов соответствует номинальная $T_c \sim 92 \div 93K$. T_c плёнок в [2] до экспозиции в ОКП составляла 93.5, 94.5 и (контрольная, хранилась на Земле) 95.3; после экспозиции - 90.8, 92.3 и 92.3 соответственно. Как видим, деградация СП свойств происходит, но т. к. и космическая плёнка, и контрольная имеют одинаковую конечную температуру сверхпроводящего перехода, вызвано это не только воздействием космических факторов. Исходная T_c наших образцов была ниже номинальной. За время экспозиции, как в земных, так и в экспонированных в ОКП образцах, произошло смещение T_c в сторону более высоких температур, т. е. наблюдается улучшение СП свойств. Следовательно, при продолжительном контакте с внешней средой образцы не деградируют, а приходят к равновесному для данной среды состоянию. Для комнатных условий это состояние характеризуется температурой СП перехода $\sim 92K$. Параметры среды, не вызывающие необратимых изменений в СП структуре в нашем эксперименте по температуре изменялись от азотной до $500^\circ C$, по давлению - от 760 до 10^{-8} мм рт. ст.

При повторных измерениях зависимостей $U(T)$ недонасыщенных кислородом образцов III и IV партий, как контрольных, так и космических, обнаружено медленное смещение сверхпроводящего перехода в сторону номинального. Между измерениями образцы хранились в комнатных условиях. Хотя литературные источники [4] утверждают, что окисление $YBa_2Cu_3O_x$ должно практически полностью прекратиться уже ниже $215^\circ C$, смещение перехода говорит о том, что даже при комнатной температуре происходит диффузия атмосферного кислорода в объём образца (табл.2).

Периодически в печати появляются сообщения об аномальной сверхпроводимости в ВТСП. Нестабильные неповторяющиеся аномально высокотемпературные переходы наблюдались и в иттриевых оксидах в [4] - $T_c \sim 115K$, в [1, стр. 185] - $T_c \sim 142K$. В [5, стр.337] сообщается о падении до нуля сопротивления образца на короткое время ($\sim 1c$) при 160K. При повторных измерениях зависимостей $U(T)$ на одном из недонасыщенных кислородом образцов партии IV мы также наблюдали аномальный сверхпроводящий переход с $T_c \sim 160K$ (табл.2, рис. 2, кривые 3,4), который в течение двух суток был пройден дважды. Измерение сопровождалось самоохлаждением образца с последующим скачкообразным его саморазогревом. Особенно нестабильные участки находились в области до 84.5K и 110-125K. В [1, стр.228] отчётливые нестабильности отмечаются в непосредственной окрестности номинальной критической температуры ($\sim 90K$) и при более высоких температурах 110-125K, 160K, 220-240-250K, так что ни полученное нами значение $T_c \sim 160K$, ни скачкообразное изменение температуры не являются случайными явлениями, а график 3 на рис.2 даёт спектр нестабильностей.

Предыдущее измерение $U(T)$ этого образца, проведённое четыре месяца назад дало $T_c \sim 86.5K$, а измерение, проведённое трое суток спустя $\sim 88.3K$. Т. е. на фоне медленного (в течение месяцев) диффузионного внедрения атмосферного кислорода, сопровождающегося медленным смещением T_c в сторону номинальной, при измерении 3 в объёме образца происходила довольно быстрая (в течение нескольких часов перестройка (кислородной?) структуры. Возможно, неустойчивые структурные фазовые переходы в иттриевом оксиде обусловлены эффектом Яна-Теллера. Вероятность такого явления рассматривается в работе [6], в которой предлагается механизм перераспределения кислорода, вызванный нестехиометричностью материала по кислороду, большой подвижностью атомов кислорода в структуре высокотемпературных сверхпроводников, существованием сильной электрон-фононной связи в этих материалах и анизотропной формой электронных облаков d-электронов.

На образцах партий I и III были проведены рентгеноструктурные измерения параметров кристаллической решётки (a, b, c) и кислородного индекса (x). Параметры кристаллической решётки

определялись по рефлексам дифрактограмм, свободным от наложения. Значение кислородного индекса x вычисляли по формуле: $x=70.512-5.454c/7$. Результаты измерений приведены в таблице 3. Значения x всех образцов оказались равными в пределах ошибки измерений. Это объясняется тем, что рентгеноструктурный анализ проводился спустя год после экспозиции образцов в ОКП, когда их критическая температура, измеренная по четырёхзондовой методике почти совпала (92÷93К). Несмотря на это, верхняя граница значений x образцов, экспонировавшихся без шторки (КИС и KO_{450}C), всё ещё выше, чем у образцов, экспонировавшихся под шторкой (КИТ и KO_{450}T), что ещё раз подтверждает существование космической радиационно-стимулированной диффузии кислорода.

Съёмки проводились многократно с целью изучения стабильности структурных характеристик ВТСП материала при повторных воздействиях рентгеновского излучения ($E=35\text{кэВ}$). Так как, из-за их малой площади, ошибка измерения пластинок на порядок выше, использовали порошковые образцы. Из табл.3 видно, что от съёмки к съёмке меняется соотношение параметров решётки a , b и $c/3$: $a < b = c/3$ и $a < b < c/3$. Первое неравенство соответствует фазе орто-I с $T_c=92\text{К}$, и полностью заполненными медь-кислородными цепочками, а второе - фазе орто-II с $T_c=60\text{К}$, в которой полностью заполненные медь-кислородные цепочки чередуются с гантельными безкислородными цепочками [1, стр.341]. В работе [8] рентгенографически при комнатной температуре и при 95К также обнаружены временные колебания слабых и средних по интенсивности линий керамик $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, сверхпроводящих при $T \leq 93\text{К}$, заключающиеся в изменении их интенсивности, формы и степени расщеплённости. Авторы утверждают, что изменения дифракционных линий не являются следствием деградации структуры в связи с её старением или распадом, поскольку совершаются не в одном направлении, а носят повторяющийся характер. Они отражают автоколебательные процессы, происходящие в кристаллографической системе вследствие её неустойчивости. С этой точки зрения, образцы, экспонировавшиеся в космосе, представляют собой более нестабильные структуры, чем их земные аналоги (табл.3).

Спектры температурно-программируемой десорбции кислорода из иттриевой керамики измерялись на времяпролетном масс-спектрометре MSX-6 с улучшенными оптическими характеристиками [9], в котором кювета с образцом керамики и термопарой находится в рабочей вакуумной камере вблизи ионизационной камеры источника ионов. Это предполагает увеличение чувствительности метода по сравнению с предварительной десорбцией кислорода в баллон напуска [10]. Использовались кюветы из различных материалов - тантала, вольфрама и кварца. Спектры термодесорбции кислорода из предварительно обезгаженного в ва-

кууме образца ($p \approx 3 \cdot 10^{-4}$ Па) измерялись при изменении температуры в интервале 300-1050 К со средней скоростью нагрева 0,1 К/с. Согласно литературным источникам [1, стр.353], заметное выделение кислорода начинается с 673К, а пик десорбции лабильного кислорода из иттриевой керамики в вакууме приходится на 857К. В наземных масс-спектрометрических исследованиях как в космических образцах, так и в контрольных, нами были обнаружены низкотемпературные пики выделения кислорода в вакууме в интервалах $\sim 342\div 380\text{К}$, $425\div 480\text{К}$, $625\div 670\text{К}$. Материал кюветы на расположение кислородных пиков не влияет. В отожжённом образце KO_{500}T низкотемпературные пики отсутствуют. В космических образцах КИС и КИТ эти пики расщеплены и сдвинуты к более низким температурам. Выделение кислорода при температуре $\sim 373\text{К}$ обнаружено и в работе [11]. По последним литературным данным низкотемпературный отжиг приводит не только к потере кислорода, что понижает СП свойства, но и создаёт упорядоченные недонасыщенные кислородом структуры [12,13]. Эти структуры пока мало исследованы. Не ясно также, как влияет на такие структуры и их СП свойства диффузия кислорода из внешней среды при низких и комнатных температурах. Присутствие низкотемпературных пиков говорит о низкой энергии связи некоторых кислородных позиций и объясняет насыщение кислородом недонасыщенных образцов III и IV партий при комнатной температуре и, тем более, при космическом циклировании, когда температура повышалась до $+125^\circ\text{C}$.

Обобщая результаты использованных методов, можно сделать вывод, что длительная экспозиция иттриевой керамики в ОКП не разрушает её сверхпроводящих свойств. В вакууме удаляется незначительная часть слабосвязанного кислорода - кислородный индекс x не понижается ниже 6.7. Воздействие факторов ОКП имеет устойчивый характер и проявляется даже спустя полгода после экспозиции, выражаясь в превышении температуры сверхпроводящего перехода над номинальной, а также в более высоких значениях кислородного индекса. Подтвердился эффект радиационно-стимулированной диффузии кислорода в ОКП, обнаруженный в работе [2]. Незначительные энергетические воздействия (космические факторы, непродолжительный отжиг до температур не выше 450°C , рентгеновское излучение) сдвигают температуру сверхпроводящего перехода выше или ниже номинальной, но не разрушают ВТСП структуру. При длительном контакте с земной атмосферой температура сверхпроводящего перехода недонасыщенных образцов стремится к номинальной. Временная нестабильность соотношений параметров кристаллической решётки b и $c/3$ может быть связана с перераспределением того кислорода, который даёт низкотемпературные пики десорбции, обнаруженные в масс-спектрометрических исследованиях. Как низкотемпературная десорбция ки-

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ ИТТРИЕВОЙ КЕРАМИКИ,
ЭКСПОНИРОВАВШЕЙСЯ В ОТКРЫТОМ КОСМОСЕ

слорода, так и аномальное поведение образцов партий II и IV требует проведения дополнительных экспериментов.

Таблица 1. Изменение T_c образцов иттриевой керамики до и после экспозиции в ОКП

	Предполётные измерения T_c (декабрь 1997г.)			Измерения T_c после экспозиции образцов в ОКП (май-июнь 1999г.)						T_c контрольных образцов, хранившихся на Земле (май-июль 1999г.)		
				тень			свет					
	обра- зец	T_c , К	ΔT_c , К	обра- зец	T_c , К	ΔT_c , К	обра- зец	T_c , К	ΔT_c , К	обра- зец	T_c , К	ΔT_c , К
Партия I (исходные образцы).	КИТ	90.7	1.3	КИТ	91.5	>2.3	КИС	92.8	0.3	ЗИ1 ЗИ2	92.9 92.4	0.8 0.6
				КИТ1	91.8	1.8						
Партия II (исходные образцы, подвергнутые до полёпта γ -облучению).	КГТ	91.3	3.5	КГТ	94.1	3.8	КГС	92.8	>2.8	ЗГ	93.5	>0.9
Партия III (исходные образцы, отожжённые на воздухе при температуре 450°C).	КО ₄₅₀ T	81.4	1.5	КО ₄₅₀ T	87.3	6.8	КО ₄₅₀ C	94.5	5.3	ЗО ₄₅₀	93	6.1
Партия IV (исходные образцы, отожжённые на воздухе при температуре 500°C).	КО ₅₀₀ T	79.3	1.0	КО ₅₀₀ T	86.5	6.9	КО ₅₀₀ C	87.1	7.9	ЗО ₅₀₀	86.1	6.2

Таблица 2. Изменение со временем критической температуры контрольных образцов (З) и образцов, экспонировавшихся в космосе (К) при их хранении на Земле в комнатных условиях.

№ образца		№ измер.	Дата измерения	T _c , К	Δ T _c , К
	Партия III				
1	KO ₄₅₀ T	1	4.12.97	81.4	1.5
		2	19.05.99	88.6	6.8
		3	17.04.00	92.4	5.7
2	KO ₄₅₀ C	1	4.12.97	~81.4	1.5
		2	7.07.99	94.5	5.3
		3	14.04.00	93.1	4.4
3	3O ₄₅₀	1	4.12.97	~81.4	1.5
		2	31.05.99	93	6.1
		3	15.03.00	92.6	5.3
	Партия IV				
4	KO ₅₀₀ T !? !?	1	4.12.97	79.3	1.0
		2	18.06.99	86.5	6.9
		3	22.10.99	161	0.6
		4	23.10.99	159.8	0.8
		5	26.10.99	88.3	4.7
		6	29.11.99	88.7	4.6
5	KO ₅₀₀ C	1	4.12.97	~79.3	1.0
		2	7.07.99	87.1	5.3
6	3O ₅₀₀	1	4.12.97	~79.3	1.0
		2	31.05.99	86.1	6.1

Таблица 3. Рентгеноструктурные данные по нестабильности структуры $YBa_2Cu_3O_x$

Партия I

№ образца	Образец	Номер съемки	a (Å)	b (Å)	c/z (Å)	x
1	2	3	4	5	6	7
пластинка						
1	ЗИ2	1	3.818(5)	3.88(2)	3.89(2)	6.8(3)
порошок						
2	ЗИ2	1	3.8156(9)	3.878(2)	3.886(1)	6.92(1)
		2	3.814(1)	3.887(3)	3.887(1)	6.91(1)
		3	3.8172(4)	3.879(1)	3.886(0)	6.928(2)
		4	3.8171(7)	3.883(3)	3.887(1)	6.91(2)
пластинка						
3	КИС	1	3.815(6)	3.88(2)	3.890(3)	6.86(5)
порошок						
4	КИС	1	3.812(2)	3.879(7)	3.880(3)	7.03(5)
		2	3.822(3)	3.878(7)	3.890(7)	6.9(1)
		3	3.812(1)	3.878(4)	3.879(2)	7.04(3)
		4	3.817(8)	3.882(6)	3.886(1)	6.92(2)
		5	3.8138(8)	3.883(2)	3.884(1)	6.97(1)
		6	3.8153(9)	3.878(4)	3.884(1)	6.98(1)
		7	3.813(2)	3.890(5)	3.883(1)	6.97(2)
пластинка						
5	КИТ	1	3.82(1)	3.85(3)	3.89(1)	6.9(2)
порошок						
6	КИТ	1	3.816(1)	3.887(3)	3.884(1)	6.95(1)
		2	3.816(2)	3.889(7)	3.882(2)	6.99(3)
		3	3.8172(8)	3.879(2)	3.884(1)	6.954(8)
		4	3.8152(9)	3.877(3)	3.882(1)	6.99(2)
Партия III						
пластинка						
7	ЗО ₄₅₀	1	3.820(3)	3.88(1)	3.891(3)	6.85(4)
порошок						
8	ЗО ₄₅₀	1	3.820(2)	3.882(6)	3.891(2)	6.85(3)
		2	3.818(3)	3.893(5)	3.890(1)	6.86(2)
		3	3.820(2)	3.893(4)	3.892(1)	6.84(2)
пластинка						
9	КО ₄₅₀ С	1	3.823(2)	3.898(6)	3.890(7)	6.9(1)
порошок						
10	КО ₄₅₀ С	1	3.8206(4)	3.884(1)	3.894(0)	6.793(5)
		2	3.820(1)	3.892(3)	3.893(1)	6.82(1)
		3	3.8172(8)	3.879(2)	3.884(1)	6.96(1)
1	2	3	4	5	6	7
пластинка						
11	КО ₄₅₀ Т	1	3.822(4)	3.89(2)	3.89(1)	6.9(2)
порошок						
12	КО ₄₅₀ Т	1	3.8162(8)	3.877(2)	3.889(1)	6.89(1)
		2	3.8176(7)	3.886(2)	3.890(1)	6.87(1)
		3	3.8164(8)	3.884(2)	3.888(1)	6.89(1)

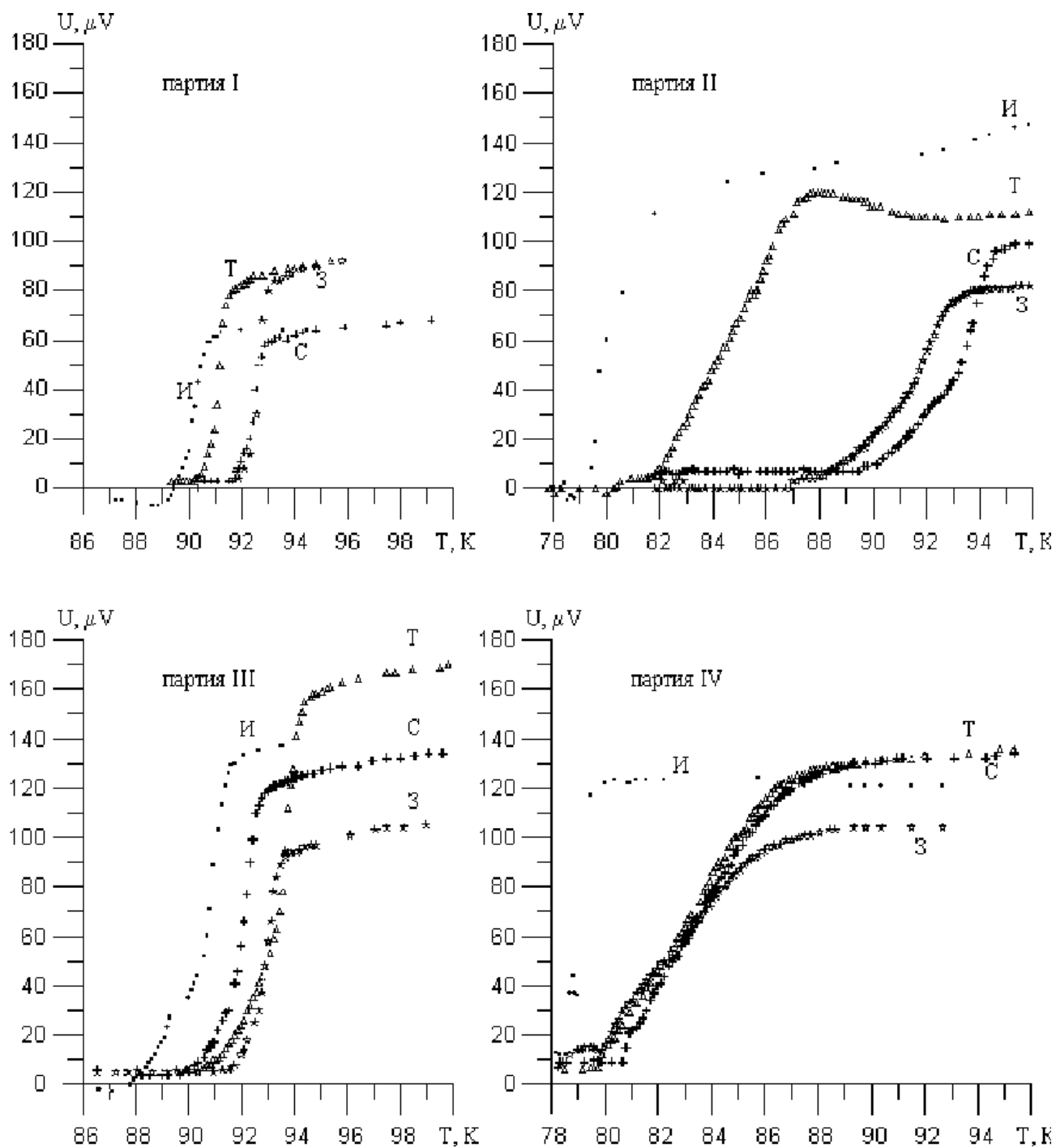


Рис.1. Смещение сверхпроводящего перехода образцов партий I-IV под воздействием космических факторов:
И - исходное состояние партии; Т - образец, экспонированный в космосе под шторкой;
С - образец, экспонированный космосе без шторки; З - образец, экспонированный на Земле.

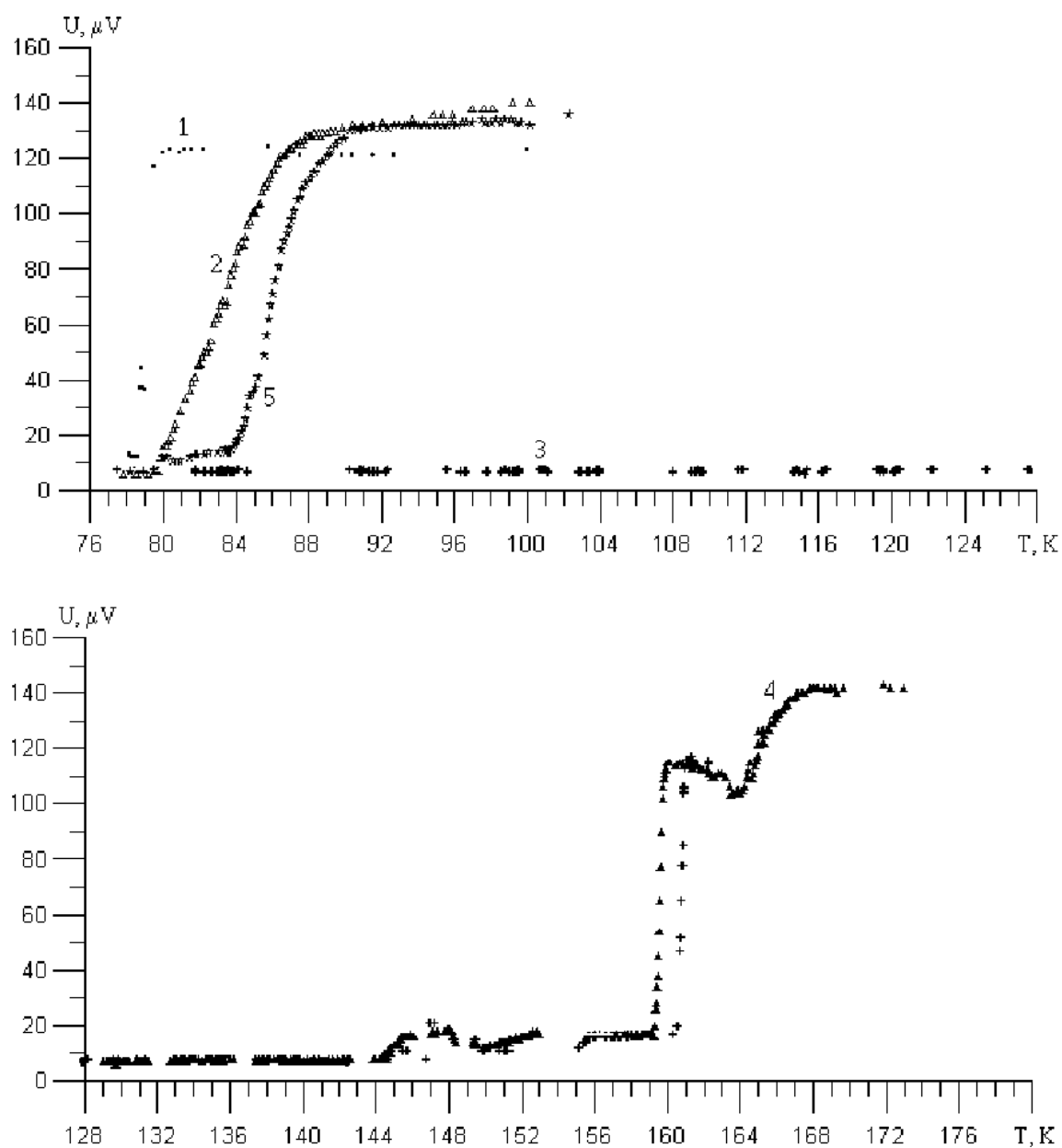


Рис. 2. Сдвиг со временем сверхпроводящего перехода недонасыщенного кислородом образца $KO_{500}T$.

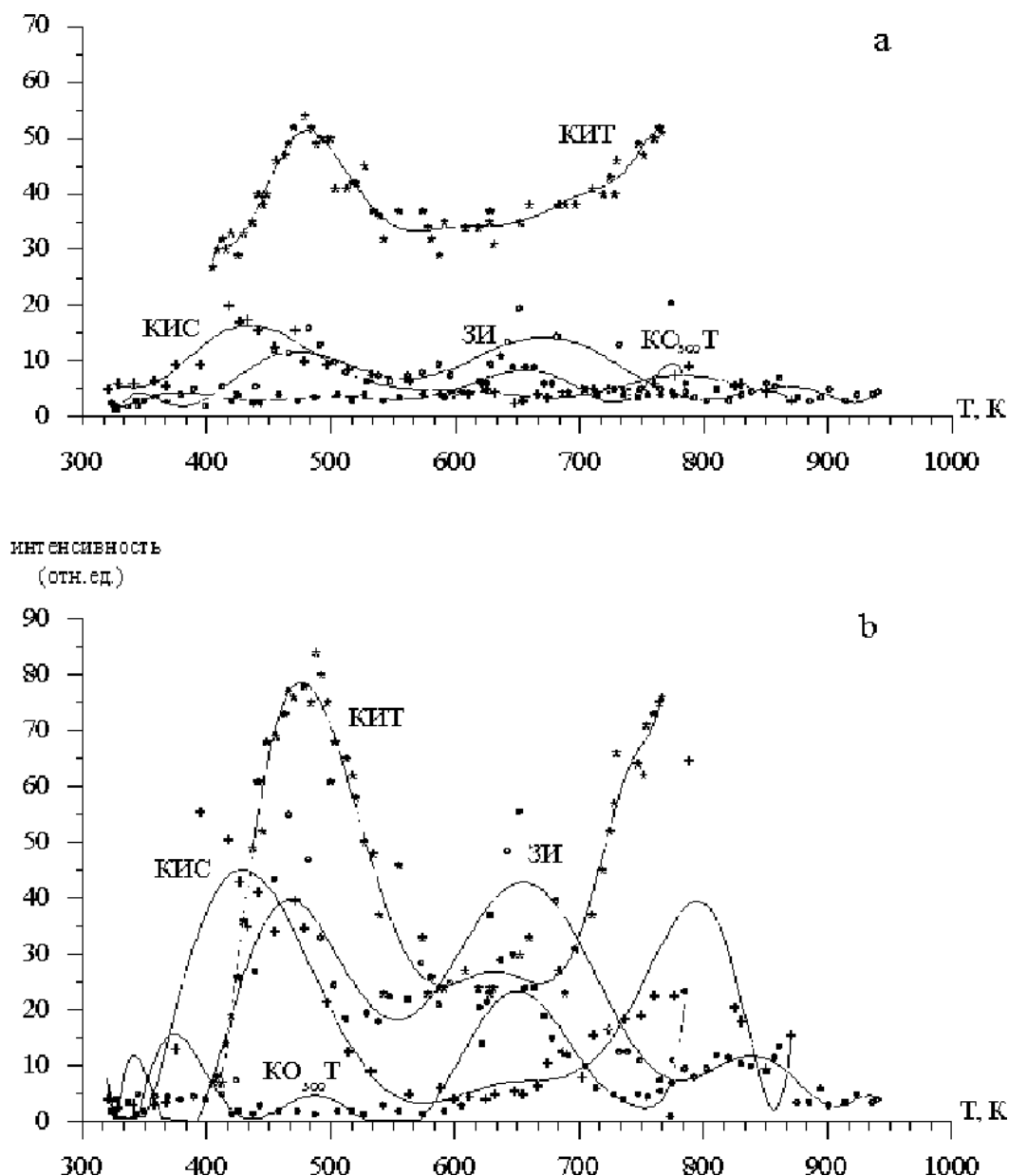


Рис.3. Спектры десорбции кислорода из иттриевой керамики
(a - атомарный кислород, b - молекулярный кислород).

Литература

- 1) Высокотемпературная сверхпроводимость: Фундаментальные и прикладные исследования: Сб. статей. Вып. 1/ Под ред. проф. А. А. Киселёва. - Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1990. -686с.
- 2) Л. С. Палатник, В. П. Никитский, С. В. Рябуха и др. «О стабильности эпитаксиальных пленок ВТСП в условиях открытого космического пространства». Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1992, т. 5, № 1, с. 139.
- 3) Л. С. Палатник, В. В. Прыткин, А. А. Козьма и др. Влияние ВУФ-облучения вакуума на состав и структуру $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. ВАНТ, сер. яд.-физ. исслед. (теор. и экспер.), 1990, вып. 4(12), 1-100, с.72-75.
- 4) А. А. Фетисов, А. А. Фотиев. Аномальная температура сверхпроводящего перехода в $RBa_2Cu_3O_{6+x}$. (R=PЗЭ). Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1993, т. 6, № 12, с. 607.
- 5) Высокотемпературные сверхпроводники: Пер. с англ. / Под ред. Д. Нелсона, М. Уиттингема, Т. Джорджа. - М.: Мир, 1988. - 400 с.

- 6) Б. Л. Оксенгендлер, В. Я. Гольдман, З. И. Каримов, М. С. Юнусов. Моделирование временных осцилляций структуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Письма в ЖТФ, т.20, в.15, 1994.
- 7) Авдюхина В. М., Кацнельсон А. А., Кодесс Б. Н. и др. Структурные изменения в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ различной нестехиометрии при продолжительном старении и после возмущающих воздействий. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1996, №6, с.36
- 8) Е. П. Романов, С. В. Сударева, Л. Л. Нугаева, Л. Я. Кобелев. Рентгенографические данные по нестабильности структуры сверхпроводящей керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.6}$. ФММ, №5, 1990, стр.122-127.
- 9) Вагина Л. Г., Мить А. Г., Назаренко Л. М., Секунова Л. М., Якушев Л. М. Времяпролётный масс-спектрометр. Патент РК №94, 1993.
- 10) Аксёнова Т. И., Бердаулетов А. К., Даукеев Д. К. Влияние гамма-облучения на физико-химические процессы в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Физика и химия обработки материалов, №4, 1995, с.104.
- 11) А. Г. Книжник, Р. А. Стукан, Е. Ф. Макаров. Изучение взаимодействия европиевых ВТСП типа 123 с водой. Сверхпроводимость: ф., х., т. 1991, т.4, №1, с.177-182.
- 12) И. В. Жихарев, С. И. Хохлова, Н. Е. Письменова. Влияние инертной среды на формирование упорядоченных состояний в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Письма в ЖТФ, 1999, т.25, в.6, с.46-48.
- 13) И. Хадиров и др. Проводящие свойства и структура нестехиометрической ромбической фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, полученной путём низкотемпературного вакуумного отжига. Письма в ЖТФ, 1998, т.24, №17, с.90.

АШЫҚ ҒАРЫШТА СӘУЛЕ ӘСЕРІН ТИГІЗГЕН ИТТРИЙЛІК КЕРАМИКАНЫҢ АСҚЫНӨТКІЗУШІ ҚАСИЕТТЕРІН ЗЕРТТЕУ.

**Сергеева Л. С., Верещак М. Ф., Қадыржанов Қ.Қ., Слюсарев А. П.,
Туматова Л. А., Назаренко Л. М., Мить А. Г., Якушев Е. М.**

Ядролық физика институты

Иттрийлік керамика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($x \sim 6.7 \div 7$) үлгілеріне ашық ғарыштық кеңістігі факторларының ықпалы зерттелді. Иттрийлік ЖТАӨ керамика үлгілерінің T_c 78, 81 және 91К АҒК - де асқынөткізуші қасиеттерін сақтайтыны белгіленген, бірақ $T_c \sim 91\text{К}$ үлгілердің тұрақтығы артығырақ келеді: ауысу сызығының ені іс жүзінде өзгермейді, ал T_c 1 - 2К-ге артты. Ғарыштық вакуумде оттегі индексі 6.7 - ден төмен түспейді. $T_c \sim 80\text{К}$ үлгілерде асқынөткізуші күйге ауысу жоғары температуралар жағына $7 \div 10\text{К}$ -ге ығысты, ал ауысу сызығының ені 5К -ге дейін артты. $U(T)$ тәуелділікке қайталама өлшеулер жүргізген сәтте оттегімен қанығуы соңына жетпеген үлгілердің бірінде $T_c \sim 160\text{К}$ -ден бастап асқынөткізуші ауысу табылған. Мақалада асқынөткізуші ауысу температурасының жылжуына әкелуші мүмкін болатын тетіктер талқыланады.

THE RESEARCH OF THE SUPERCONDUCTIVE CHARACTERISTICS FOR THE YTTRIUM CERAMICS THAT WERE EXPOSED IN OPEN COSMIC SPACE

**L.S. Sergeeva, M.F. Vereshchak, K.K. Kadyrshanov, A.P. Slyusapev,
L.A. Tumatova, L.M. Nazarenko, A.G. Mit, E.M. Yakushev**

Institute of Nuclear Physics

Influence of the open cosmic space onto the samples of yttrium ceramics ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, $x \sim 6.7 \div 7$) was researched. Samples of yttrium HTSC ceramics with T_c 78, 81 and 91K are found to conserve superconductive properties at open cosmic space, but those with $T_c \sim 91\text{K}$ are found to be more stable: the width of the transition line has not been practically changed, and T_c increased to 1-2 K. Superconductive transition at samples with $T_c \sim 80\text{K}$ shifts on $7 \div 10\text{K}$ towards high temperatures and the width of the transition line is increased up to 5 K. When the repeated measurements of the function $U(T)$ were carried out at one of the oxygen undersaturated samples, then HTSC-transition with $T_c \sim 160\text{K}$ was revealed. The possible mechanisms that lead to the shifting of superconductive transition temperature are discussed in the paper.

УДК 539.141./142

ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАЗВАЛА В ТРЕХТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Такибаев Н.Ж., Ливенцова А.С.

Институт ядерной физики НЯЦ РК

В рамках подхода эффективного потенциала взаимодействия сложных (составных) частиц дано описание неупругих переходов, в частности, процессов развала системы.

Показана связь результатов подхода с результатами теории взаимодействия в конечном состоянии, для которой определены коэффициенты усиления реакции.

Введение.

При описании трехчастичных или трехкластерных ядерных систем неизбежно возникают проблемы учета неупругих переходов, а в ряде случаев вызывает интерес описание самих неупругих реакций или неупругих переходов.

Отличие между двумя последними явлениями весьма условное. Обычно принимается, что реакция это процесс, фиксируемый в эксперименте, т. е. связанный с переходами между асимптотическими состояниями (до и после акта взаимодействия). Переход же может происходить и в самой области взаимодействия между различными состояниями системы.

Учет трехтельности, трехкластерности или трехчастичности вносит существенные математические усложнения при описании системы в сравнении с описанием при учете только двухкластерной или двухчастичной ее структуры [1,2].

В то же время трехтельность является хорошей моделью описания сложной системы, поскольку учитывает главное - аномалии и кинематические резонансы в области рассеяния, обусловленные именно трехтельными эффектами [3]. В этом плане эффекты большого числа тел интереса не представляют, т. к. указанные аномалии усредняются по дополнительным степеням свободы и сглаживаются.

В последние годы трехтельные или трехкластерные системы становятся объектом все более пристального внимания по многим причинам, но главное, в связи с надеждой описать явления ядерного синтеза при невысоких температурах, хотя может быть и при высоких давлениях и плотностях. Иначе говоря, интерес связан со стремлением понять энергетику звездной материи, что на языке термодинамического описания сводится в конечном счете к определению астрофизических S-факторов для наиболее важных ядерных переходов [4,5].

Обращаясь к теоретическому анализу переходов, происходящих в трехтельных системах, следует отметить, что физическая интерпретация яв-

лений затруднена из-за необходимости проведения объемных численных расчетов. Причем, модельные представления, как правило, не ведут к успеху в силу неприменимости теории взаимодействия в сложных системах [2,6].

Ниже излагается способ описания неупругих переходов в трехтельных системах, основанный на подходе эффективного потенциала взаимодействия в сложных системах [7,8].

Главным в излагаемом способе является решение основного уравнения - уравнения для квазидвухчастичных переходов упругого типа. Решения этого уравнения в физической области дают собственно физические квазидвухчастичные амплитуды рассеяния, а решения в нефизической области (т. е. области, сдвинутой от физической области на пороговую энергию неупругой реакции) оказываются связанными с амплитудами неупругих переходов, в частности, с амплитудами - процессов развала.

Отмеченное обстоятельство позволяет в единой схеме рассчитать как упругие, так и неупругие амплитуды реакций и найти зависимости тех и других переходов от параметров системы и деталей парных сил.

В следующем разделе излагается способ определения неупругих амплитуд рассеяния в рамках подхода эффективного потенциала взаимодействия. Затем приводятся данные расчета и их анализ.

Соотношения подхода эффективного потенциала взаимодействия для неупругих переходов

Максимально упрощая выкладки и сохраняя ясность изложения, обратимся к общим положениям теории рассеяния и подхода эффективного потенциала [1,7].

Пусть полный потенциал взаимодействия в трехтельной системе есть сумма парных сил.

$$V = \sum_{i=1}^3 V_i, \quad (1)$$

где $V_i \equiv V(j, k)$ - есть потенциал между частицами j и k , $i, j, k=1,2,3$. Пусть начальное состояние системы есть связанная пара $\alpha(i, j)$ частиц i и j и налетающая на эту пару свободная частица номера k , тогда амплитуда перехода $f_{\beta\alpha}$ из состояния α в состояние β есть

$$f_{\beta\alpha} = -\langle \varphi_\beta | (V - V_\beta) | \psi_\alpha \rangle, \quad (2)$$

где φ_β - волновая функция пары β , V_β - потенциал взаимодействия в этой паре, ψ_α - полная волновая функция системы, имеющая асимптотику при $t \rightarrow \infty$, $\psi_\alpha \rightarrow \varphi_\alpha$.

Если же в конечном состоянии все три частицы свободны, то данный переход соответствует процессу развала системы, амплитуда которого равна:

$$f_{0\alpha} = -\langle \chi_0 | V | \psi_\alpha \rangle. \quad (3)$$

Здесь индексом "0" отмечено состояние свободных частиц, а χ_0 -соответствующая им волновая функция.

Как известно, для ψ_α имеет место уравнение [1,2]

$$|\psi_\alpha\rangle = \delta_{\alpha\gamma} |\varphi_\gamma\rangle + G_\gamma [V - V_\gamma] |\psi_\alpha\rangle. \quad (4)$$

Обозначая $|T_{\gamma\alpha}\rangle = V_\gamma |\psi_\alpha\rangle$, запишем для этих операторов замкнутую систему

$$|T_{\gamma\alpha}\rangle = \delta_{\gamma\alpha} |\tau_\alpha\rangle + V_\gamma G_\gamma \bar{\delta}_{\gamma\xi} |T_{\xi\alpha}\rangle, \quad (5)$$

$$\text{где } |\tau_\alpha\rangle = V_\alpha |\varphi_\alpha\rangle, \text{ а } \bar{\delta}_{\gamma\xi} = 1 - \delta_{\gamma\xi} \equiv \begin{cases} 0, & \gamma = \xi \\ 1, & \gamma \neq \xi \end{cases}. \quad (6)$$

Система уравнений (5), где $\gamma=1,2,3$, сводится к известной системе уравнений Фаддеева [1,2]. Для этого достаточно воспользоваться тождественным операторным равенством $V_\gamma G_\gamma = t_\gamma G_0$, которое связывает парные функцию Грина и t-матрицу.

В подходе эффективного потенциала взаимодействия ключевым является следующее важное представление

$$t_\gamma G_0 = \sum_n |\tau_n\rangle \langle \frac{1}{\omega_n} | \tilde{\varphi}_n | + Q_\gamma, \quad (7)$$

и условии $\langle \varphi_\gamma | Q_\gamma = 0$. Тогда [9]

$$|\tilde{\varphi}_{n(\gamma)}\rangle = \omega_n \frac{1}{\lambda_{mn}} \langle \varphi_{m(\gamma)} | t_\gamma G_0. \quad (8)$$

Здесь m и n есть номера связанных состояний взаимодействующей пары γ .

Из уравнения (5) и представления (7) следует:

$$f_{\beta\alpha} = -V_{\beta\alpha}^{eff} \left[\delta_{\gamma\alpha} + \sum_{n(\gamma)} \frac{1}{\omega_n} f_{\gamma\alpha} \right], \quad (9)$$

$$\text{где } f_{\gamma\alpha} = -\langle \tilde{\varphi}_{n(\gamma)} | \bar{\delta}_{\gamma\xi} | T_{\xi\alpha} \rangle \quad (10)$$

есть амплитуда квазидвухчастичного расщепления, т. е. амплитуда перехода между квазидвухчастичными состояниями γ и α .

Величина

$$V_{\beta\alpha}^{eff} = \langle \tilde{\varphi}_\beta | \bar{\delta}_{\beta\xi} R_{\xi\gamma} \tau_\gamma \rangle \quad (11)$$

есть соответствующий эффективный потенциал, а оператор $R_{\beta\gamma}$ является решением уравнения Фаддеевского типа:

$$R_{\beta\gamma} = \delta_{\beta\gamma} + R_{\beta\xi} Q_\xi \bar{\delta}_{\xi\gamma}.$$

Отметим, что в ряде важных задач ядерной физики величина Q_γ может быть сделана очень маленькой, например, путем выделения дополнительных полюсных членов в (7). Для сепарабельных сил ситуация еще проще: $Q_\gamma \equiv 0$.

В свою очередь амплитуда для процессов развала приобретает вид:

$$f_{0\alpha} = -V_{0\gamma}^{eff} \left[\delta_{\gamma\alpha} + \sum_{n(\gamma)} \frac{1}{\omega_n} f_{\gamma\alpha} \right] \quad (12)$$

где

$$V_{0\alpha}^{eff} = \langle \chi_0 | \sum_{\xi=1}^3 R_{\xi\gamma} | \tau_\gamma \rangle \quad (13)$$

Отметим, и это важно, что амплитуда $f_{0\alpha}$ удовлетворяет не уравнению, как это следует для $f_{\beta\alpha}$ из (9), а простому соотношению. Таким образом, если $f_{\beta\alpha}$ найдены и известны, то правые части (12) также известны, и $f_{0\alpha}$ легко определяются.

Обратим теперь внимание на $V_{0\gamma}^{eff}$ из (13). В случае сепарабельных парных сил $V_{0\gamma}^{eff} = \langle \chi_0 | \tau_\gamma \rangle$, а $f_{0\alpha}$ при $E_\alpha = E_0$ будет равно

$$f_{0\alpha} = -\sum_{\gamma=1}^3 \langle \chi_0 | \tau_\gamma \rangle \frac{1}{E_\alpha - \frac{3}{4} k_\gamma^2 - \varepsilon_{n(\gamma)}} f_{\gamma\alpha}, \quad (14)$$

т. к. первый член в (12) исчезает в силу сохранения полной энергии.

Пусть парный потенциал $V\alpha = v(q)\lambda_\alpha v(q\odot)$, где $v(q) = \sqrt{8\pi}/(1+q^2r_\alpha^2)$, а r_α есть радиус действия сил.

Тогда $\lambda_\alpha = (1+\kappa r_\alpha)^2$, и в области невысоких энергий, где $qr_\alpha \ll 1$ следует $\left(x_\gamma^2 = \frac{3}{4} \frac{k_\gamma^2}{E_\alpha}\right)$

$$f_{0\alpha} = -\sum_{\gamma=1}^3 \frac{(kr_\gamma)^{1/2}}{E_\alpha(1-x_\gamma^2)+|\varepsilon_\gamma|} r_\gamma^{-1} f(k_\gamma, k_\alpha), \quad (15)$$

Отметим, что если $|\varepsilon_\gamma|/E_\alpha \ll 1$, то $f_{0\alpha}$ имеет ярко выраженный пик при $x_\gamma \cong 1$. В то же время амплитуды $f_{\gamma\alpha}$ квазидвухчастичных переходов

(в данном случае это будет амплитуда упругого рассеяния) берется при значениях $k_\gamma \neq k_\alpha$, так как

$$E_0 = \frac{3}{4} k_\gamma^2 + q_\gamma^2 = \frac{3}{4} k_\alpha^2 - |\varepsilon_\alpha|$$

и

$$k_\alpha^2 = k_\gamma^2 + \frac{3}{4} q_\gamma^2 + |\varepsilon_\alpha| \neq k_\gamma^2$$

Расчеты для $f_{\gamma\alpha}$ в интервале $x_\gamma = 0 \div 1$, т. е. решения уравнения (9), приведены на рис.1 и 2, где показаны их значения для различных квантовых состояний и энергий..

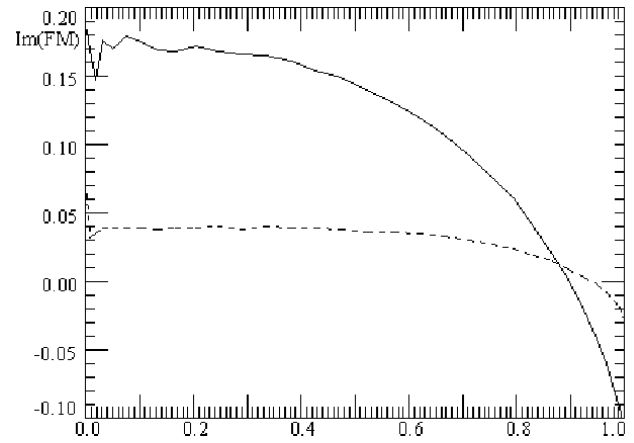
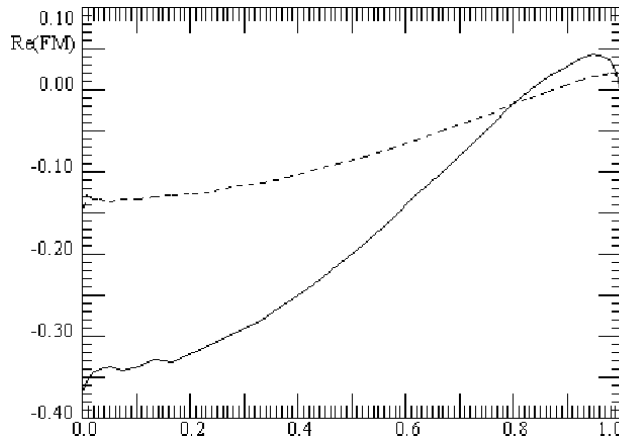


Рис. 1. Реальные и мнимые части амплитуд при энергиях $E=0.3$ (штрихованная кривая), $E=0.7$ (сплошная кривая) для бозона.

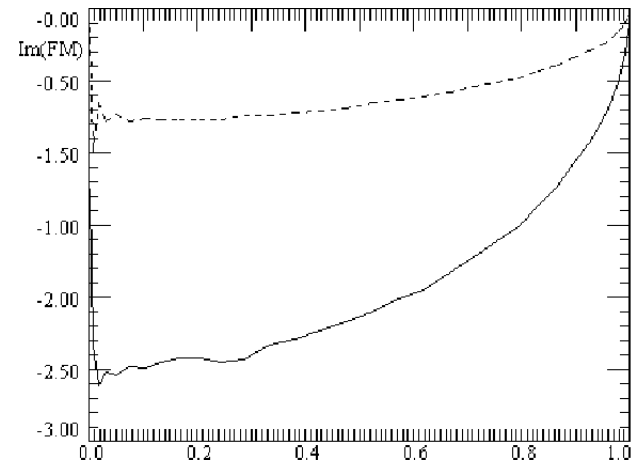
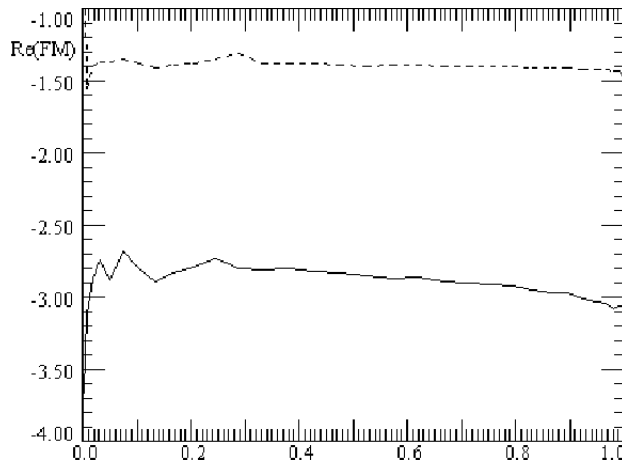


Рис. 2. Реальные и мнимые части амплитуды при энергиях $E=0.3$ (штрихованная кривая), $E=0.7$ (сплошная кривая) для квартета.

В заключение отметим, что структура $f_{0\alpha}$ в форме (12) соответствует используемым в теории взаимодействий в конечном состоянии, где можно, например, записать $f_{0\alpha}$ в виде

$$f_{0\alpha} = \langle \chi_0 | \varphi_\gamma \rangle \langle D_{\gamma\alpha}.$$

Трудность при этом представляет определение коэффициента усиления $D_{\gamma\alpha}$.

Очевидно, что коэффициент усиления D может быть легко определен из (15) и связан с решением для $f_{\gamma\alpha}$ в нефизической области. Видно также, что резонансный пик в сечении распада будет

определяться фактором $\langle \chi_0 | \varphi_\gamma \rangle$, т. е. взаимодействием парной подсистемы в конечном состоянии.

Литература

- 1) Фаддеев Л. Д., Меркурьев С. П., Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц, М. Наука, 1985.
- 2) Беляев В. Б., Лекции по теории малочастичных систем, М. Энергоатомиздат, 1986.
- 3) Пеньков Ф. М., Такибаев Н. Ж., Ядерная физика, 1994, т.57, № 7, стр. 1300.
- 4) Blochintsev L. D. et al., Few-Body System, Supplementum, 1999,¹ 10, p.219-222.
- 5) Few-Body Problems in Physics '93. Proceedings of the XIVth European Conference on Few-Body Problems in Physics, Amsterdam, The Netherlands, August 23-27, 1993.
- 6) Few-Body Problems in Physics '95. Proceedings of the XVth European Conference on Few-Body Problems in Physics, Amsterdam, Peniscola (Castellon), Spain, June 5-9, 1995.
- 7) Такибаев Н. Ж., Пеньков Ф. М., Ядерная физика, 1993, т.56, вып.7, стр. 97.
- 8) Такибаев Н. Ж., Ядерная физика, 2000, т.63, стр. 248.
- 9) Такибаев Н. Ж., Пеньков Ф. М., Ядерная физика, 1989, т.50, стр.373.

ҮШДЕНЕЛІ ЖҮЙЕЛЕРДЕГІ КҮЙРЕУ ПРОЦЕСТЕРІН СИПАТТАУ

Н. Ж. Тәкібаев, А. С. Ливенцова

Ядролық физика институты

Күрделі (құрама) бөлшектердің өзара әрекет потенциалы тұрғысының шеңберінде серпімсіз ауысулар, жеке алғанда, жүйенің күйреу процестері сипаттап берілген.

Реакцияларды күшейту коэффициенттері анықталған акырғы күйдегі әрекеттесу теориясының нәтижелерімен осы тұрғының байланысы көрсетілген.

DESCRIPTION OF DISINTEGRATION IN A THREE-BODY SYSTEM

N.Zh. Takibaev, A.S. Liventsova

Institute of nuclear physics

In the frame of the approach based on the effective potential of interaction between constituents, description of inelastic transitions, in particular, the processes of system disintegration.

Relationship is shown between the approach results and those of the theory of final state interaction where coefficients of reaction gaining factor are determined.

УДК 621.039.531:546.291:669.017.3

МЕТОДИКА И УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ И НАКОПЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ПРОЦЕССЕ ДЕФОРМАЦИИ ОБЛУЧЕННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Максимкин О.П., Гусев М.Н.

Институт атомной энергии

Описана модернизированная установка для изучения накопления и рассеяния энергии при деформации облученных металлических материалов. Рассмотрены экспериментальные результаты, полученные с ее использованием.

Введение

Известно, что процесс пластической деформации кристаллических тел сопровождается термическими эффектами и при этом часть подводимой извне механической энергии накапливается в материале. Основными носителями этой аккумулированной (латентной) энергии являются дефекты кристаллической решетки: вакансии, межузельные атомы, дислокации и т. д. С величиной накапливаемой энергии E_s связывают склонность материалов к структурно-фазовым превращениям, а также изменения многих важнейших характеристик (физических, механических, химических) [1]. В этой связи изучение особенностей и закономерностей процессов выделения и накопления энергии в ходе деформации металлических материалов представляет значительный теоретический и практический интерес.

К настоящему времени опубликовано большое число научно-исследовательских работ по изучению эффектов тепловыделения и запасаения энергии в зависимости от различных факторов (см. например [2,3]). К сожалению, неидентичность параметров проведения экспериментов затрудняет сопоставление результатов различных авторов и установление строгих закономерностей поведения материалов в условиях механических испытаний. Тем не менее, на основании многочисленных данных можно сделать некоторые предварительные выводы:

1. При деформации сплавов (твердых растворов) запасается энергии больше, чем при деформации чистых металлов.
2. Для металлов с одинаковым типом кристаллической решетки в заданных условиях абсолютное значение E_s тем больше, чем выше температура плавления.
3. Эксперименты свидетельствуют о значительном поглощении энергии при малых деформациях (ϵ) и увеличении доли рассеянной энергии с ростом ϵ .

В то же время анализ литературных данных показал, что практически отсутствуют исследования, касающиеся такого важного вопроса, как

влияние облучения высокоэнергетическими частицами на способность материалов запасать и рассеивать энергию при деформации и разрушении. Между тем эти изыскания имеют большое научное и практическое значение, в том числе и с точки зрения прогнозирования безопасности эксплуатации металлических конструкций, поскольку, во-первых, воздействие радиации на металлы и сплавы приводит к образованию дефектной структуры, а значит к повышению внутренней энергии кристаллов; в этой связи небезинтересно исследовать изменения, вносимые облучением в процессы тепловыделения и аккумуляции энергии, протекающие в материалах при их деформации и разрушении. Во-вторых, в ряде случаев запасенная энергия может достигать значительных величин (например, для графита – до 1000 кал/г) и ее выделение, в результате штатного или спровоцированного аварийной ситуацией отжига, может привести к резкому повышению температуры материала, в отдельных случаях до 1000°C [4]. С этой точки зрения вопросы накопления и высвобождения энергии в деформируемых металлических материалах также требуют обстоятельного изучения.

Величину запасенной энергии E_s определяют, в основном, двумя методами: двухступенчатым и одноступенчатым [1]. В первом случае образец сначала деформируют, а потом отжигают, измеряя при этом выделяющееся тепло. Основным недостатком двухступенчатого метода является то обстоятельство, что невозможно учесть энергию, выделившуюся за время, предшествующее отжигу. Заметим также, что двухступенчатый метод является деструктивным, что совершенно неприемлемо в случае изучения облученных, а потому дорогостоящих образцов.

При одноступенчатом методе все измерения проводят непосредственно в ходе деформации, а величину E_s определяют, используя выражение первого закона термодинамики для процесса деформирования:

$$E_s = A - Q$$

где A – работа внешних сил, затраченная на деформирование образца, Q – рассеянное тепло.

Вычисление A не представляет особых затруднений. Ее величину, как правило, находят, подсчитывая площадь под кривой "усилие F – удлинение Δl ", получаемой из экспериментов по растяжению. Для определения Q предлагаются различные способы: измерение температуры деформируемого образца, измерение теплоты выделения в процессе деформации внутри калориметра и т. п. В связи с вышесказанным к началу проведения исследований представлялось более перспективным использовать одноступенчатый метод определения запасенной энергии.

В настоящей работе описана модернизированная установка, созданная на основе ранее разработанного устройства для деформирования образцов внутри микрокалориметра [5] и предназначенная для исследования закономерностей рассеяния и запасания энергии в процессе деформации материалов, в том числе подвергнутых радиационному воздействию. Кроме того описана методика определения "истинных значений" энергетических параметров деформации и приведены некоторые экспериментальные результаты, полученные с ее использованием.

Описание установки

Установка состоит из калориметрического блока (см. рис.1а), сборки для деформирования образцов, силового привода и измерительной части, включающей в себя тензометрические датчики нагрузки и удлинения оригинальной конструкции. В качестве калориметрического блока использован серийный дифференциальный микрокалориметр Кальве фирмы "Setaram" (Франция). Его измерительный узел представляет собой массивный алюминиевый цилиндр с двумя высверленными в нем рабочими ячейками в виде вертикально расположенных каналов диаметром 17 и длиной 600 мм. В своей нижней части каналы оканчиваются посеребрёнными стаканчиками (собственно микрокалориметрическая ячейка), каждый из которых окружен батареей одинаковых термодатчиков, состоящей из 500 штук. Батареи соединены "навстречу" друг другу таким образом, что фиксируется сигнал разбаланса, связанный с протеканием теплового процесса в одной из ячеек [6], (в другую ячейку помещается образец – свидетель или эталон). Чувствительность калориметра $2 \cdot 10^{-7}$ Вт, рабочий диапазон температур – от комнатной до 200°C .

а

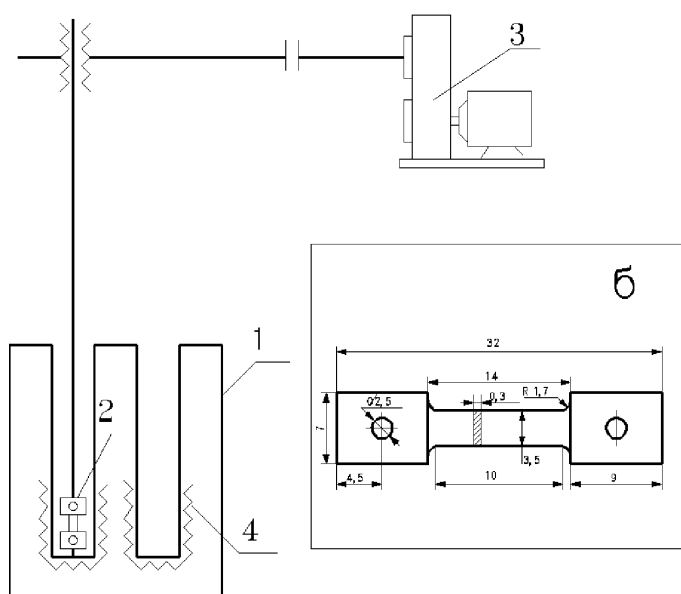


Рис.1. Блок-схема калориметрической установки (а) и геометрические размеры образца (б).
(1 – калориметрический блок, 2 – сборка для деформирования образцов,
3 – силовой привод, 4 – измерительная ячейка)

Для растяжения образца применяется микропоразрывное устройство, состоящее из приемника образца, размещаемого непосредственно внутри калориметрической ячейки, опорного стаканчика с расположенной внутри него тягой, ходового винта с червячным редуктором, который через вал вращается двигателем, расположенным на значительном удалении от установки.

Удаленное расположение силового привода в совокупности с эффективной системой амортизаторов позволило избавиться от целого ряда недостатков, присущих прототипу данной

установки. Так, было исключено влияние вибрации, неизбежной при жестком закреплении двигателя на корпусе калориметра. Использование специально сконструированного редуктора позволило регулировать скорость перемещения подвижного захвата в диапазоне от 0,01 до 2,2 мм/мин, что существенно расширило возможности применения установки, например, для случаев изучения динамического деформационного старения, мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения при деформации и других процессов,

зависящих от скорости деформирования. Максимально развиваемое усилие на образце – 140 кг – ограничено геометрическими размерами сборки для растяжения (необходимость ее размещения в узком измерительном канале) и требованиями жесткости системы "машина – образец".

На рис. 1б показаны размер и форма, используемого для растяжения образца. Его штампуют из фольги толщиной 300 мкм, утолщают головки путем приваривания полосок из того же материала, сверлят отверстия строго по оси рабочей части, а затем подвергают термообработке и облучению. Размеры и масса образцов ограничены как габаритами измерительной ячейки калориметра, так и необходимостью снизить уровень радиоактивности на рабочем месте при исследовании облученных материалов. Образцы крепятся в захватах штитфитами, что существенно сокращает время контакта с ними, и при этом позволяет избежать перекосов. Вокруг всего калориметрического блока при необходимости устанавливается биологическая защита из свинцовых экранов.

Характеристики калориметра

К основным характеристикам любой калориметрической системы относятся константа тепловой мощности M/g , связывающая интенсивность теплового процесса M с сигналом разбаланса g , а также постоянная времени τ [6]. С целью их нахождения для нашей установки в одну из ячеек микрокалориметра помещали высокоточный резистор заданной величины R и подавали на него известную тепловую мощность M , пропуская постоянный ток I так, что: $M = I^2 \cdot R$. Чтобы приблизить условия градуировочных экспериментов к реальным, в качестве нагревателя был выбран электрорезистор, по форме и площади поверхности близкий к рабочему участку образца, причем размещали его в сборке именно в том месте, где находится деформируемый образец. Имитационные эксперименты показали, что потери тепла через верхнюю часть калориметрической ячейки составляют сравнительно небольшую и фиксированную величину и их можно учесть при определении константы W/g .

С использованием данных градуировки, проведенной, в основном, в соответствии с рекомендациями, изложенными в [6], были рассчитаны значения констант микрокалориметра $W/g = 6.17 \cdot 10^{-5}$ Вт/мВ и $\tau = 365$ сек. Отметим, что полученные величины незначительно отличаются от известных в литературе характеристик установки, на которой выполнена серия работ по изучению закономерностей запасаания энергии в ионных кристаллах при сжатии [7].

В связи с необходимостью проведения испытаний при повышенных температурах возник вопрос о температурной стабильности констант калориметра. Специально проведенный цикл экспериментов показал, что в интервале 20 – 200°C отношение W/g практически не зависит от температуры внутри ячейки. Также было установлено, что теплоотвод по захватам и тяге для растяжения, расположенным в измерительной ячейке при повышенных температурах приводит лишь к смещению начала отсчета и не сказывается на точности измерений (сигнале разбаланса) в установившемся режиме. Если смещение нуля прибора велико или крайне нежелательно, то оно, как показала практика, легко устраняется путем размещения в эталонной ячейке металлического стержня с близкими к испытательной сборке теплотехническими характеристиками.

Восстановление "истинных" термограмм

Предварительные эксперименты показали, что вследствие инерционности калориметрических датчиков, первичная термограмма оказывается несколько искаженной и не позволяет судить об истинном характере тепловых процессов, протекающих при деформировании, а также не дает возможности исследовать кинетику накопления энергии в материале. Более того, первичная термограмма в ряде случаев, особенно при повышенных температурах, может дополнительно содержать нежелательную информацию о тепле, связанном с эффектами, имевшими место как до начала пластического течения, так и после разрушения образца. Такими эффектами могут быть, например, отслаивание окисной пленки, релаксационные процессы или окисление поверхности разрыва.

С целью восстановления истинной формы кривой тепловыделения нами ранее была разработана и успешно применялась методика, основанная на регуляризации Тихонова [8]. В то же время при широком использовании предложенного подхода выяснилось, что необходимо дальнейшее совершенствование методики восстановления первичных термограмм. Так, в ходе контрольных экспериментов было установлено, что помимо тепловых процессов, обусловленных пластической деформацией, имеют место эффекты, связанные с упругой деформацией сборки и самого образца. В частности, показано, что именно тепло, выделяющееся при упругом сжатии опорного стаканчика, расположенного ближе к термопарам, чем образец, ответственно за появление подъема на графике " $dQ/dt-t$ " в упругой области диаграммы растяжения образца (см. кривую 1 на рис.2).

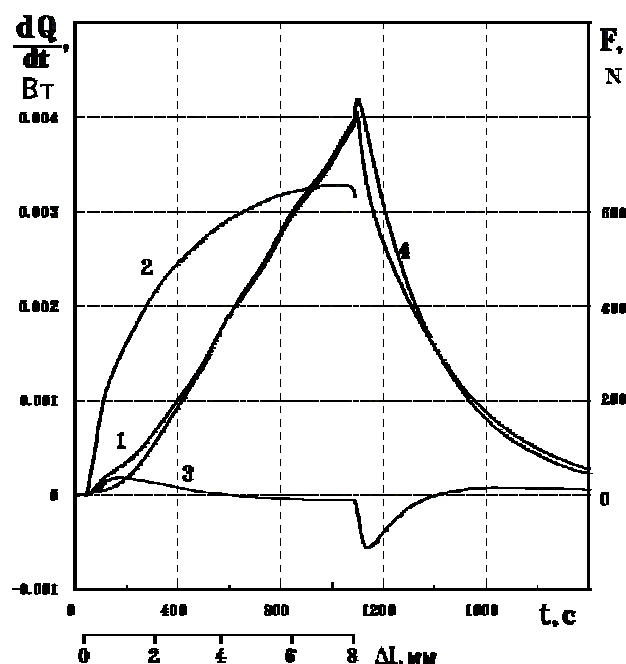


Рис.2. Экспериментальные и обработанные кривые. 1 – первичная термограмма, 2 – диаграмма растяжения, 3 – рассчитанный тепловой эффект от упругих процессов, 4 – скорректированная термограмма.

Иными словами, экспериментальная термограмма представляет собой результат суперпозиции тепловых эффектов двух процессов – пластической деформации образца и упругой деформации сборки для растяжения. И, хотя последняя обратима, а общий интеграл "упругого тепла" в эксперименте равен нулю, неучет этого обстоятельства неизбежно привнесет погрешность в восстановленную термограмму и в результате исказится информация о динамике процесса растяжения. Следовательно, для корректного применения методики восстановления [8], предполагающей единственность протекающего при деформации процесса, необходимо было устранить из экспериментальной термограммы факторы, учитывающие влияние тепла от упругих эффектов.

Для решения этой задачи предложен следующий подход к устранению "упругого тепла" из экспериментальной кривой. Известно [9], что изменение температуры упругого твердого тела при приложении нагрузки определяется соотношением:

$$\Delta T \sim k \cdot T \cdot \Delta \sigma,$$

где T – абсолютная температура, $\Delta \sigma$ – изменение механического напряжения, k – коэффициент, зависящий от материала (его упругих свойств и т. п.)

Наиболее вероятно, что в условиях, близких к изотермическим, поглощение и выделение тепла при деформации будет изменяться в соответствии с изменением приложенного напряжения:

$$\frac{dQ}{dt} = k \cdot T \frac{d\sigma}{dt}$$

Так как величина $d\sigma/dt$ может быть рассчитана из регистрируемой в ходе эксперимента диаграммы растяжения, то для определения теплового эффекта от упругих процессов необходимо лишь найти коэффициент k . С этой целью в сборку для растяжения помещали образец, который с заданной скоростью (1 кг за 1 сек) нагружали в упругой области, и записывали соответствующий тепловой эффект события. Проведенная серия контрольных экспериментов позволила установить, что максимальная амплитуда отклика dQ (точка А на рис.3) прямо пропорциональна скорости изменения напряжения $d\sigma$, или, иными словами, система линейна в заданных условиях.

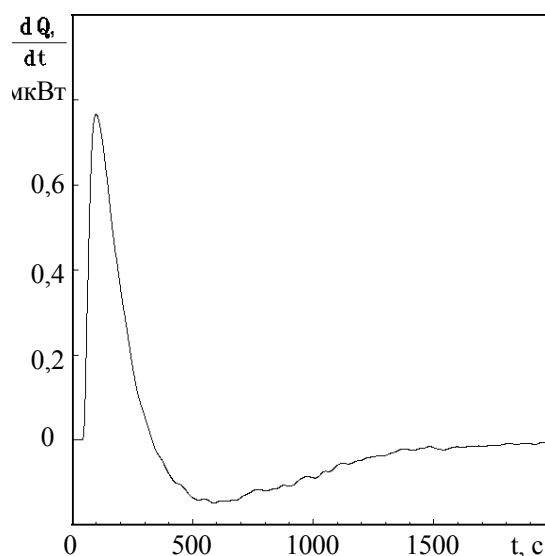


Рис.3. Тепловой эффект, связанный с нагружением образца в упругой области на 1 кг за 1 сек.

Таким образом, используя диаграмму растяжения, можно найти зависимость $d\sigma/dt$ и, зная отклик системы на единичный упругий импульс, построить кривую временной зависимости тепловых эффектов, связанных с упругими процессами (кривая 3, рис.2). Вычитая ее из экспериментальной кривой, мы определим в итоге тепло, связанное только с пластическим течением исследуемого образца (кривая 4, рис.2). Использование этой результирующей зависимости в процедуре восстановления термограммы [8] позволило получить истинную картину тепловых процессов в ходе пластической деформации образца, а также непосредственно после разрушения.

Неотъемлемой частью разработанной установки является компьютеризированная система сбора и обработки данных. Она включает в себя следующие элементы: подсистему накопления, состоящую из аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и программы-монитора, а также подсистему обработки, позволяющую в интерактивном графическом режиме обрабатывать данные, выполнять расчет механических характеристик и энергетических зависимостей.

Результаты экспериментов

Эксперименты по изучению тепловыделения и запасания энергии при деформации, на описанной выше установке, проводили на аустенизированных (1320К, 30 мин., вакуум, закалка в воду) образцах стали 12Х18Н10Т (см. рис. 1б), часть из которых

облучали в активной зоне реакторе ВВР-К до флюенса нейтронов $5 \cdot 10^{22} \text{ н/м}^2$. Испытания проводили при 20°C, скорость одноосного растяжения составляла 0.5 мм/мин.

На рис. 2 приведены типичные кривые "нагрузка F – удлинение Δl " и "скорость тепловыделения dQ/dt – время t ", полученные в ходе экспериментов. На рис. 4 показаны рассчитанные из них зависимости работы деформации A , рассеянного тепла Q и запасенной энергии E_s от степени деформации ε_i и, кроме того, E_s – от истинного напряжения течения σ для исходного и облученного образцов. Пересчет величин нагрузки F в значения σ производился с помощью эмпирической формулы, связывающей величину остаточной деформации ε_i и текущее сечение образца S_i :

где:

$$\sigma = \frac{F}{S_i}$$

$$S_i = S_0 - A\varepsilon - B \exp\left(\frac{\varepsilon_{\text{равн}} - \varepsilon_i}{\varepsilon_{\text{полн}}}\right)$$

где $\varepsilon_{\text{равн}}$ и $\varepsilon_{\text{полн}}$ – равномерная и полная деформация соответственно, S_0 – величина начального сечения, A , B – постоянные.

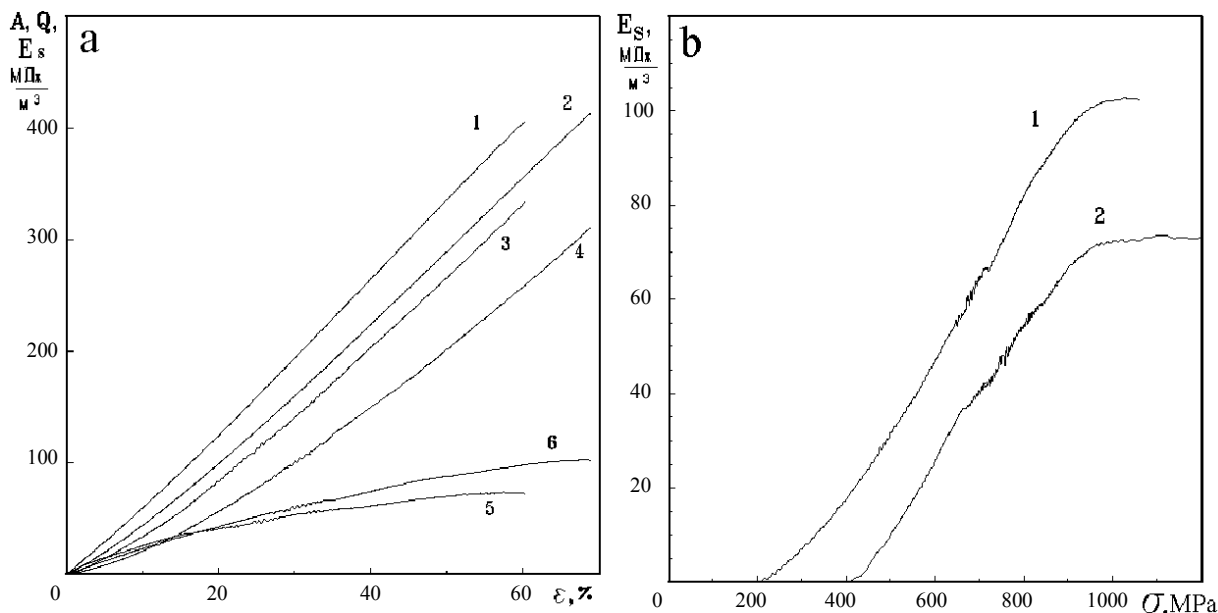


Рис.4. Получаемые в результате эксперимента и последующей обработки кривые:

а – A (1,2) и Q (3,4) и E_s (5,6) для исходной (2,4,6) и облученной (1,3,5) стали 12Х18Н10Т в зависимости от степени деформации; б – E_s как функция истинного напряжения течения σ (1 – исходная сталь, 2 – облученная флюенсом $5 \cdot 10^{22} \text{ н/м}^2$)

Из рис. 4б видно, что: а) предел текучести облученного материала выше, а его пластичность ниже, чем у исходного; б) интегральная величина работы для облученного материала с ростом степе-

ни деформации увеличивается быстрее, чем для исходного. Установлено также, что в результате нейтронного облучения увеличивается способность стали 12Х18Н10Т рассеивать при деформации под-

водимую извне энергию. При этом разрушение облученного образца наступает при меньших значениях E_s , а само накопление запасенной энергии протекает менее интенсивно, чем в исходном.

Анализируя зависимость $E_s = f(\sigma)$, можно заметить, что кривые для исходного и облученного материалов подобны, но в то же время график $E_s = f(\sigma)$ для облученной стали смещен на ~ 25 МДж/м³ в область меньших значений E_s . Как для исходного, так и для облученного материала, кривая $E_s = f(\sigma)$, по крайней мере на начальном этапе, может быть описана степенным уравнением

$$E_s = \alpha \sigma^2 + E_0.$$

Обнаружено также, что по достижении предела прочности на диаграмме растяжения прирост величины запасенной энергии, как правило, прекращается и, напротив, ускоряется прирост Q , что может быть связано, в частности, с интенсивным развитием трещинообразования.

На этой же установке выполнены серии работ по изучению температурных закономерностей накопления и рассеяния энергии для целого ряда материалов (Nb, Fe, Ni, стали 12X18H10T) [9,10]. Все они показали работоспособность отдельных узлов и всей установки в целом, а также правиль-

ность подходов, примененных в предлагаемой методике восстановления кривой теплотыделения.

Выводы

1. Разработана калориметрическая установка, которая позволяет определить в широком интервале температур и скоростей испытаний энергетические характеристики деформационных процессов: работу деформации, рассеяние тепла, запасание энергии в металлических материалах, в том числе радиоактивных. Усовершенствована методика восстановления истинных термограмм.
2. С использованием данной установки выполнена серия работ по изучению деформационных и температурных закономерностей накопления и рассеяния энергии для ряда металлов и сплавов в необлученном и облученном состояниях.
3. Результаты экспериментов, с применением данных методики и установки, могут быть использованы как в прикладных целях для прогнозирования поведения деформируемых облученных металлических материалов, так и для проведения фундаментальных исследований в области синергетики, динамики и самоорганизации дислокационных структур.

Литературы

- 1) Большанина М. А., Панин В. Е. Скрытая энергия деформации. //Исследования по физике твердого тела, Изд-во АН СССР, М., 1957, с. 193–234.
- 2) Клевин О. В., Никифоров А. В. Наблюдение локального нагрева полос скольжения при деформировании кристаллов в жидком гелии. //Известия АН СССР, сер.: Физическая, № 11, 1973, с.2411–2416.
- 3) Зайцев В. А. Относительное изменение напряжения запасенной энергии и плотности дислокаций в процессе пластического растяжения золота при 80 и 293 К. //Вестник Челябинского агроинженерного ин-та, 1997, 22, с. 46-51.
- 4) Келли Б. Радиационное повреждение твердых тел, М., 1970, с. 166–167.
- 5) Максимкин О. П. и др. Автоматизированная установка для определения энергии, запасенной в процессе растяжения материалов. //Препринт 4–87, ИЯФ АН КазССР, Алма-Ата, 1987.
- 6) Кальве Э., Прат А. Микрокалориметрия, М., 1963.
- 7) Gurov A. F. and other. Energy Stored in NaCl during Strain Hardening. //Phys. Stat. Sol., 1975, v.28, N 2, p. 571–579.
- 8) Астафьев И. В., Максимкин О. П. Восстановление калориметрических термограмм в экспериментах по изучению теплотыделения и запасания энергии при деформировании. //Зав. лаборатория, 1994, № 1, с. 44–46.
- 9) Титченер Э. Л., Бевер М. П. Скрытая энергия при наклепе. //В кн. Успехи физики металлов, IV, М., 1961.
- 10) Гусев М. Н., Максимкин О. П. О корреляции температурных изменений физико-механических и энергетических характеристик деформируемой стали 12X18H10T. //ФММ, вып. 3, т.84, № 10, 1997, с. 138–141.

**СӘУЛЕЛЕНГЕН МАТЕРИАЛДАРДЫҢ ДЕФОРМАЦИЯ АЛУ ПРОЦЕСІНДЕ ЖЫЛУ ШАШЫРАТУЫ
МЕН ЭНЕРГИЯ ЖИНАҚТАУЫН ЗЕРТТЕУГЕ АРНАЛҒАН ӘДІСТЕМЕ ЖӘНЕ ҚОНДЫРҒЫ.**

Максимкин О. П., Гусев М. Н.

Ядролық физика институты

Сәулеленген металл материалдардың деформация алу сәтінде энергия жинақтауымен шашыруын зерттеуге арналған жаңартып жетілдірген қондырғы сипатталған. Сол қондырғыны қолданым алынған эксперименттік нәтижелер келтірілген.

TECHNIQUE AND INSTALLATION FOR STUDY OF HEAT DISSIPATION AND ENERGY ACCUMULATION DURING DEFORMATION OF IRRADIATED MATERIALS.

O.P. Maksimkin, M.N. Gusev

Nuclear Physics Institute

Modernized installation for studying accumulation and dissipation of energy during the deformation of irradiated metallic materials is described. Some experimental results, obtained with its using are presented.

УДК 537.533.3; 537.533.8

РАСШИРЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МАТЕРИАЛОВ БЕЗ НАРУШЕНИЯ ИХ СО- СТОЯНИЯ СОВРЕМЕННЫМИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Бобыкин Б.В., Жданов В.С.

Институт ядерной физики

Оптимизировано использование магнитного бета-спектрометра с двойной фокусировкой секторного типа в установке для селективной по глубине мессбауэровской спектроскопии поверхностных и приповерхностных слоев материалов по электронному излучению. Специальная электронная пушка адаптирована к проведению исследований особенностей электронно-эмиссионных свойств газов, адсорбированных поверхностными слоями материалов.

Введение

Исследования свойств поверхностных и приповерхностных слоев различных материалов сохраняют свою актуальность, особенно в связи с развитием атомной энергетики, прогрессом в становлении термоядерной энергетики. Существует много методов проведения таких исследований, к числу наиболее мощных и информативных из которых относится ряд ядерно-физических методов, позволяющих, в частности, проводить измерения без нарушения физико-химического состояния поверхностных и приповерхностных слоев материалов. Расширение экспериментальных возможностей этих методов является основой для проведения соответствующих исследований на новом более высоком качественном уровне.

Развитие техники селективной по глубине мессбауэровской спектроскопии по электронному излучению

Широкое применение методов мессбауэровской спектроскопии в самых различных областях науки и техники предъявляет постоянно возрастающие требования к их приборному оснащению. В последние годы, в частности, интенсивно развивается метод селективной по глубине мессбауэровской спектроскопии по электронному излучению, который позволяет проводить весьма интересные неразрушающие исследования как прикладного, так и фундаментального характера свойств поверхностных и приповерхностных слоев материалов, содержащих мессбауэровские ядра. В Институте ядерной физики НЯЦ РК была продемонстрирована возможность реализации этого метода на базе магнитного секторного бета-спектрометра с двойной фокусировкой [1]. Хотя наша установка уже обладает характеристиками, превышающими характеристики лучших установок такого назначения других стран, однако здесь остается открытым вопрос, связанный с выбором оптимального варианта размещения в бета-спектрометре источника электрон-

ного излучения. Первый раздел работы посвящен оптимизации использования этого спектрометра в методе селективной по глубине мессбауэровской спектроскопии по электронному излучению путем расчета характеристик магнитного бета-спектрометра с двойной фокусировкой секторного типа для различных вариантов размещения источника электронов и последующего критического сравнения полученных результатов.

Характеристики магнитного бета-спектрометра с двойной фокусировкой секторного типа

Магнитный бета-спектрометр секторного типа представляет собой видоизмененную форму магнитного бета-спектрометра, в котором пучок анализируемых электронов проходит в магнитном поле не на всем его пути от источника до детектора, а только на некотором секторном участке. Для этого со стороны источника и приемной щели детектора часть магнита отсекается, а источник и щель по отношению к остающемуся сектору располагается так, чтобы форма пучка на участке сектора оставалась такой же, как и в исходном магните. Секторные бета-спектрометры особенно удобны в прикладных исследованиях, например, для селективной по глубине мессбауэровской спектроскопии, так как конструкции источника и детектора электронов размещаются в них в свободном от магнитного поля пространстве¹. Размещение же источника и детектора в межполюсном зазоре, имеющем ограниченные размеры, весьма сложная задача. Ее решение приводит к уменьшению размеров источника и детектора, а значит и к снижению эффективности измерений на бета-спектрометре.

¹ В [1] используются: источник электронов большой площади - неэквипотенциальный бета-источник бергквистовского типа; протяженный детектор электронов - позиционно-чувствительный детектор на основе шеврона микроканальных пластин.

В практическом отношении особенно благоприятны бета-спектрометры с двойной фокусировкой с сектором, "вырезанном" из магнита зигбановского бета-спектрометра $\pi\sqrt{2}$. В нем магнитное поле поперечно, осесимметрично и для обеспечения двойной фокусировки в средней плоскости межполюсного пространства должно убывать по радиусу ρ , как

$$H(\rho) = H_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots \right], \quad (1)$$

где H_0 - величина магнитного поля на электронно-оптической оси при $\rho = \rho_0$, а значение β может выбираться без особых преимуществ равным 1/8, 1/4 или 3/8. Заданное распределение поля (1) создается путем придания поверхности полюсных наконечников определенной формы. Аналитический метод нахождения требуемой формы приведен в [2].

Здесь мы представляем расчетные характеристики бета-спектрометра с распределением (1) при $\beta = 1/4$ и фокусирующим сектором магнита с

$$\begin{aligned} R_{1/2} = & \frac{1}{2} \left\{ \frac{2M\eta_0}{D} + \frac{1}{6D} \left(\cos \frac{\Phi}{\sqrt{2}} - 1 \right) \left(1 + \cos \frac{\Phi}{\sqrt{2}} - 2M \right) \tau_0^2 + \right. \\ & + \frac{1}{3D} \frac{\left(2 \cos \frac{\Phi}{\sqrt{2}} + 1 \right) (M-1)}{\sin^2 \frac{\Phi}{\sqrt{2}}} \frac{(M-1)}{M^2} \left[3M - \left(2 \cos \frac{\Phi}{\sqrt{2}} - 1 \right) (M^2 + M + 1) \right] \Phi_0^2 - , \quad (2) \\ & \left. - \frac{1}{3D} \frac{(1-M^3)}{M^2} \Phi_0^2 - \frac{2\sqrt{2}}{D} \frac{\left(\cos \frac{\Phi}{\sqrt{2}} - 1 \right)}{\sin \frac{\Phi}{\sqrt{2}}} \left[1 + \cos \frac{\Phi}{\sqrt{2}} - M - M^2 \right] \tau_0 \Phi_0 \right\} \end{aligned}$$

где $M = \cos \frac{\Phi}{\sqrt{2}} - \frac{l_2}{\sqrt{2}} \sin \frac{\Phi}{\sqrt{2}}$ - поперечное увеличение изображения прибора, $2\eta_0$ - ширина источника, $2\tau_0$ - длина источника, $2\phi_0$ - угол раствора пучка в горизонтальной средней плоскости, $2\Phi_0$ - угол раствора пучка в вертикальной плоскости. Ожидаемые характеристики в варианте 1 при $l_1 = 0$ и $l_2 = 1,86$, и в варианте 2 при $l_1 = 1,86$ и $l_2 = 0$ приведены в табличных вставках рис.1 и рис.2, соответственно, где указаны значения полуосей "а" и "б" эллипсной апертурной диафрагмы,

угловым раствором $\Phi = \pi$. Достоинством сектора с $\Phi = \pi$ является то, что в этом случае практически отпадает необходимость экранировки пучка от помехонесущих полей в области магнита. Ниже все линейные размеры даны в единицах ρ_0 . Рассматриваются случаи, когда источник совмещен с краем магнита, т. е. при $l_1 = 0$, а приемная щель в соответствии с теорией удалена от выходного края магнита на расстояние $l_2 = 1,86$ (рис.1). И, наоборот, при $l_1 = 1,86$ и $l_2 = 0$ (рис.2). Напомним, что угловой раствор Φ сектора магнита определяется его эффективными краями, которые выступают во вне фактических срезов полюсов на расстояние 0,6 величины межполюсного зазора.

Ширина электронно-оптического изображения, формируемого в такого рода бета-спектрометре, рассматривалась в [3]. При известной дисперсии прибора D ожидаемая относительная ширина спектральной электронной линии на половине ее высоты может быть вычислена по формуле:

установленной в самой широкой части пучка в магните, $\Omega/4\pi$ - получающийся при этом относительный телесный угол в процентах, $(1)\Delta R_{1/2}$ - доля полуширины спектральной линии, обусловленная последними 4-мя слагаемыми в (2), и в последних строках - $(2)\Delta R_{1/2}$ - вклад в полуширину линии от применяемой той или иной ширины источника электронов $2\eta_0$. Всюду принята одинаковая длина источника $2\tau_0 = 10 \cdot 10^{-2}$, а ширина приемной щели равна нулю.

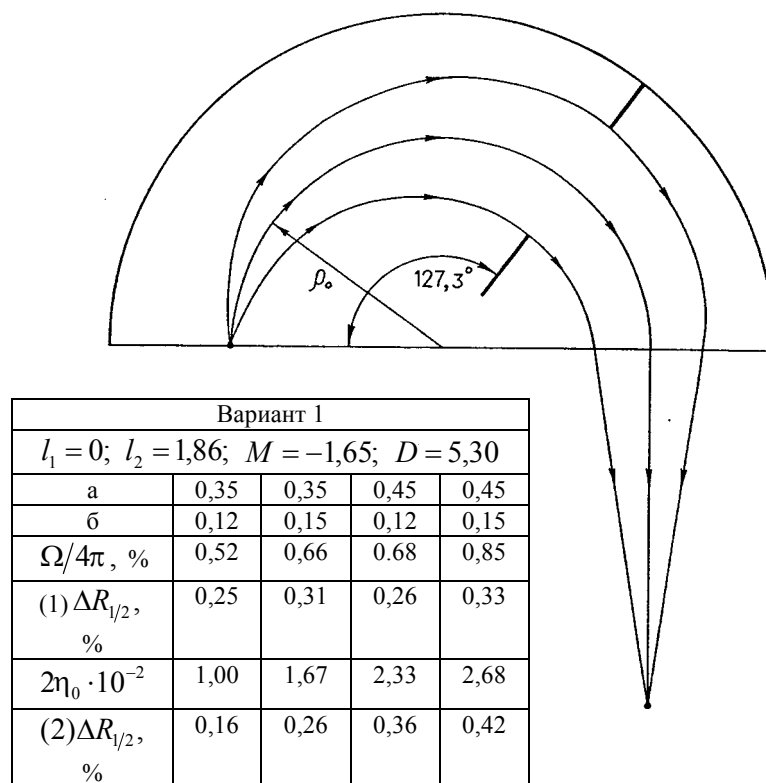


Рис. 1. Схема магнитного бета-спектрометра с двойной фокусировкой секторного типа с источником на краю магнита ($l_1 = 0$). Дано сечение в средней плоскости межполюсного зазора

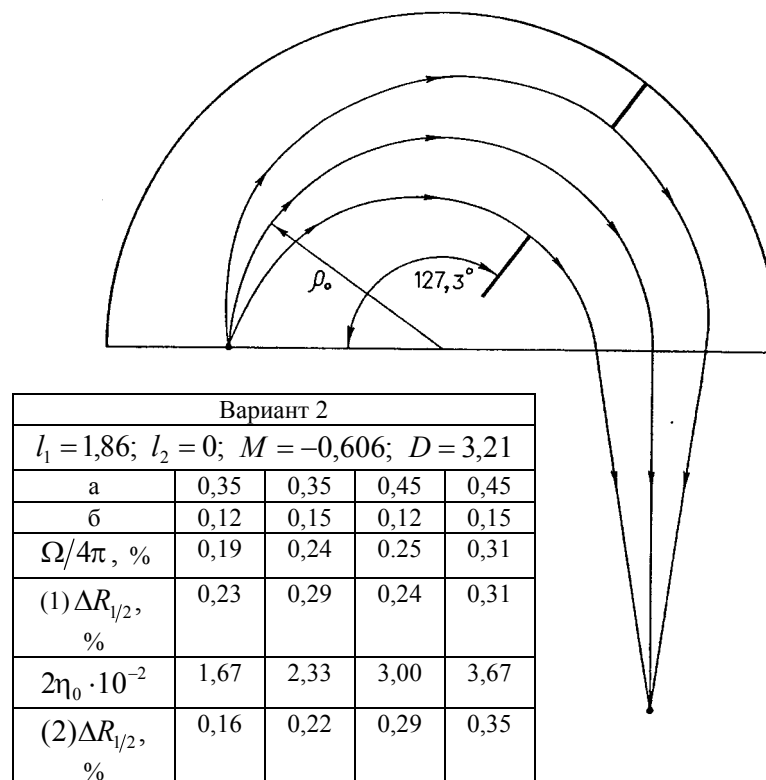


Рис. 2. Схема магнитного бета-спектрометра с двойной фокусировкой секторного типа с детектором на краю магнита ($l_2 = 0$). Дано сечение в средней плоскости межполюсного зазора

Из сравнительного анализа найденных значений следует, что в обоих случаях ожидаемая полуширина спектральных линий почти одинакова, однако в варианте 1 светосила оказывается существенно выше [4]. Таким образом наиболее оптимальным будет размещение источника электронов на краю магнитного секторного бета-спектрометра с двойной фокусировкой, используемого в установке для селективной по глубине мессбауэровской спектроскопии по электронному излучению.

Адаптация специальной электронной пушки для проведения исследований особенностей электронно-эмиссионных свойств адсорбированных газов

В предшествующие годы были начаты работы по созданию специальной электронной пушки с высокостабильным предельно малым током $10^{-11} \div 10^{-14}$ А, предназначенной для исследования электронной структуры твердых тел в поверхностных и приповерхностных слоях.

Электронная структура твердого тела обычно находится в определенных стационарных квантово-механических состояниях и чтобы корректно исследовать такие состояния в поверхностных и приповерхностных слоях, эти слои при исследовании на должны подвергаться каким-либо значительным внешним воздействиям. В частности, нарушение состояний может возникнуть уже при зондирующем обстреле поверхности из электронной пушки пучком с величиной тока в несколько мкА или даже долей мкА ($10^{-6} \div 10^{-7}$ А). Желательны токи не более 10^{-9} А. Однако стабилизировать столь малые токи радиотехническими средствами в традиционных электронных пушках чрезвычайно трудно или просто невозможно. В разрабатываемой электронной пушке источником электронного пучка является не термокатод, как в традиционной, а тонкий осадок какого-либо вещества, содержащего небольшую примесь радионуклидов. Такой осадок под воздействием электронов радиоактивного распада испускает в вакуум непрерывный во времени поток электронов вторичной природы. Если осадок находится при сверхвысоком вакууме $\sim 10^{-10}$ мм рт. ст., то этот поток во времени сам по себе строго постоянен и не нуждается в какой-либо стабилизации. Ток такой специальной пушки может составлять $10^{-10} \div 10^{-14}$ А.

Вместе с тем нами установлено, что поток вторичных электронов в обычных высоковакуумных условиях ($10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст.) испускается главным образом адсорбционными комплексами, состоящими из слабо связанных с осадком газовых молекул из остаточного газа вакуумной камеры [5]. Это, как оказалось, присуще по крайней мере солевому радиоактивному осадку CsCl, содержащему радиоактивный цезий-137, на алюминиевой подложке. Интенсивность испускания электронов в этом случае естественно будет зависеть от концентрации адсорбционных комплексов, т. е.

будет меняться по мере обезгаживания осадка в ходе вакуумной откачки. И очень важно, что такие комплексы представляют собою своеобразную квантомеханическую систему со своей оригинальной электронной структурой. Знание этой структуры и ее поведение в зависимости от внешних условий имеет большое научное и практическое значение, учитывая, что квантомеханические основы теории образования таких адсорбционных комплексов сейчас только начинают развиваться. Существующие же теории адсорбции в своем подавляющем большинстве основываются не на квантовой механике, а на классических термодинамических представлениях.

Модернизированная экспериментальная установка специальной электронной пушки

В связи с разработкой принципиально новой электронной пушки была создана довольно сложная экспериментальная установка. Вместе с тем, чтобы приспособить ее для исследования электронно-эмиссионного явления радиоактивных веществ, как такового, возникла необходимость не только ее наладки, но и введения ряда существенных усовершенствований. Этому была посвящена вторая часть представляемой работы. Настоятельность в ней была продиктована также и тем, что установка длительное время простаивала. Кстати заметим, что интерес к адсорбционному покрытию из газовых молекул поверхности обусловлен и тем, что атомно (молекулярно) "чистой" поверхности твердых тел в естественных условиях в природе не существует. Если, скажем, в лабораторных условиях поверхность очистить от посторонних атомов и молекул, то все равно за доли секунды она заадсорбируется молекулами из окружающего газа. Это нетрудно показать, если обратиться к кинетической теории газов. Как известно, за каждую сек о поверхность в 1 см^2 ударяется следующее число молекул из окружающего газа:

$$n = 3,52 \cdot 10^{22} \cdot P / \sqrt{MT} \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}, \quad (3)$$

где P - давление окружающего газа в мм рт. ст., M - молекулярный вес, T - абсолютная температура в $^\circ\text{K}$. К примеру, оценим время, за которое поверхность полностью заадсорбируется молекулами кислорода O_2 ($M = 32$) при комнатной температуре ($T = 300^\circ\text{K}$), имея ввиду, что на 1 см^2 поверхности размещается $\sim 10^{15}$ молекул, и принимая, что каждая ударившаяся молекула прилипает, т. е. коэффициент прилипания равен единице. Тогда время полного покрытия поверхности газовыми молекулами кислорода $t_{\text{нкр}}$, согласно (3), составит:

$$t_{\text{нкр}} = \frac{10^{15}}{3,52 \cdot 10^{22} \cdot P / \sqrt{MT}} = \frac{2,8 \cdot 10^{-6}}{P} - \text{сек}, \quad (4)$$

т. е. при $P = 760$ мм рт. ст. - $t_{\text{пкр}} = 3,7 \cdot 10^{-9}$ сек, при $P = 10^{-5}$ мм рт. ст. - $t_{\text{пкр}} = 0,28$ сек, при $P = 10^{-10}$ мм рт. ст. - $t_{\text{пкр}} = 7,8$ час. Из последнего примера, в частности, следует, что экспериментатор, желающий работать с "чистой" поверхностью в течение нескольких часов, обязан проводить эксперименты в сверхвысоком вакууме при $P \cong 10^{-10}$ мм рт. ст.

Структурная схема построенной экспериментальной установки макета электронной пушки в ее настоящем виде показана на рис.3. Пожалуй ее основной составляющей частью является вакуумная камера, в которой размещаются и исследуются физические блоки макета пушки. Чтобы достичь в ней определенного вакуума она должна быть достаточно герметичной. Блок макета пушки монтируется на специальном фланце, который вакуумно-плотно присоединяется к стенке вакуумной камеры. Выходящий из пушки электронный пучок направляется в блок электронно-оптического преобразователя (ЭОП), с помощью которого ток пушки может измеряться², а формируемые в ЭОП размеры пучка могут визуальным наблюдаться через стеклянное окно в стенке вакуумной камеры. Блок ЭОП аналогично блоку пушки смонтирован на другом специальном фланце, вакуумно-плотно присоединенном к вакуумной камере. Кроме того в стенку камеры вмонтирован ряд вакуумно-плотных высоковольтных электровыводов (до 8 кВ) для питания пушки, ЭОП и выводы электропроводов к измерительной аппаратуре. Непрерывная откачка камеры в ходе измерений осуществляется форвакуумным насосом и высоковакуумным масляным диффузионным насосом. Вакуум измеряется вакууметром ВИТ-2, при этом датчиком форвакуума служит термпарная лампа, а высокого вакуума - ионизационная лампа. Предельный вакуум в камере определяется упругостью пара используемого высоковакуумного масла в диффузионном насосе и составляет $(4 \div 6) \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Отметим, что применять в данной установке магниторазрядные насосы (например, "Норд" или "Орбитрон") нельзя, так как рабочее магнитное поле этих насосов довольно сильное и избежать его возмущающего влияния на пучок пушки таких легких частиц, как электроны, практически невозможно. Камера установки изготовлена из нержавеющей стали X18H10T.

Электродная структура исследуемого макета специальной электронной пушки приведена на рис.4. Формирование и фокусировка электронного пучка осуществляется электростатическим полем, которое создается здесь в промежутках между электродами. Катодом пушки в данном случае служит тонкий (по оценке $2 \div 4$ мг/см²) солевой осадок CsCl на торце алюминиевого стерженька, испускающий при комнатной температуре электроны вторичной природы с около нулевой энергией под

возбуждающим действием электронов ядерного распада цезия-137, который в количестве нескольких мКи подмешан в осадок CsCl. Питание электронной пушкой осуществляется от двух высоковольтных стабилизированных источников постоянного напряжения ВС-22. Энергия выходящих из пушки электронов может изменяться от 0,6 до 4,0 кэВ путем подачи напряжения от ВС-22(1) между катодом и трубчатым ускоряющим электродом. При этом на катод пушки подается минус, а на ускоряющий электрод заземленный плюс. Интенсивность потока электронов, поступающих непосредственно в пушку с катода регулируется подачей напряжения от источника Б5-50 между катодом и установленным перед ним модуляторным электродом. При этом на модулятор может быть подано напряжение относительно катода любой величины и полярности от 0 до 300 В, для чего в цепи установлен переключатель полярности Прк. Источник питания Б5-50, как это видно из рис.4, находится под высоким напряжением от ВС-22(1) и поэтому Б5-50 установлен в специальном изолированном со всех сторон отсеке пульта экспериментальной установки. Переключение переключателем Прк. полярности на модуляторе с "минуса" на "плюс" и наоборот, а также установление любой желаемой величины подаваемого напряжения от Б5-50, производится с помощью специальной изолирующей штанги. Для пропуска электронов от катода в пушку в центре торца модулятора проделано отверстие диаметром 1,20 мм, а сам торец удален от катода на расстояние 0,40 мм.

² Измеряется в режиме счета электронов. Описание блока дается ниже.

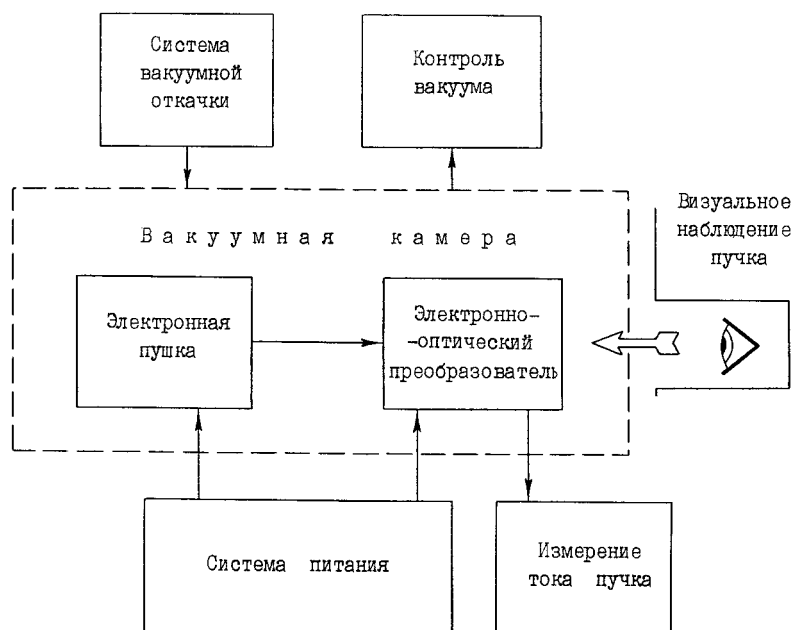


Рис. 3. Структурная схема экспериментальной установки макета электронной пушки

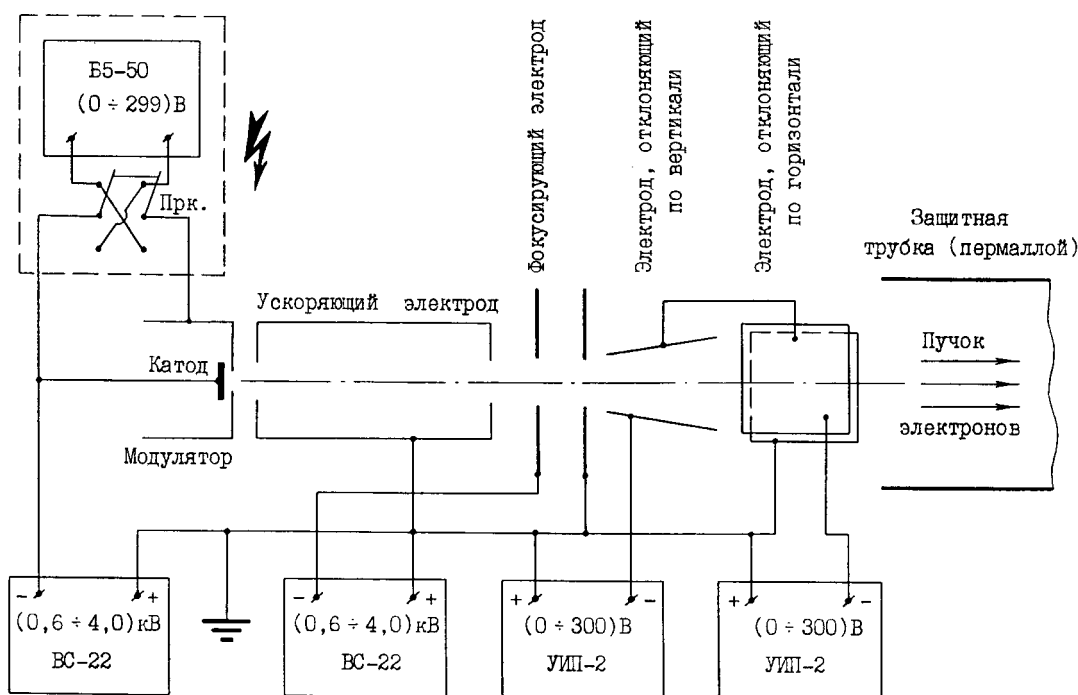


Рис. 4. Электродная структура макета специальной электронной пушки

Пользуясь переключателем Прк. и источником питания Б5-50, на экспериментальной установке специальной электронной пушки можно проводить исследования непосредственно вольтамперных характеристик вторичных электронно-эмиссионных потоков, возбуждаемых в различных веществах радиоактивным излучением. Для этого достаточно лишь установить на место катода различные эмитирующие электроны материалы.

Форма выходящего из пушки пучка регулируется подаваемым на фокусирующий электрод напряжением от источника BC-22(2). Электроды, находящиеся справа и слева от фокусирующего (см. рис.4) находятся под заземленным потенциалом и образуют в целом вместе с фокусирующим электродом одиночную электронную линзу, при прохождении которой энергия электронов на выходе остается такой же, как и на входе. Далее за оди-

ночной линзой по ходу пучка установлены две пары отклоняющих электродов-пластин. Подавая на них небольшие потенциалы от УИП-2, можно при необходимости исправлять направление движения электронов в двух взаимно перпендикулярных плоскостях так, чтобы они попадали точно на вход приемника электронов, т. е. электронно-оптического преобразователя (ЭОП). Расстояние между выходом последней пары отклоняющих пластин и входом в приемник составляет 75 мм. На этом участке электроны проходят в свободном от поля пространстве и поэтому здесь наиболее сильно подвержены воздействию внешних паразитных полей, в частности, магнитного поля Земли. На этом участке пучок пушки защищен от этого воздействия с помощью трубчатого магнитоэкрана из пермаллоя [6]. Пучок проходит внутри этой трубки.

Для измерения количества поступающих в приемник электронов в настоящей экспериментальной установке используются микроканальные пластины (МКП). МКП представляют собой пластины в виде дисков диаметром в несколько см и толщиной $0,5 \div 0,6$ мм из свинцового стекла с большим электрическим сопротивлением. Из этих исходных пластин-дисков по желанию могут быть вырезаны пластины требуемых размеров и формы - прямоугольные, квадратные и т. д. В пластинах имеются сквозные каналы диаметром около 10 мкм, отстоящие друг от друга на расстоянии $11 \div 12$ мкм. Эти каналы работают как вторичные электронные умножители. Для этого между плоскостями пластины прикладывается электрическое напряжение $900 \div 1000$ В с минусом на входе и плю-

сом на выходе канала. В результате электрон, ударившийся о внутреннюю стенку канала на входе, выбивает из нее вторичные электроны, которые под влиянием приложенного по длине канала напряжения ускоряются и выбивают затем последующие вторичные электроны и т. д., что приводит на выходе к лавине электронов. Коэффициент усиления каждого канала составляет $\sim 10^3$, т. е. упавший на вход каждый электрон сопровождается на выходе из канала лавиной в ~ 1000 электронов. Работа каждого канала как вторичного электронного умножителя обеспечивается тем, что длина канала в десятки раз превышает его диаметр, а материал стенок канала обладает высоким коэффициентом вторичной электронной эмиссии. Однако, как известно, чтобы зарегистрировать лавину радиотехническими средствами, в ней должно содержаться по крайней мере $10^6 \div 10^7$ электронов. Для этого на практике применяют сборку из двух следующих друг за другом МКП в шевронной конфигурации [7]. Элементная структура нашей сборки приемника электронов приведена на рис.5. Напряжение к элементам сборки подается от высоковольтного стабилизированного источника ВС-22 через делитель напряжения R_1, R_2, R_3 . Делитель собран с таким расчетом, чтобы между плоскостями каждой пластины (на R_1 и R_3) создавалось напряжение $950 \div 1020$ В, а между пластинами (на R_2) - $100 \div 110$ В. В сборке в качестве электродов используется медная фольга толщиной 30 мкм, а изоляционная прокладка из фторопластовой пленки толщиной 0,12 мм. Вся сборка из двух МКП в данном случае составляет по толщине 1,60 мм.

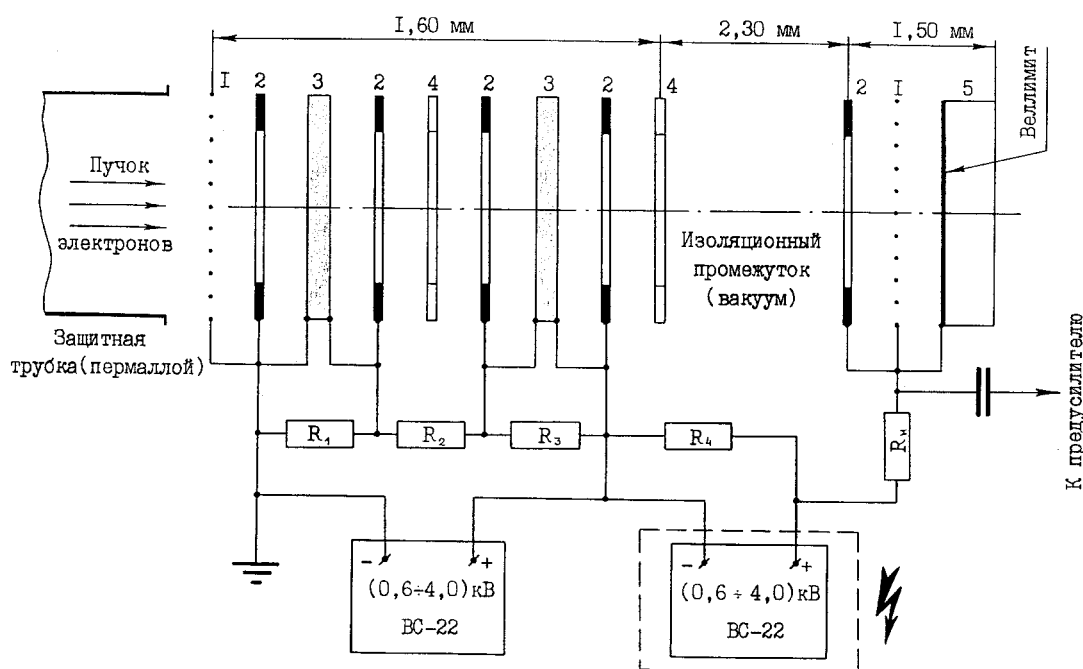


Рис. 5. Элементная структура сборки электронно-оптического преобразователя (ЭОП): 1 - сетка, 2 - контактный электрод, 3 - микроканальная пластина, 4 - изолятор, 5 - флуоресцирующий экран.

Для визуального наблюдения пучка, выходящего из сборки МКП, применен флюоресцирующий экран. В качестве светящегося состава использован веллимит, полупрозрачный осадок которого нанесен на стеклянную пластину толщиной 1,30 мм. Вторичные электроны, выходящие из МКП, обладают малой энергией (до десятков эВ), и поэтому они не могут сами по себе вызвать свечение экрана. В связи с этим выходящие из МКП вторичные электроны на промежутке МКП-экран ускоряются до 4 кэВ от дополнительного источника напряжения ВС-22. Корпус этого источника напряжения находится под высоким потенциалом, и поэтому он размещен в специальном изолированном отсеке. Участок МКП-экран усилен изоляционным вакуумным промежутком в 2,30 мм. Флюоресцирующее покрытие из веллимита на экране является изолятором и при бомбардировке электронами может заряжаться. Чтобы избежать этого, осадок из веллимита накрыт мелкоструктурной металличе-

ской сеткой с прозрачностью ~80 %. В цепь этой сетки включено нагрузочное сопротивление $R_n = 260$ кОм. Электрический сигнал, возникающий на R_n от каждой падающей на экран электронной лавины, далее передается на предусилитель и на прибор счета импульсов. Для предотвращения возникновения паразитного электрического поля в пространстве перед приемником от подаваемого на МКП потенциала здесь также установлена аналогичная мелкоструктурная сетка.

В целом сборка электронно-оптического преобразователя достаточно компактна - ее толщина составляет всего 5,40 мм.

На данной экспериментальной установке макета специальной электронной пушки, как видим, можно проводить широкие исследования не только самой пушки, но и электронно-эмиссионных свойств поверхностных и приповерхностных слоев различных веществ, используемых в качестве эмиттера в этой пушке.

Литература

- 1) Ryzhykh V. Yu., Babenkov M. I., Bobykin B. V., Zhdanov V. S., Zhetbaev A. K. Efficient Depth Selective Conversion Electron Mossbauer Spectroscopy Using a Magnetic Sector Beta-Spectrometer // Nucl. Instr. Meth. 1990, v. B47, p.470-473.
- 2) Бобыкин Б. В. Определение профиля полюсных наконечников в магнитных бета-спектрометрах, обеспечивающего в межполюсном зазоре заданное распределение поля // Сб.: Вопросы точности в ядерной спектроскопии. Вильнюс: Институт физики. 1992, с.79-85.
- 3) Rosenblum E. S. A Sector-Type Double-Focusing Magnetic Spectrometer // Rev. Sci. Instr. 1950, v.21, n.7, p.586-592.
- 4) Бобыкин Б. В., Жданов В. С. Характеристики магнитного бета-спектрометра с двойной фокусировкой секторного типа // Сб.: Ядерная и радиационная физика. Алматы. 1999, с.101-102.
- 5) Бобыкин Б. В. Особенность вольтамперной характеристики потока медленных вторичных электронов из адсорбированных газовых молекул на пористом радиоактивном веществе // Сб.: Ядерная и радиационная физика. Алматы. 1997, с.79-80.
- 6) Каден К. Электромагнитные экраны в высокочастотной технике и технике электросвязи. М.-Л. ГЭИ. 1957, 325 с.
- 7) Дмитриев В. Д. и др. Микроканальные пластины в экспериментальной ядерной физике. Препринт ОИЯИ. 13-80-535. Дубна. 1980, 24 с.

ЯДРОЛЫҚ-ФИЗИКАЛЫҚ ОСЫ ЗАМАНҒЫ ӘДІСТЕРМЕН МАТЕРИАЛДАРДЫҢ БЕТКІ ЖӘНЕ БЕТКЕ ЖАҚЫН ҚАБАТТАРЫНА ОЛАРДЫҢ КҮЙІН БҰЗБАЙ ЗЕРТТЕУЛЕР ЖҮРГІЗУДІҢ ЭКСПЕРИМЕНТТІК МҮМКІНШІЛІГІН КЕҢЕЙТУ

Бобыкин Б. В., Жданов В. С.

Ядролық физика институты

Материалдардың беткі және бетке жақын қабаттарының электрондық сәуле шығаруы бойынша тереңдікте іріктейтін мессбауэрлік спектроскопияға арналған қондырғыда тоғыстауы қосарлы секторлық түрлес магниттік бета-спектрометр оңтайланып пайдаланылған. Материалдардың беткі қабаттарымен адсорбталған газдардың электронды- эмиссиялық қасиеттерінің ерекшеліктерін зерттеуге арнаулы электрондық зенбірек бейімделген.

**THE EXTENSION OF EXPERIMENTAL POSSIBILITIES TO INVESTIGATE SURFACE AND
NEAR-SURFACE LAYERS OF MATERIALS WITHOUT CHANGE OF THEIR STATE BY
THE MODERN NUCLEAR-PHYSICAL METHODS**

B.V. Bobbykin, V.S. Zhdanov

Institute of Nuclear Physics

The application of a magnetic double-focusing beta-spectrometer of sector type in the apparatus for depth selective conversion electron mössbauer spectroscopy of surface and near-surface layers of materials is optimized. The special electron gun is adapted for investigations of peculiarities of electronic-emission properties of gases adsorbed by surface layers of materials.

УДК 539.16.04

ПРОСТЕЙШАЯ КАСКАДНО-ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ДЕФЕКТОВ В МЕТАЛЛАХ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ

Купчишин А.А., Купчишин А.И.

Алматинский государственный университет им. Абая

В работе предложена простейшая каскадно-вероятностная модель генерации дефектов в металлах, облученных реакторными нейтронами. На основе использования рекуррентных соотношений получено аналитическое выражение каскадно-вероятностной функции для нейтронов. Проведен детальный математический анализ этой функции, рассмотрено 23 ее свойства, а также представлен один из алгоритмов расчета КВФ на ПЭВМ. Анализ результатов показал, что КВФ сначала возрастает, достигает максимума и далее убывает. С увеличением глубины регистрации h и числа взаимодействий i максимум кривой смещается вправо, а его величина уменьшается.

Для создания физической модели необходимо иметь данные по сечениям взаимодействия (дифференциальным и интегральным) различных каналов реакций. Как показывают экспериментальные данные в ряде случаев полные σ_t и парциальные σ_i сечения взаимодействия в определенном интервале энергий не зависят от энергии (Ti, Mn, Ni, Zr, Nb, Mo и др.). В этом случае при условии сохранения направления движения нейтрона можно использовать простейшую каскадно-вероятностную функцию [1]. Вероятность того, что нейтрон, образованный на глубине h' достигнет глубины h под углом θ относительно выбранного направления (например относительно перпендикуляра к плоскости облучаемой пластины) без взаимодействия равна [1]:

$$\psi_0(h', h, \theta) = \exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda_t \cos\theta}\right), \quad (1)$$

$$\psi_2^i(h', h, \theta) = \frac{1}{2!} \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos\theta}\right)^2 \exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos\theta}\right) \frac{\sigma_{i1}\sigma_{i2}}{\sigma_i^2}, \quad (4)$$

где σ_{i1} и σ_{i2} - сечения взаимодействия для i -го канала реакции в первом и втором соударениях нейтрона. Для n -го соударения:

$$\psi_n^i(h', h, \theta) = \frac{1}{n!} \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos\theta}\right)^n \exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos\theta}\right) \frac{\sigma_{i1}\sigma_{i2} \times \dots \times \sigma_{in}}{\sigma_i^n}. \quad (5)$$

Далее необходимо рассчитать спектр ПВА от одного первичного нейтрона с энергией E : $W(h, E_0, E_2)$, затем концентрацию дефектов от одного нейтрона $C(h, E_0)$ и интегрируя по всему энергетическому спектру, можно рассчитать полное число дефектов от всех нейтронов на глубине h :

$$C(h) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} C(h, E_0) D(E_0) dE_0, \quad (6)$$

где $D(E_0)$ - энергетический спектр реакторных нейтронов. Существенным отличием КВ - функции для нейтронов от аналогичных функций для стабильных частиц, полученных в [1-3], является наличие накалов ре-

где λ_t - полный пробег взаимодействия, $\lambda_t = l/\sigma_t \cdot n$, n - число ядер в единице объема. Для нахождения вероятности $\psi_i(h', h, \theta)$ воспользуемся рекуррентным соотношением:

$$\Psi_n(h', h, \theta) = \int_{h'}^h \Psi_n(h', h'') \psi_0(h'', h) \frac{dh''}{\lambda \cos\theta}. \quad (2)$$

В результате для i -го канала реакции получим:

$$\psi_1^i(h', h, \theta) = \frac{\sigma_{i1}}{\sigma_i} \frac{h-h'}{\lambda \cos\theta} \exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos\theta}\right), \quad (3)$$

Аналогично имеем для $\psi_2(h', h, \theta)$

акций. Естественно это приводит к усложнению математического аппарата КВ - метода при решении конкретных задач. Проведем математический анализ КВ - функции (5) и рассмотрим основные свойства $\psi_n^i(h', h, \theta)$.

$$1. \text{ Сумма по всем каналам реакций } S_n = \sum_{i=1}^{i_{\max}} \psi_n^i(h', h, \theta) = \frac{1}{n!} \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^n \exp \left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right),$$

т. е. КВ – функция для нейтронов переходит в простейшую каскадно-вероятностную функцию, поскольку

$$V_1 = \sum_{i=1}^{i_{\max}} V_i = 1, \quad V_i = \frac{\sigma_{in}}{\sigma_i}.$$

2. Сумма по всем взаимодействиям и сумма по всем каналам реакций равна 1, т. е.

$$\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{i=1}^{i_{\max}} \psi_n^i(h', h, \theta) = 1 \quad (7)$$

Представим двойную сумму в виде

$$V = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^n \exp \left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right) * \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\sigma_{in}}{\sigma_i}. \quad (8)$$

Нетрудно показать, что $V = V_1 * V_2 = 1$, поскольку

$$V_1 = 1, \quad (9) \text{ а}$$

$$V_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^n \exp \left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right) = 1. \quad (10)$$

Это соответствует тому, нейтрон обязательно с вероятностью 1 долетит глубины h , испытав какое – то число соударений, по какой – либо траектории (и каналам реакций).

3. При $h' \rightarrow 0$

$$\lim_{h' \rightarrow 0} \psi_n^i(h', h, \theta) = \frac{1}{n!} \left(\frac{h}{\lambda \cos \theta} \right)^n \exp \left(-\frac{h}{\lambda \cos \theta} \right) \frac{\sigma_{i1} \sigma_{i2} \times \dots \times \sigma_{in}}{\sigma_i^n}, \quad (11)$$

$\psi_0(h, \theta) = \exp \left(-\frac{h}{\lambda \cos \theta} \right)$. Это соответствует падению первичных нейтронов на границу вещества.

4. $h' \rightarrow h$ или $h \rightarrow h'$. Очевидно, что

$$\lim_{\substack{h' \rightarrow h \\ h \rightarrow h'}} \psi_n^i(h', h, \theta) = 0, \quad \lim_{\substack{h' \rightarrow h \\ h \rightarrow h'}} \psi_0(h', h, \theta) = 1. \quad (12)$$

Это вполне естественно, поскольку если частица не проходит какого – либо количества вещества (глубина генерации h' равна глубине регистрации h , т. е. $h-h'=0$), вероятность испытать частице 1, 2 и т. д. n -соударений всегда равна нулю и наоборот, вероятность пройти частице нулевую глубину без взаимодействия равна единице.

5. $\theta \rightarrow 0$. Это соответствует случаю вертикального падения нейтронов на границу вещества, т. е.

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} \psi_n^i(h', h, \theta) = \frac{1}{n!} \left(\frac{h-h'}{\lambda} \right)^n \exp \left(-\frac{h-h'}{\lambda} \right) \frac{\sigma_{i1} \sigma_{i2} \times \dots \times \sigma_{in}}{\sigma_i^n}. \quad (13)$$

6. Сумма по всем каналам реакций и одновременно интеграл по всем глубинам взаимодействия, несомненно, равны единице.

$$W = \int_{h'}^h \sum_{i=1}^{i_{\max}} \psi_n^i(h', h, \theta) \frac{dh'}{\lambda \cos \theta} = 1. \quad (14)$$

Аналогично формуле (8) разбиваем (14) на два сомножителя:

$$W = V_1 * V_3 = 1, \quad (15)$$

$$\text{причем } V_3 = \int_{h'}^h \frac{1}{n!} \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^n \exp \left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right) \frac{dh'}{\lambda \cos \theta} = 1, \quad (16)$$

а V_1 - определяется аналогично (9). Для доказательства соотношения (16) необходимо интеграл n -раз взять по частям.

$$7. H = \int \psi_n^i(h', h, \theta) \frac{dh'}{\lambda \cos \theta} = W_i, \quad W_i = \frac{\sigma_{i1} * \sigma_{i2} \dots * \sigma_{in}}{\sigma_i^n}$$

Действительно, поскольку $H = V_3 * W_i$, а $V_3 = 1$, имеем $H = W_i$.

8. $h \rightarrow \infty$. Этот случай доказывается аналогично [1]. Выделяя из соотношения числитель и знаменатель, имеем:

$$\lim_{h \rightarrow \infty} \psi_n^i(h', h, \theta) = \lim_{h \rightarrow \infty} \frac{f(h)}{g(h)}, \quad (17)$$

где $f(h) = \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^i * \frac{1}{i!}$; $g(h) = \exp \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)$. Беря производную от числителя и знаменателя $i+1$ раз (по правилу Лопиталя), получаем:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \psi_n^i(h', h, \theta) = \lim_{n \rightarrow \infty} \psi_0^i(h', h, \theta) = 0.$$

С физической точки зрения вероятность того, что частица достигнет бесконечной глубины и испытает 0, 1, 2, и т. д. n соударений всегда равна нулю, что мы и имеем на самом деле.

9. $\lambda \rightarrow 0$, $\theta \rightarrow [(2k+1)/2] * \pi$, $k=1, 2, 3, \dots$

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} \psi_n^i(h', h, \theta) = 0, \quad \lim_{\lambda \rightarrow 0} \psi_0^i(h', h, \theta) = 0. \quad (18)$$

$\lim_{\theta \rightarrow \frac{2k+1}{2}\pi} \psi_n^i(h', h, \theta) = 0$, $\lim_{\theta \rightarrow \frac{2k+1}{2}\pi} \psi_0^i(h', h, \theta) = 0$. Производя замену переменных $\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} = t$, аналогично процедуре, изложенной в пункте 6, нетрудно доказать (18). С физической точки зрения ясно, что если пробег взаимодействия равен 0, то все соударения произойдут на глубине h' и до любой глубины $h > h'$ частицы не долетят. $\theta \rightarrow \frac{2k+1}{2}\pi$ соответствует случаю горизонтальному падению частицы на вещество, т. е. частица будет распространяться вдоль глубины h' и никогда не достигнет глубины $h > h'$. Все i соударений произойдут на этой глубине.

10. $n \rightarrow \infty$. Видно, что имеем неопределенность типа ∞/∞ . Поскольку сомножитель V_3 не зависит от n , исследуем сомножитель V_1 . Для доказательства воспользуемся формулой Стирлинга [1]

$$n! = \sqrt{2\pi n} \left(\frac{n}{e} \right)^n \exp \left\{ -\frac{\theta}{12n} \right\}, \quad \text{где } \pi \approx 3.14, e \approx 2.71, 0 \leq \theta \leq 1. \text{ Далее, очевидно, что}$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \psi_n^i(h', h, \theta) = 0. \quad (19)$$

С физической точки зрения вероятность испытать частице бесконечное число взаимодействий при конечных глубинах генерации и регистрации, несомненно, равна нулю.

11. Максимумы, минимумы. Для этого исследуем КВФ для нейтронов на экстремум:

$$\frac{d\psi_n^i(h', h, \theta)}{dh} = 0. \quad (20)$$

Получим:

$$L = \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^{i-1} \frac{1}{n! \lambda \cos \theta} \exp \left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right) \frac{\sigma_{i1} \sigma_{i2} \dots \sigma_{in}}{\sigma_i^n} \left[i - \frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right] = 0$$

Получим, что в точке $h = h' + n * \lambda * \cos \theta$ всегда имеет максимум, поскольку первая производная функции меняет свой знак с плюса на минус. Действительно, при $h < h' + n \lambda \cos \theta$ $\partial \psi_n^i(h', h, \theta) / \partial h > 0$, а при $h > h' + n \lambda \cos \theta$ $\partial \psi_n^i(h', h, \theta) / \partial h < 0$.

12. Найдем максимальное значение КВФ:

$$\psi_{n \max}^i = \frac{n^n}{n!} \exp(-n) \frac{\sigma_{i1} \sigma_{i2} \times \dots \times \sigma_{in}}{\sigma_i^n}. \quad (21)$$

КВ-функция принимает максимальное значение в точке $h=h_0$. Минимальное значение $\psi_n^i(h', h, \theta)$ имеет на концах интервала, т. е. при $h=h'$ и $h \rightarrow \infty$.

$$13. \quad \sum_{i=1}^{i_{\max}} \psi_{n \max}^i = \frac{n^n}{n!} \exp(-h). \quad (22)$$

Это соотношение доказывается с использованием (21) и (9).

$$14. \quad \bar{h}(n, \lambda, \theta, i) = \int_{h'}^{\infty} h \psi_n^i(h', h, \theta) \frac{dh'}{\lambda \cos \theta} = \left[(n+1) \lambda \cos \theta + h' \right] \frac{\sigma_{i1} \sigma_{i2} \times \dots \times \sigma_{in}}{\sigma_i^n}. \quad (23)$$

Равенство доказывается n -кратным интегрированием по частям. Фактически (23) определяет средний путь, который проходит нейтрон с учетом вероятности i -каналов реакции.

$$15. \quad \bar{h}(n, \lambda, \theta) \sum_{i=1}^{i_{\max}} \int_{h'}^h h \psi_n^i(h', h, \theta) \frac{dh'}{\lambda \cos \theta} = \left[(n+1) \lambda \cos \theta + h' \right]. \quad (24)$$

Здесь $\bar{h}(n, \lambda, \theta)$ есть не что иное, как средняя глубина, которую проходит нейтрон с учетом усреднения по всем каналам реакций i . Доказательство (24) ведется аналогично (23) с использованием (9).

16. При наличии только одного канала реакции $\sigma_{1n} = \sigma_{2n} = \dots = \sigma_{in} = \sigma_t$ имеем:

$$\psi_n^i(h', h, \theta) \rightarrow \psi_n(h', h, \theta) = \frac{1}{n!} \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^n \exp \left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right). \quad (25)$$

т. е. вероятность $\psi_n^i(h', h, \theta)$ переходит в простейшую КВ функцию [1].

17. Вторая производная от $\psi_n^i(h', h, \theta)$. Доказательство наличия только одного максимума.

$$M = \frac{\partial \psi_n^i(h', h, \theta)}{\partial h} = \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^{n-2} \frac{1}{n! \lambda_0^2 \cos^2 \theta} \exp \left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right) \times \\ \times \frac{\sigma_{i1} \cdot \sigma_{i2} \times \dots \times \sigma_{in}}{\sigma_i^n} \left[n(n-1) - 2n \frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} + \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^2 \right]$$

В экстремальной точке, т. е. при $h=h'+n \cdot \lambda \cdot \cos \theta$, имеем:

$$M = -\frac{n^{n-1}}{n! \lambda^2 \cos^2 \theta} \exp(-n) \times \frac{\sigma_{i1} \cdot \sigma_{i2} \times \dots \times \sigma_{in}}{\sigma_i^n}. \quad \text{Так как все параметры, входящие в это выражение всегда}$$

>0 , то имеем $M < 0$, т. е. вторая производная отрицательная, что подтверждает наличие максимума в точке h_0 .

18. Точка перегиба. Для нахождения точек перегиба приравняем вторую производную к нулю, т. е. $M=0$. Поскольку $h > h'$, $\lambda \neq 0$, $n \neq 0$, $\sigma_{in} \neq 0$, получим:

$$\left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right)^2 - 2n \frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} + n(n-1) = 0. \quad \text{Решая квадратное уравнение, относительно } h \text{ находим две точки пе-}$$

региба для зависимости $\psi(h', h, \theta)$ от h : 1. При $h_1 = h' + \lambda \cos \theta (n - \sqrt{n})$, 2. При $h_2 = h' + \lambda \cos \theta (n + \sqrt{n})$.

19. Значения функции на концах интервала. При $h=0$ и при $h \rightarrow \infty$

$$\lim_{h \rightarrow h'} \psi_n^i(h', h, \theta) = \lim_{h \rightarrow h'} \psi_0(h', h, \theta) = 0$$

$$\lim_{h \rightarrow \infty} \psi_n^i(h', h, \theta) = \lim_{h \rightarrow \infty} \psi_0(h', h, \theta) = 0.$$

20. Асимптоты. Имеются асимптоты: ось h для зависимости $\psi_n^i(h', h, \theta)$ от h и ось i для зависимости $\psi_n^i(h', h, \theta)$ от n . В обоих случаях асимптотическое значение КВФ равно нулю.

21. Выпуклость, вогнутость. На участке $h' \leq h \leq h_1$ КВФ вогнута. В интервале $h_1 \leq h \leq h_2$ - выпукла и далее при $h_2 \leq h \leq \infty$ кривая опять вогнута.

22. Область определения. Функция $\psi_n^i(h', h, \theta)$ определена в интервале $h' \leq h \leq \infty$, не имеет точек разрыва, непрерывна на всем интервале. Существуют значения ее первой и второй производной.

23. Значение функции $\psi_n^i(h', h, \theta)$ изменяется в интервале $0 \leq \psi_n^i(h', h, \theta) \leq \frac{n^n}{n!} \exp(-n)$. При небольших значениях h или i каскадно-вероятностную функцию $\psi_n^i(h', h, \theta)$ можно непосредственно рассчитать по формуле (5). Однако уже при $n > 10$ и при больших h $\psi_n^i(h', h, \theta)$ по формуле (5) посчитать уже сложно. Дело в том, что член $[(h-h')/\lambda \cos \theta]^n$ может вызвать переполнение. То же самое имеем и при $n > 20$ для $n!$. Кроме этого известно, что величины $\sigma_{1n}, \sigma_{2n} \dots \sigma_{in}, \sigma_t$ имеют очень малые значения ($\sim 10^{-24}$ см²) и произвольно их произведение считать невозможно. Все это говорит о том, что необходимо при вычислениях производить масштабирование. Существует несколько вариантов. Мы приведем, на наш взгляд, один из самых эффективных способов, записав все члены $\psi_n^i(h', h, \theta)$ под экспонентой:

$$\psi_n^i(h', h, \theta) = \exp \left[\left(-\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right) - \sum_{l=1}^n l + n \ln \left(\frac{h-h'}{\lambda \cos \theta} \right) + \sum_{k=1}^{k_{\max}} \sigma_k - n \ln \sigma_t \right]. \quad (26)$$

По формуле (26) были произведены расчеты $\psi_n^i(h', h, \theta)$ для одного канала реакции для нейтронов с энергией 8МэВ в титане, причем $\bar{\sigma}_t = 3,5$ барн. За σ_{in} бралось сечение упругого рассеяния $\bar{\sigma}_i = \sigma_{i1} = \sigma_{i2} = \dots = \sigma_{in} = 2$ барн. Плотность титана ρ бралась равной табличной при $T=20^\circ$ С. Анализ результатов показывает, что зависимость $\psi_n^i(h', h)$ от n довольно сложная. КВФ сначала возрастает, достигает максимума и далее убывает. С увеличением глубины регистрации максимум КВФ смещается вправо, а его величина уменьшается.

Литература

- 1) Боос Э. Г., Купчишин А. И. Решение физических задач каскадно-вероятностным методом. - Алма-Ата: Наука, 1988, т.1, 112с.
- 2) Боос Э. Г., Купчишин А. И. Решение физических задач каскадно-вероятностным методом. - Алма-Ата: Наука, 1988, т.2, 144с.
- 3) Купчишин А. А., Купчишин А. И., Шмыгалева Т. А. Математическое моделирование каскадно-вероятностных функций для заряженных частиц. – Алматы: Изд. АГУ им. Абая, ФТИЦ, 1998, 126с.

НЕЙТРОНДАРМЕН СӘУЛЕЛЕНДІРІЛГЕН МЕТАЛЛДАРДАҒЫ ДЕФЕКТТЕР ГЕНЕРАЦИЯСЫНЫҢ ҚАРАПАЙЫМ КАСКАДТЫ ҮҚТИМАЛДЫ МОДЕЛІ

Купчишин А. А., Купчишин А. И.

Абай атындағы Алматы Мемлекеттік Университеті

Жұмыста реактор нейтрондарымен сәулелендірілген металлдардағы дефектілер генерациясының қарапайым каскадты- ықтималды моделі ұсынылған. Нейтрондар үшін каскадты- ықтималды функцияның (К. Ы. Ф.) аналитикалық өрнегі рекуррентті қатынастарды пайдалану негізінде алынған. Бұл функцияның түпкілікті математикалық талдауы жасалған, оның 23 қасиеті қарастырылған және де К. Ы. Ф.-ны ДЭЕМ-де есептеудің алгоритмдерінің бірі ұсынылған. Нәтижелердің талдауы К. Ы. Ф.-ның алдымен өсіп, максимум мәніне жетіп, сонан соң кемитінін көрсетті. Тіркеу тереңдігі h -тың және әрекеттесу саны i -дің өсуімен қисық максимумы оңға ығысады, ал оның мәні кемиді.

**ELEMENTARY CASCADE – PROBABILITY MODEL
OF DEFECT GENERATION IN IRRADIATED BY NEUTRONS METALS.**

A.A. Kupchishin, A.I. Kupchishin

Abai Almaty State University

In this work primary cascade – probability model of defect generation in metals was suggested. Analytical expression of cascade – probability function for neutrons was obtained on the basis of using recursive correlations. Detailed mathematical analysis of the function was carried out, its 23 properties were observed, one of algorithms of cascade – probability function calculation using PC was given. Analysis of results showed that cascade – probability function increased, reached maximum shifted on the right, its value decreased with increase of depth of registration h and numbers of interactions i .

УДК 539.2; 538.945

ЛЕНТОЧНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ НА ОСНОВЕ СВИНЦА С ВЫСОКИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА

Тулеушев А.Ж., Володин В.Н., Тулеушев Ю.Ж., Лисицын В.Н., Ким С.Н., Асанов А.Б.

Институт ядерной физики

Обнаружение явления повышения критического тока сверхпроводника (СП) в результате увеличения тем или иным способом количества центров пиннинга, зависящего от свойств СП-фазы, ее структуры, количества межзеренных границ, наличия дислокаций и других неоднородностей, способствующих закреплению токовых вихрей, обусловило появление ряда исследований и технологических разработок в этой области. В числе прочих приемов исходя из возможностей ионно-плазменных процессов представляют интерес повышение числа межзеренных границ при получении мелкокристаллических материалов, а также легирование СП элементами, не взаимодействующими со сверхпроводящей основой и образующими с ней поверхность раздела фаз.

Авторами [1,2] установлено, что легирование медью лент сверхпроводника Nb (Al, Ge) в процессе его изготовления на порядок увеличивает величину критического тока вследствие появления в структуре частиц второй фазы, являющихся центрами пиннинга. Аналогичное, но менее выраженное, влияние на величину I_c получено в работе [3] предварительным легированием ниобия малым (0,2-2 мас.%) количеством элементов IV и VI групп (Ti, Zr, Mo, W), с последующим формированием сверхпроводника типа Al5, связанное по мнению авторов с образованием мелкозернистой структуры Nb₃Sn. Положительное влияние на величину критического тока оказывает также регулярность структуры, подтвержденное сравнением характеристик образцов сплава олово-свинец, полученных в условиях микрогравитации и гравитационного поля [4].

Названные и другие исследования направлены на увеличение тем или иным способом количества центров пиннинга, зависящего от свойств сверхпроводящей фазы, ее структуры, количества межзеренных границ, наличия дислокаций и других неоднородностей, способствующих закреплению токовых вихрей. В связи этим следует ожидать аналогичного или более значительного изменения структурнозависимых свойств, каким является критический ток, при легировании элементами, весьма различающимися по физическим свойствам и не вступающими во взаимодействие с материалом основы сверхпроводника.

Показательными в этом плане являются двойные системы свинец-алюминий и свинец-бериллий, которые характеризуются широкой областью несмешиваемости в жидком и твердом состоянии и не образуют промежуточных соединений [5], а разница в плотностях значительно превышает таковую в работе [4]. Получение сплавов традиционными способами в условиях гравитационного поля не представляется возможным.

Нами на основании ранее выполненных исследований и разработок по распылению и формированию материалов в плазме низкого давления созданы образцы пленочного ленточного сверхпроводника на основе свинца, легированного алюминием и бериллием, на медной подложке.

Процессы формирования и легирования сверхпроводника осуществляли одновременным распылением охлаждаемых мишеней-катодов из соответствующих высокочистых металлов (99,99 мас.%) в планарных магнетронах постоянного тока с осаждением пленки сверхпроводника на медной фольге, перемещающейся относительно потоков плазмы. СП сформирован поочередным нанесением слоев свинца и легирующего элемента толщиной по 0,3-0,6 нм до суммарной толщины 0,3-1,2 мкм. Скорость перемещения ленты при формировании покрытия указанной толщины 3,6-4 м/ч.

Рентгеноструктурные исследования легированных образцов сверхпроводника выполнены на дифрактометре ДРОН-3 с кобальтовой трубкой. На рентгенограмме (рис.1) напыленное покрытие свинец-алюминий представлено двумя фазами: свинцом и алюминием, кристаллические решетки которых не искажены и соответствуют табличным значениям. Свинец в напыленном слое представляет собой хорошо выкристаллизованную фазу с размерами зерен около 100 нм, текстурированности не выявлено. Присутствует также серия линий меди - материала фольги, микрокристаллы которой ориентированы в плоскости (220). Выполнить рентгеновский анализ для пленки свинец-бериллий не представилось возможным из-за малой интенсивности линий бериллия на фоне свинца вследствие весьма большой разницы атомных весов.

Толщину и состав пленок сверхпроводника, сформированных на ленточной медной подложке толщиной 20 мкм и шириной до 20 мм, определяли методом Резерфордского обратного рассеяния с энергией протонного пучка 500 кэВ для свинца,

легированного бериллием и 1 Мэв - алюминием, на электростатическом ускорителе УКП-2-1.

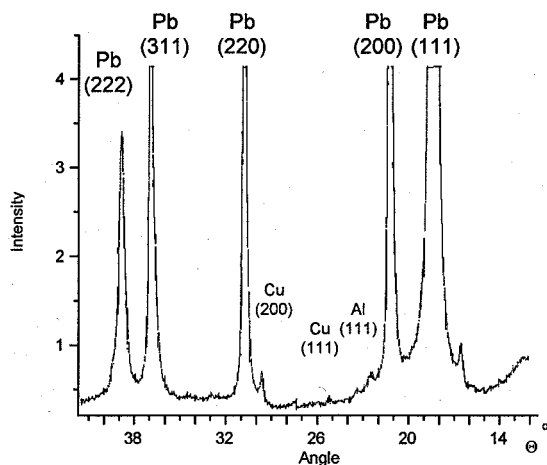


Рис. 1 Рентгенограмма образца свинец-алюминий.

Криогенным испытаниям подвергали образцы пленочного сверхпроводника, легированного бериллием (5,45 мас.%) шириной 0,5 мм с толщиной пленки 280 нм, легированного алюминием (12,8 мас.%) - 1 мм и 1,2 мкм соответственно. Результаты испытаний приведены на рис.2 для системы Pb-Be, рис.3 - Pb-Al. Видно, что критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние для обеих систем одинакова и практически не отличается от таковой для чистого свинца.

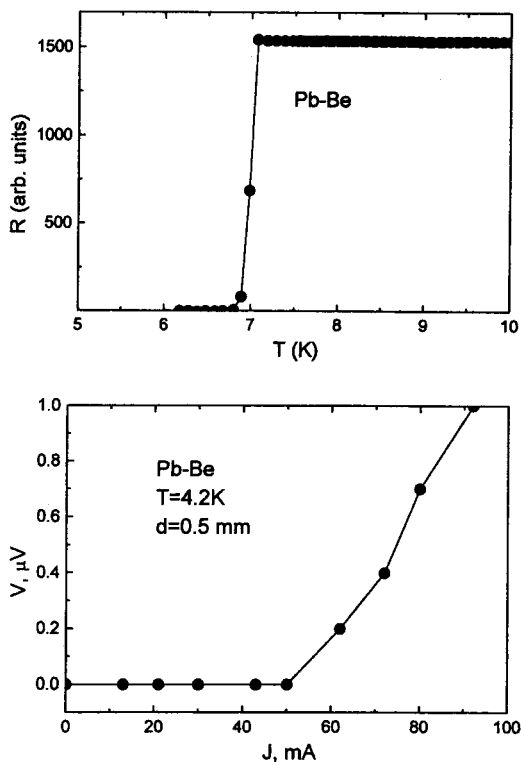


Рис.2 Определение критических характеристик

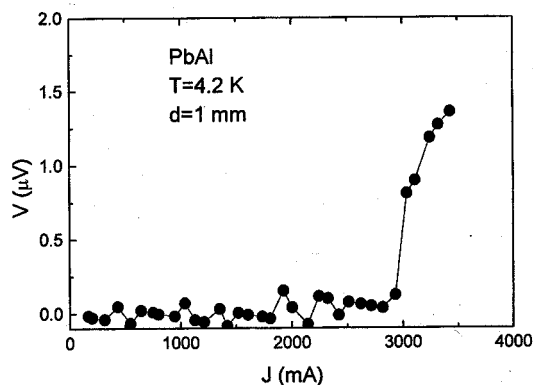
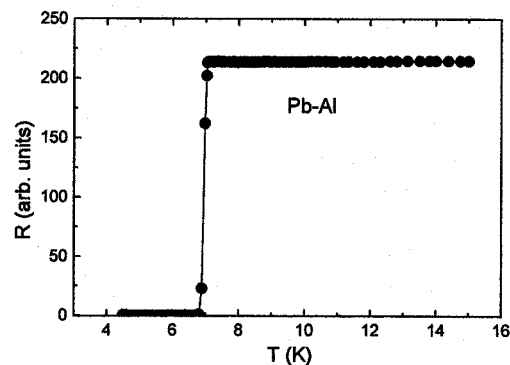


Рис.3 Определение критических характеристик свинца, легированного бериллием свинца, легированного алюминием

Обращает на себя внимание значительное многократное увеличение критического тока для обоих образцов и, особенно, в случае легирования свинца алюминием. Величина I_c для проводника Pb-Be составила $(3,1-3,6) \cdot 10^4$ А/см², для - Pb-Al - $(2,3-2,5) \cdot 10^5$ А/см², что сопоставимо с аналогичными характеристиками технически применяемых сверхпроводников NbTi - $(3-8) \cdot 10^4$ и Nb₃Sn - $(1-8) \cdot 10^5$ А/см² [6].

Проведенные, таким образом, исследования по легированию сверхпроводника, в частности свинца, элементами, не образующими соединений с материалом матрицы, со значительно отличающимися физическими свойствами, подтвердили предположение об увеличении количества центров пиннинга, следствием чего является многократное увеличение критического тока, характеристики, в значительной мере зависимой от структуры.

Введение легированного свинца в ряд сверхпроводников, которые могут быть использованы для генерации сильных магнитных полей также подтверждает перспективность методологического подхода. Кроме того, следует отметить экономическую целесообразность изготовления СП на основе свинца, обусловленную простотой технологии и низкой стоимостью исходных материалов.

Использование процесса распыления материалов в плазме низкого давления с сохранением твердофазного состояния и имплантацией частиц легирующего элемента в матрицу сверхпроводника

в относительно упорядоченном состоянии, свидетельствует о возможностях магнетронных процессов в технологиях формирования последнего в сравнении с другими и дает исследователям способ изменения физических свойств подобного рода систем.

Литература

- 1) Духовный И. С., Коржов В. П., Шмидт В. В. // ФММ - 1979.-Т.47, №5.-С.932.
- 2) Dukhovnii I. S., Fridman A. A., Korzhov V. // Phys status solidi (a). - 1980.-v.62-№1- p.123.
- 3) Брачдт Н. Б., Рочами Г. Н., Скрипко А. А., Жгутова Т. В. // Сверхпроводящие материалы. - Сб., М. Наука, 1983.- С.57.
- 4) Савицкий Е. М., Бычкова М. И., Гиллер И. Д., Булынин В. Л. // Сверхпроводящие материалы. - Сб., М. Наука, 1983.-С.108.
- 5) Барабаш О. М., Коваль Ю. Н. Структура и свойства металлов и сплавов. - Киев, Наукова думка, 1986. - С. 173.
- 6) Под ред. Григорьева И. С., Мейлихова Е.З. Физические величины. - М., Энергоатомиздат, 1991. - С.453.

СЫНДЫҚ ТОГЫНЫҢ ЖОҒАРЫ МӘНДЕРІ БАР ҚОРҒАСЫН НЕГІЗДІ ТАСПАЛЫҚ АСҚЫНӨТКІЗГІШТЕР

Түлеушев А.Ж., Володин В.Н., Түлеушев Ю.Ж., Лисицын В.Н., Ким С.Н., Асанов А.Б.

Ядролық физика институты

Ұсақ кристалды құрылым алынуы, түйіршікаралық шекара санының көбеюі және осыған байланысты сындық ток күшінің артуы салдарынан пиннинг центрлерінің ұлғаюы туралы болжамға сүйене отырып, бірінші текті асқынөткізгішті- қорғасынды, онымен өзара әрекеттеспейтін, алюминий және бериллиймен қоспалау ион-плазмалық тозаңдату арқылы жүзеге асырылған. Плазма ағынына қарағанда орын ауыстырушы мыс төсенішінде таспалық асқынөткізгіш үлгілері дайындалған. Қалыңдығы 280 нм бериллиймен (5,45 мас.%) және алюминиймен (12,8 мас.%) - 1200 нм, сәйкесті, қоспаланған таспалық асқынөткізгіш үлгілері криогендік сынақтардан өткізілген. Жүйенің екеуі үшін де сындық токтың бірнеше есе ұлғаятыны белгіленген және, әсіресе, қорғасынды алюминиймен қоспалаған жағдайда, оның шамасы Pb-Be өткізгіш үшін $(3,1-3,6) \cdot 10^4$ А·см⁻², Pb-Al үшін - $(2,3-2,5) \cdot 10^5$ А·см⁻² құрады, бұл техника жүзінде қолданылатын асқынөткізгіштер NbTi - $(3-8) \cdot 10^4$ және Nb₃Sn - $(1-8) \cdot 10^5$ А·см⁻² үшін алынған ұқсас сипаттамалармен салыстыруға жатады. Асқынөткізгішті күйге ауысудың сындық температурасы жүйенің еке

LEAD-MATRIX RIBBON SUPERCONDUCTORS WITH HIGH VALUES OF CRITICAL CURRENT

A. Zh. Tuleushev, V.N. Volodin, Yu. Zh. Tuleushev, V.N. Lisitsyn, S.N. Kim, A.B. Asanov

Institute of Nuclear Physics

On a base of an assumption about an increase in the number of pinning centers, caused by occurrence of a fine crystalline structure, an increase in the bulk amount of intergranular borders and, thus, an increase in the critical current, the doping of the first-kind superconductor - lead - by aluminum and beryllium (the elements which don't interact with lead) is carried out by means of ion plasma deposition. The samples of ribbon superconductor on the copper back moving with respect to the plasma flows are manufactured. The samples of the film superconductor doped by beryllium (5.45 mass %) 280 nm thick and by aluminum (12.8 mass %) 1200 nm thick are subject to cryogenic trials. In both systems the critical current has increased by many times, the highest increase being observed for a case of lead doping by aluminum. Thus, for the Pb-Be conductor the critical current comprises $3.1 \cdot 10^4$ to $3.6 \cdot 10^4$ А·см⁻², whereas for the Pb-Al system it equals $2.3 \cdot 10^5$ to $2.5 \cdot 10^5$ А·см⁻², being comparable with similar characteristics for the industrial superconductors NbTi ($3 \cdot 10^4$ to $8 \cdot 10^4$ А·см⁻²) and Nb₃Sn ($1 \cdot 10^5$ to $8 \cdot 10^5$ А·см⁻²). The critical temperature of transition to a superconduction state for both systems is the same, coinciding with that for lead.

УДК 621.039.53.536

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ОХЛАЖДЕНИЯ КОРИУМА ЗА ПРЕДЕЛАМИ КОРПУСА ЛВР

¹⁾ Нагасака Х., ¹⁾ Сакаки И. ²⁾ Васильев Ю.С., ²⁾ Колодешников А.А., ²⁾ Жданов В.С.

¹⁾ *Корпорация атомной энергетики, Япония*

²⁾ *Национальный ядерный центр республики Казахстан*

Эксперименты В/С выполнены для изучения взаимодействия топлива с теплоносителем (FCI) и расплава активной зоны с бетоном (MCCI) при орошении расплава водой. Смесь материалов активной зоны ЛВР, содержащая UO_2 , после плавления в электроплавильной печи (ЭПП), сливалась в бетонную ловушку. В расплаве, находящемся в бетонной ловушке моделировалось остаточное энерговыделение. При подаче недогретой воды на поверхность расплава не наблюдалось парового взрыва. Продукты МССИ охлаждались водой в течение около 20 минут, после чего МССИ подавлялось. Хорошее охлаждение явилось результатом наличия остаточной пористости расплава, образующейся за счет моделирования процесса падения расплава на бетонное основание и проникновения воды в зазор между эродированной бетонной стенкой и кориумом, а также за счет прерывания орошения водой поверхности расплава. Положительную роль подавления МССИ играло наличие гравийной подложки между кориумом и бетонным основанием.

Введение

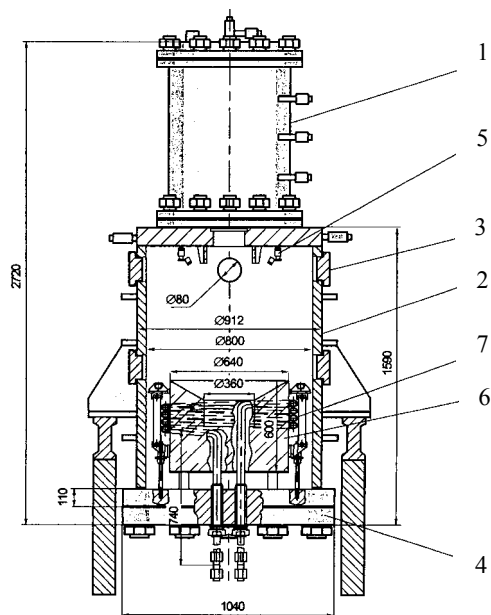
Одной из важнейших операций подавления МССИ при падении кориума на бетонное основание при тяжелой аварии является орошение расплава водой для предотвращения разрушения контейнмента. Тем не менее, в экспериментах других исследователей, таких как SWISS (Blöse, R. E., 1987), WETCOR (Blöse, R. E., 1993) и MACE (Spencer, B. W., 1991 and Farmer, M. T., 1992).

Эксперименты В/С выполнены с целью изучения процессов FCI при подаче воды на расплав материалов активной зоны (эксперименты В) и МССИ при непрерывной подаче воды на поверхность расплава (эксперименты С), выполняемые непосредственно после экспериментов В. Главными особенностями этих экспериментов являются моделирование процесса падения UO_2 содержащего кориума на базальтовый бетон перед FCI/MCCI и моделирование боковой бетонной стенки. Настоящая статья обобщает результаты с точки зрения роста давления в испытательной секции непосредственно после начала орошения расплава водой (эксперимент В) и механизм долговременного охлаждения расплава водой на основании анализа продольного разреза бетонных ловушек с затвердевшим кориумом (эксперимент С).

1. Экспериментальная установка, параметры испытаний и их процедура

Эксперименты В/С выполнены на установке "Лава-М", схема которой приведена на рис. 1 (Nagasaka, H., 1999).

В экспериментах смесь UO_2 , нержавеющей стали, циркония и ZrO_2 плавилась методом индукционного нагрева в ЭПП, которая располагалась над бетонной ловушкой. Кориум падал в бетонную ловушку внутри испытательной секции для моделирования реальной ситуации тяжелой аварии. Для моделирования остаточного энерговыделения в кориуме, он нагревался индуктором, расположенным вокруг бетонной ловушки. Вода на расплав подавалась через форсунки струей или распылением. Для измерения скорости генерации пара применялась система пароконденсации. В процессе экспериментов выполнялся пробоотбор пара из устройства приема расплава (УПР) для оценки состава парогазовой среды в процессе МССИ. Кроме того, измерялась температура и давление среды внутри испытательной секции. В экспериментах использовано два вида бетонных ловушек, - диаметром 36 см (отношение высоты ловушки к диаметру 0,19), соответствующие типовым условиям тяжелой аварии японских ЛВР, и диаметром 26 см с отношением 0,5. Эти ловушки изготавливались из базальтового бетона, моделирующего бетон японских атомных станций с точки зрения размера наполнителя (щебня), прочности и метода приготовления.



1 - ЭПП, 2 - испытательная секция, 3 - технологическое окно, 4 - подвижное днище, 5 - водяные форсунки, 6 - бетонная ловушка, 7 - индуктор

Как показано в таблице 1, в экспериментах варьировались: состав шихты, диаметр бетонной ловушки, мощность, подводимая к расплаву в ловушке, способ орошения водой, расход охлаждающей воды и время задержки начала орошения, разница давления между ЭПП и устройством приема расплава для изменения скорости слива расплава. Во всех экспериментах масса расплава составляла около 60 кг, температура расплава около 3200 К (несколько выше температуры плавления UO_2 , начальное давление среды в испытательной секции 0,3 МПа (соответствует давлению в контейнменте при тяжелой аварии), температура охлаждающей воды – комнатная. Кориум типа А соответствует композиции, полученной при аварии ТМІ-2, кориум типа В имитирует состав, получающийся в нижней части корпуса реактора. Мощность нижнего индуктора 75 кВт соответствует энерговыделению 11 Вт/см^3 (примерно в 11 раз больше, чем остаточное энерговыделение), что определено методом стационарного двумерного теплового потока для моделирования реальной скорости эрозии бетона (при 1650 К). Для подавления подводимой мощности 75 кВт необходимо подавать воду со скоростью не менее 2 литров в минуту.

Таблица 1. Условия экспериментов

параметры	эксперимент									
	В/С-4	В/С-6	В/С-9	В/С-5а	В/С-5	В/С-8	В/С-7	В/С-2	В/С-3	В/С-10
тип кориума*	В							А	В	
диаметр бетонной ловушки, см	36			26			36			
мощность нижнего индуктора, кВт	75	~0	75	~0	75					
Условия орошения водой	струя		распыл	-	струя				струя	
- способ впрыска										
- скорость, л/мин										
- температура, К										
- задержка впрыска, мин.										
ΔР (ЭПП - УПР), МПа	0					0.1	0.15	0		

Примечание. *) Состав кориума (% масс.) Тип А: UO_2 -78, нержавеющая сталь-5, ZrO_2 -17, Zr -0

Тип В: UO_2 -55, нержавеющая сталь -15, ZrO_2 -5, Zr -25

Каждый из экспериментов выполнялся в течение двух часов по следующему сценарию. 1) ЭПП и УПР вакуумировались и заполнялись аргоном под давлением 0,05 МПа, затем начинался процесс разогрева ЭПП. 2) За несколько минут до слива кориума УПР заполнялось азотом до заданного давления. 3) Отключалось питание индуктора ЭПП и включалось устройство слива расплава. 4) Включался индуктор бетонной ловушки. 5) Подавалась вода на поверхность расплава с задержкой 8 или 15 минут после слива кориума. Включалась система пароконденсации для оценки скорости генерации пара. 7) Осуществлялся периодический пробоотбор газа из УПР.

2. Обсуждение результатов экспериментов

2.1. Обсуждение результатов экспериментов fci

На рис. 2 показано, в качестве типичного примера, изменение давления в УПР после слива кориума в эксперименте В/С-3 за короткий и длинный отрезки времени. Начальный быстрый рост давления обусловлен подогревом среды в УПР от струи расплава и кориума в ловушке. Пунктирная кривая на рис. 2а показывает расчетное давление в УПР для $P/E=\text{const}$ без учета генерируемого при МССІ газа. Расчетный и измеренный максимум совпадают до 20-й секунды. Различие в кривых после 20-й секунды объясняется генерацией газа, обусловленной МССІ.

Как показано на рис. 2б, импульс давления, характерный для парового взрыва не наблюдался после начала впрыска воды с 8-минутной задерж-

кой после слива кориума. Скорость роста давления не превышает 2×10^{-3} МПа/с, что подтверждает отсутствие парового взрыва. Вышеприведенные результаты справедливы для всех экспериментов. В дей-

ствительности скорость роста давления находилась в диапазоне от 2×10^{-3} до 4×10^{-3} МПа/с и не зависела от способа впрыска воды и типа кориума.

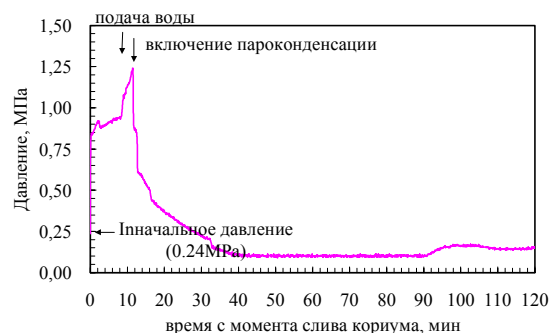
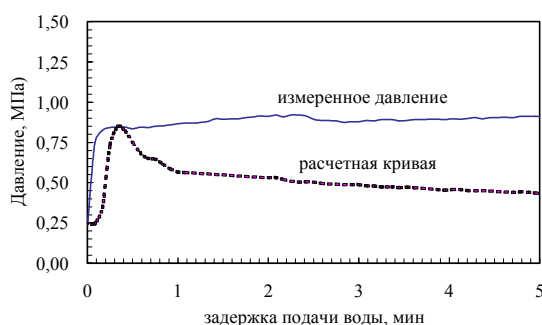


Рис.2. Давление в УПР (В/С-3)

2.2 Влияние различных параметров на изменение температуры в бетонной ловушке

На рис.3 сравниваются продольные разрезы слитков продуктов МССИ с бетонными ловушками с удаленной «рыхлой» фракцией после экспериментов В/С-5а и В/С-5. В эксперименте В/С-5а длительность нагрева кориума в ловушке составила 6 минут, а в В/С-5 — 75 минут. Из-за короткого периода нагрева в В/С-5а остались обширные полос-

ти, как результат внедрения струи кориума в бетонную ловушку. В В/С-5 эти полости исчезли и переплавленная область увеличилась вследствие длительного подогрева. Фактически, в В/С-5 бетон в окрестности слитка продуктов МССИ полностью разложился и образовалось большое количество фрагментированных продуктов МССИ. Это наблюдение подтверждает повторное плавление кориума в ловушке.



Рис.3. Подтверждение повторного расплава кориума в ловушке (В/С-5а и В/С-5)

На рис.4 показано влияние соотношения «высота/диаметр» ловушки на изменение температуры в ловушке (эксперименты В/С-5 и В/С-9). В В/С-5 наблюдалось более быстрое повышение температуры и больший максимум (соотношение равно 0,5). На рис.5 показано влияние запасенного тепла P_1 до начала орошения водой на изменение температуры в ловушке на примере экспериментов В/С-3 ($P_1=71.2$ МДж) и В/С-9 ($P_1=26.2$ МДж). В В/С-3 отмечен более быстрый нагрев и больший

максимум температуры бетона. Влияние типа кориума на температуру бетона очень слабое. Более высокая температура в экспериментах В/С-5 и В/С-3 привела к образованию большого количества фрагментированных продуктов взаимодействия над слитком. Тем не менее, температура бетона постепенно снижалась после начала орошения расплава водой и МССИ было подавлено во всех экспериментах.

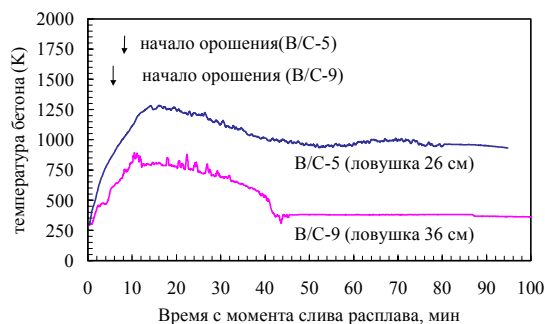


Рис.4. Влияние соотношения "высота/диаметр" ловушки на температуру бетона

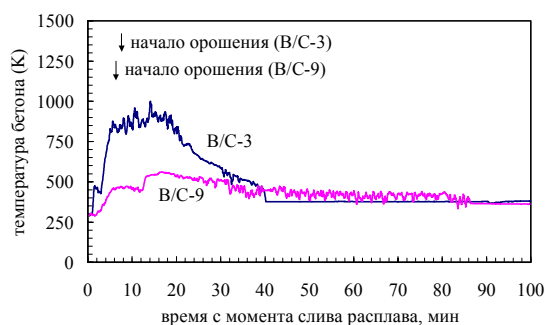


Рис.5. Влияние тепла, запасенного в расплаве до подачи воды на температуру бетона

2.3 Механизм охлаждения продуктов мсци

В таблице 2 приведены данные по состоянию затвердевших продуктов МСЦИ и бетона. Результаты экспериментов классифицированы в зависимости от массы фрагментированных продуктов МСЦИ на три группы: вариант (1) - формирование частиц массой 20...40% общей массы продуктов МСЦИ (1а) для ловушки с внутренним диаметром 26 см, (1б) для ловушки с внутренним диаметром 36 см; вариант (2) - масса частиц составляет 70...80% общей массы продуктов МСЦИ; вариант (3) - фрагменты продуктов МСЦИ не образовались. Очевидно из таблицы, что максимальная глубина эрозии бетона наблюдается в случаях наибольшей массы фрагментированных продуктов МСЦИ.

Выполнена оценка скорости съема тепла с расплава в бетонной ловушке при близких значениях давления в УПР по балансу энергии без учета потерь тепла из УПР и предположении о перемешивании воды в бассейне над продуктами МСЦИ. Съем тепла на единицу площади затвердевших продуктов МСЦИ находится в пределах 0,2...0,7 Вт/м², что близко к аналогичным значениям в экспериментах SWISS, WETCOR и MACE.

Таблица 2. Состояние затвердевших продуктов МСЦИ и деградированного бетона

классификация параметр эксперимент	Вариант (1)			Вариант (2)			Вариант (3)			
	(1а)		(1б)	В/С-2	В/С-3	В/С-10	В/С-6	В/С-7	В/С-8	В/С-9
	В/С-5а	В/С-5	В/С-4							
состояние продуктов МСЦИ										
-полная масса* (кг)	47	56	56	45	46	58	53	52	42	51
-масса фрагментов (кг/%)	9/19	21.5/38	19/34	35/78	33/72	48/83	нет	нет	нет	нет
крупные частицы** (кг)	0	0	6	0	0	18	-	-	-	-
мелкие частицы*** (кг)	9	21.5	13	35	33	30	-	-	-	-
среднемассовый диаметр мелких частиц (мм)	0.6	0.8	2.2	1.5	1.0	0.4	-	-	-	-
-слиток (кг)	38	34.5	37	10	13	10	53	52	42	51
состояние бетона										
-макс. эрозия (мм) стенка/дно	13/28	10/25	25/22	15/15	15/20	48/40	8/15	10/18	8/15	~0/10
-макс. толщина гравийной подложки (мм)	12	15	21	18	15	15	10	12	12	5
-макс. толщина деградиро- ванного бетона (мм)	40	55	65	40	34	35	32	35	30	20

Примечания. *) полная масса продуктов МСЦИ после эксперимента. **) Частицы размером более 16 мм. ***) Частицы размером менее 16 мм.

На рис.6 показано продольные сечения затвердевших продуктов МСЦИ, характерные для ряда экспериментов, описанных выше. Во всех случаях наблюдается гравийная подложка и деградированный бетон, как в донной, так и в боковой части внутренней поверхности ловушек. Гравийная подложка увеличивается при увеличении глубины эрозии бетона. Слой деградированного бетона, окружающий гравийную

жающий гравийную подложку, является результатом испарения свободной воды из бетона и некоторых химических реакций в бетоне.

В эксперименте В/С-5 (вариант (1а)), когда кориум в бетонной ловушке относительно слабо охлаждался вследствие большого соотношения толщина/диаметр, сформировался слой фрагментов толщиной 10...12 см над слитком толщиной

10...12 см, как результат длительного МССИ. В слитке имеются трещины и каналы в направлении от дна ловушки к поверхности слитка. Внутренняя поверхность каналов и трещин гладкая, имеющая коричневый цвет, что свидетельствует об окислении металлических компонентов газом, проходящим через эти каналы. Внутри слитка наблюдаются мелкие фрагменты гравия, как видно из рис. 3.

В эксперименте В/С-4 (вариант (16)), в котором орошение водой расплава прерывалось с 26-й по 56 минуту при непрерывном подогреве кориума, сформировалось около 34% фрагментов за счет частичного повторного расплавления кориума, несмотря на то, что отношение толщины слоя расплава к диаметру мало. Фрагментированные продукты МССИ состоят из крупных (размером более 16 мм) и мелких частиц, как и в других экспериментах. В таблице 2 отмечено наибольшее содержание частиц среднего размера. "Рыхлая" засыпка отделяется от нижнего слитка толщиной 4...9 см твердой коркой толщиной не более 5 мм. Нижний слиток состоит из сплошной массы на периферии и отдельных блоков в центральной части. Это наблюдение подтверждает всплывание крупных частиц в результа-

те разрыва корки в центральной части продуктов МССИ, связанного с уменьшением толщины корки и ростом давления под коркой. Действительно, на 68-й минуте отмечено слабое повышение давления, хотя система пароконденсации в этот момент работала (см. рис.7).

В эксперименте В/С-3 (вариант (2)), в котором задержка начала орошения водой была примерно в 2,5 раза больше, чем в вариантах (1) и (3), большая часть продуктов МССИ была фрагментирована и только небольшой слиток оставался в периферийной области ловушки в результате интенсивного МССИ. Большое количество разложившегося бетона белого цвета оказалось внедрено в слиток.

В эксперименте В/С-9 (вариант (3)), в котором энергия, сообщенная расплаву до начала орошения была мала и отношение толщина/диаметр также мало, фрагментированных продуктов МССИ не образовалось. В слитке имеются несколько каналов в направлении от дна ловушки к поверхности слитка. Глубина эрозии бетонного основания составила не более 1 см.

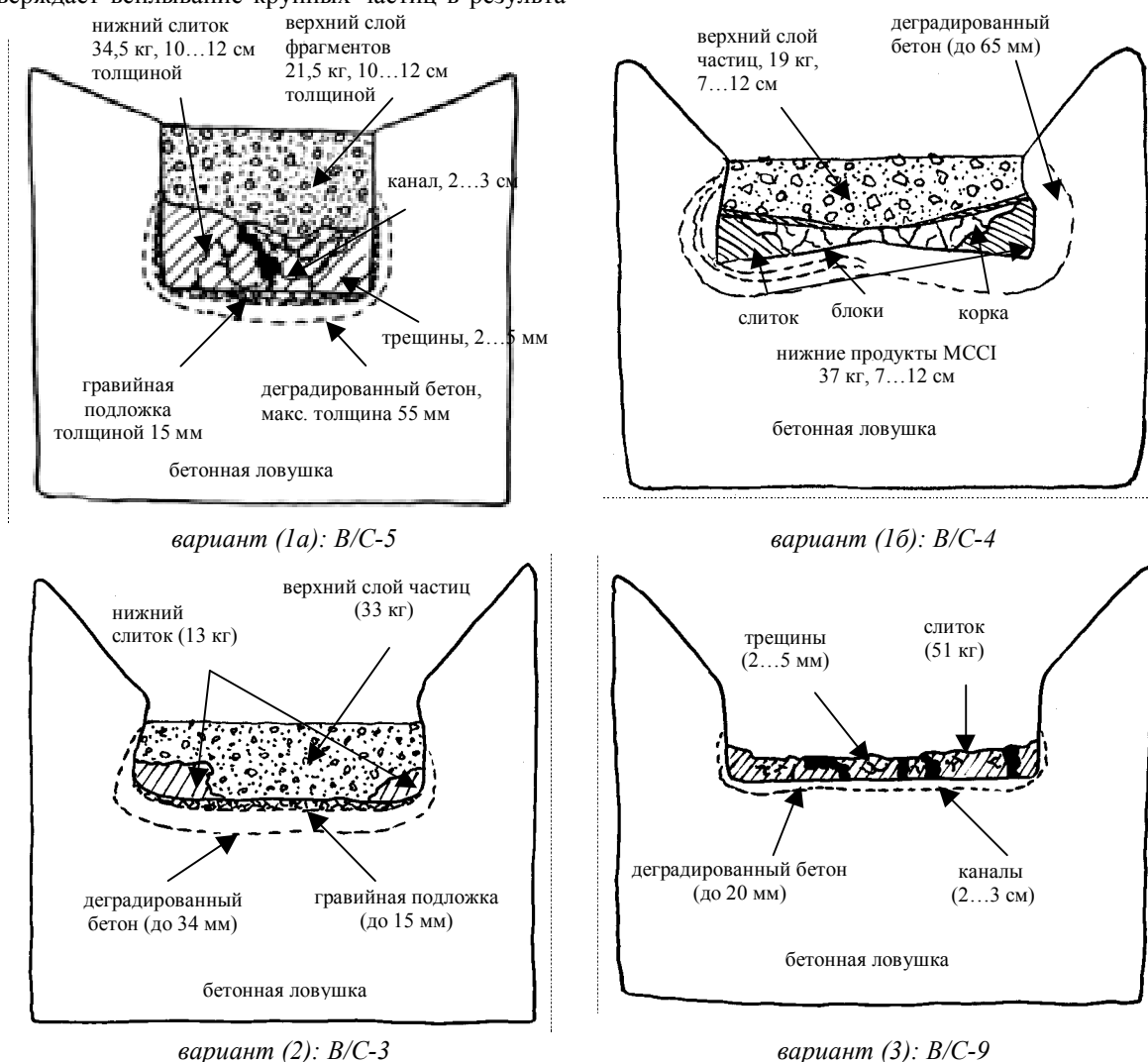


Рис. 6. Типичные продольные сечения затвердевших продуктов МССИ

Вышеприведенный обзор состояния затвердевших продуктов МСЦИ в совокупности с зарегистрированной температурой бетона, приведенной на рис.4 и 5, подтверждает удовлетворительную охлаждаемость расплава, что является результатом остаточной пористости, возникающей при моделировании падения расплава на бетонное основание. Это обеспечивает проникновение воды в зазор между бетонной стенкой и кориумом, а также по каналам в центральной части слитка. Кроме того, гравийная подложка обеспечивает повышенное термическое сопротивление, прерывающее эрозию бетона.

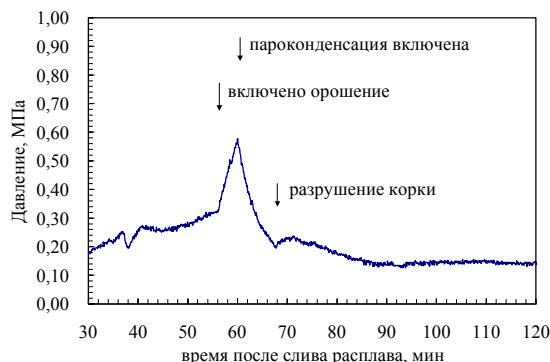


Рис. 7. Давление в УПП (В/С-4)

Эти результаты отличаются от тех, что получены в экспериментах SWISS, WETCOR и MACE, в которых боковая стенка была выполнена из термостойкого материала и эрозия бетона была одномерной (за исключением MACE-M0). Моделирование процесса падения расплава на бетон, которое не предусматривалось в экспериментах WETCOR и MACE, могло улучшить охлаждаемость расплава за

счет образования начальной пористости кориума в экспериментах В/С.

Выводы

4. При орошении UO_2 содержащего расплава не догретой до точки насыщения водой не наблюдалось парового взрыва.
5. Подтверждено повторное плавление UO_2 содержащей смеси в бетонной ловушке за счет индукционного нагрева.
6. МСЦИ подавляется во всех экспериментах, в которых продукты взаимодействия кориума с бетоном, при моделировании в них остаточного энерговыделения, охлаждаются водой в течение примерно 20 минут.
7. Удовлетворительная охлаждаемость обеспечивается остаточной пористостью расплава при моделировании процесса падения кориума на бетонное основание, проникновения воды через деградированную бетонную стенку и каналы в слитке, а также наличием гравийной подложки между кориумом и бетонным основанием, сформированной из разложившегося бетона.
8. Непрерывный теплосъем с поверхности затвердевших продуктов МСЦИ в водный бассейн в диапазоне от 0,2 до 0,7 МВт/М² согласуется с результатами экспериментов SWISS, WETCOR и MACE.
9. Формирование фрагментов в верхней части аккумулятированных продуктов МСЦИ зависит от интенсивности МСЦИ.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке министерства торговли и промышленности Японии.

Литература

- 1) Blose, R. E., Gronager, J. E., Suo-Anttila, A. J., Brockmann, J. E., 1987. SWISS: Sustained Heated Metallic Melt/Concrete Interaction with Overlaying Water Pools, NUREG/CR-4727, July 1987.
- 2) Blose, R. E., Powers, D. A., Copus, E. R., Brockmann, J. E., Simpson, R. B., Lucero, D. A., 1993. Core-Concrete Interaction with Overlaying Water Pools: The WETCOR-1 Test, NUREG/CR-5907, November 1993.
- 3) Farmer, M. T., Spencer, B. W., Armstrong, D. R., 1992. MACE Test M1B Data Report, Argonne National Laboratory Report, ACE-TR-D6, September 1992.
- 4) Nagasaka, H., Kato, M., Sakaki, I., Cherepnin, Y., Vasilyev, Y., Kolodeshnikov, A., Zhdanov, V., Zuev, V., 1999. COTELS Project (1): Overview of Project to Study FCI and MCCI during Severe Accident, Proceedings of OECD Workshop on Ex-Vessel Debris Coolability, Karlsruhe, 15-18 November 1999.
- 5) Spencer, B. W., Fischer, M., Farmer, M. T., Armstrong, D. R., 1991. MACE Scoping Test Data Report, Argonne National Laboratory Report, MACE-TR-D03, June 1991.

**ЖСР КОРПУСЫНЫҢ СЫРТ ЖАҚТАҒЫ КОРИУМДЫ
САЛҚЫНДАТУЫН МОДЕЛЬДЕУ ТӘЖІРИБЕЛЕРІ**

¹)Нагасака Х., ¹)Сакаки И., ²)Васильев Ю.С., ²)Колодешников А.А., ²)Жданов В.С.

¹)Атом Энергетикасы Корпорациясы, Япония

²)Ұлттық Ядролық Орталығы

Балқытпаны суландыру кезіндегі бетон мен активті аумақтың балқытпасының (МССІ) және жылу тасымалдағышпен отынның (FCI) өзара әрекеттесуін зерттеу үшін В\С тәжірибелер өткізілді. UO₂ бар ЖСР (Жеңіл-Сулы реактордың) активті аумақ материалдардың қоспасын электр балқытатын пеште (ЭБП) балқытқаннан кейін бетон дұзаққа ағызылды. Қалдық энергияның шығуы бетон дұзақтың балқытпасында модельденді. Балқытпаның бетіне жеткіліксіз қыздырған суды берген кезінде, булы жарылыс байқалған жоқ. Шамамен 20 минуттың ішінде МССІ өнімдері сумен салқындалатылды. Сонан соң МССІ басылуы басталды. Жақсы салқындатудың нәтижесінде балқытпаның қалдық уақ тесіктін пайда болуына әкелді. Осы қалдық уақ тесікті кориуммен эродирденген бетон қабырғанның арасындағы саңылауға судың кіруі және бетон табанға балқытпаның түсуі процессін модельдеу арқылы және де балқытпаның бетін суландыруды үзу арқылы пайда болған. Бетон табанмен кориумның арасындағы гравий астардың болуы өте жағымды болды.

EX-VESSEL DEBRIS COOLING TESTS

¹)H. Nagasaka, ¹)I. Sakaki, ²)Y. Vasilyev, ²)A. Kolodeshnikov, ²)V. Zhdanov,

¹)Systems Safety Department, Nuclear Power Engineering Corporation, Japan

²)National Nuclear Center

Test B/C in COTELS project was performed to investigate fuel coolant interaction (FCI) and molten core concrete interaction (MCCI) under water injection onto molten corium. After 60kg UO₂ corium mixture was melted in electric melting furnace (EMF), the corium was fallen into concrete trap. The molten corium in the trap was re-heated to simulate decay heat. When subcooled water was injected onto the molten corium, steam explosion was not observed. Debris was cooled about 20 minutes after water injection and MCCI was suppressed. This favorable cooling was attributed to the existence of remaining porosity inside corium due to simulation of falling process, water ingress via eroded concrete side wall clearance and channels and the interruption of further concrete floor ablation due to the existence of pebble bed, decomposed from concrete, below the debris.

УДК 621.039.53.536

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТОПЛИВА С ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ И РАСПЛАВА АКТИВНОЙ ЗОНЫ С БЕТОНОМ ПРИ ТЯЖЕЛЫХ АВАРИЯХ

¹⁾ Нагасака Х., ¹⁾ Като М., ¹⁾ Сакаки И.,
²⁾ Черепнин Ю.С., ²⁾ Васильев Ю.С., ²⁾ Колодешников А.А., ²⁾ Жданов В.С.

¹⁾ Корпорация атомной энергетики Японии

²⁾ Национальный ядерный центр республики Казахстан

На исследовательском комплексе НЯЦ выполнены эксперименты по изучению взаимодействия топлива с теплоносителем (FCI) и расплава материалов активной зоны ЛВР с бетоном (MCCI) в рамках совместной программы NUPEC (Япония) и НЯЦ (Республика Казахстан). Исследовательский комплекс включает в себя три экспериментальных установки: "СЛАВА", "ЛАВА" и "ЛАВА-М" для изучения процессов охлаждения продуктов FCI и MCCI. Выполнены три группы экспериментов.

Для получения кориума использована электроплавильная печь (ЭПП) с индукционным нагревом. ЭПП позволяет плавить до 60 кг кориума, состоящего из UO_2 , нержавеющей стали (SS), Zr и ZrO_2 . Температура расплава достигала 3200 К. Расплав сливался в бассейн с водой в экспериментах А или в бетонную ловушку с дополнительным индукционным нагревателем расплава в экспериментах В/С.

До начала основных экспериментов А и В/С выполнен ряд поддерживающих экспериментов. Экспериментально проверена целостность графитового тигля с защитной вставкой из TaC в процессе получения UO_2 содержащего кориума. Выполнена калибровка индукционного нагревателя расплава установки "ЛАВА-М", к. п. д индуктора составил 47%. Экспериментально определены теплопроводность и температуропроводность бетона в диапазоне температуры 300...1073 К и температура плавления –затвердевания эвтектических сплавов, образующихся в процессе плавления из компонентов кориума. Поведение струи UO_2 содержащего кориума наблюдалось в эксперименте 01 с помощью скоростной кинокамеры.

Введение

С тех пор как паровой взрыв внутри силового корпуса реактора классифицирован как ранняя стадия разрушения контаймента (авария типа α) в WASH-1400, исследователи FCI не только фундаментально изучили явление парового взрыва, но и предпринимают постоянные усилия по вероятностному подходу к изучению аварии типа α . Эти исследования отражены в ходе 2-й рабочей группы по паровому взрыву (SERG-2), был сделан вывод о том, что вероятность аварии типа α невелика (Basu, 1996). Это заключение было поддержано на заседании специалистов OECD/CSN в Японии (Akiyama, 1997). Тем не менее, вероятность парового взрыва внутри силового корпуса все еще сохраняется вследствие наличия низкого давления (при котором вероятность парового взрыва наибольшая). Одним из важнейших условий управления аварийным процессом при предотвращении разрушения контаймента является подавление MCCI. Однако в ранее выполненных экспериментах, таких как SWISS (Blose, 1987), WETCOR (Blose, 1993) и MACE (Spencer, 1991 and Farmer, 1992) не наблюдалось подавления MCCI.

Корпорация NUPEC (Япония) совместно с Национальным ядерным центром выполнила эксперименты по изучению охлаждаемости 60 кг расплава, моделирующего композицию материалов

UO_2 , Zr, ZrO_2 и нержавеющую сталь, в условиях моделирующих повреждение силового корпуса низкого давления для оценки возможностей локализации аварии. Проект состоит из трех типов экспериментов: эксперименты А, эксперименты В и эксперименты С. Эксперименты А направлены на изучение явлений FCI, когда кориум падает в бассейн с водой на бетонном основании. Типичные условия FCI за пределами корпуса при тяжелой аварии моделировались на основе анализа сценария тяжелой аварии Nagasaka, 1995). Эксперименты В/С выполнялись для исследования FCI при впрыске воды в кориум (эксперименты В) и MCCI при орошении кориума водой (эксперименты С), выполняемые последовательно после экспериментов В. Основными особенностями этих экспериментов были: моделирование процесса падения расплава перед FCI/MCCI, использование базальтового бетона и моделирование боковой стенки, выполненной из бетона.

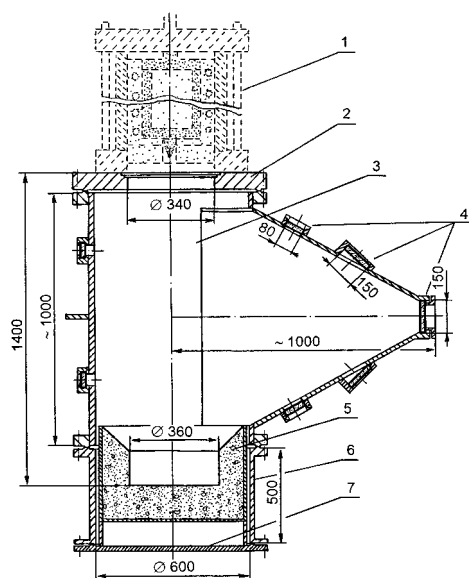
Перед выполнением главных экспериментов выполнен ряд поддерживающих экспериментов для корректной оценки результатов основных экспериментов. Настоящая статья обобщает особенности экспериментов на установках НЯЦ и результаты поддерживающих экспериментов.

1. Экспериментальные установки

1.1. Описание установок.

Установка "СЛАВА" предназначена для выполнения экспериментов по изучению параметров струи расплава, моделирующего композицию материалов активной зоны реакторов. Основными элементами установки "СЛАВА" являются экспериментальный объем, съемное днище и бетонная (или медная) ловушка. В призматической воронке установлено оптическое окно. На рис.1 показана схема установки "СЛАВА". Установка, соединенная с системами подачи воды и газа, оснащена датчиками измерения температуры и давления среды. В бетонной ловушке размещено около 35 термопар.

Для регистрации параметров струи использован киносъемочный комплекс (две кинокамеры СКС-1М и одна – "Гладиолус-1") и видеокамера. Кинокамера СКС-1М позволяет снимать со скоростью от 150 до 4000 кадров в секунду на 16-миллиметровую пленку, а камера "Гладиолус-1"



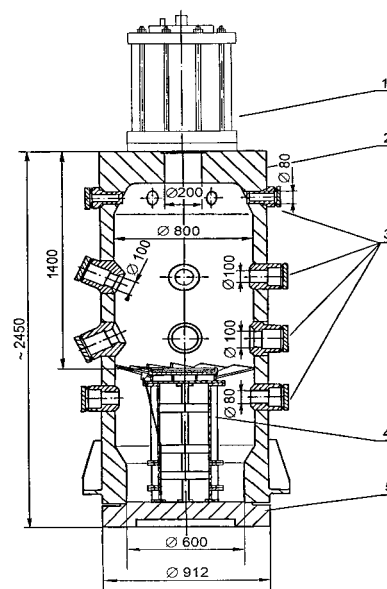
1-электроплавильная печь; 2-крышка испытательной секции; 3-испытательная секция; 4- оптическое окно; 5- бетонная ловушка; 6-поддерживающая труба; 7-днище.

Рис.1. Установка "СЛАВА"

Установка "ЛАВА-М" предназначена для экспериментов по изучению МССИ при моделировании остаточного энерговыделения. Установка "ЛАВА-М" состоит из испытательной емкости и индуктора для нагрева расплава. Схема установки "ЛАВА-М" показана на рис.3. Цилиндрический корпус установки "ЛАВА-М" выполнен из толстой листовой стали с четырьмя ребрами жесткости. В верхней части корпуса установлено два типа форсунок (струйного и распылительного типа) для подачи воды на поверхность расплава. Корпус уста-

снимает со скоростью от 24 до 240 кадров в секунду на 35-миллиметровую пленку.

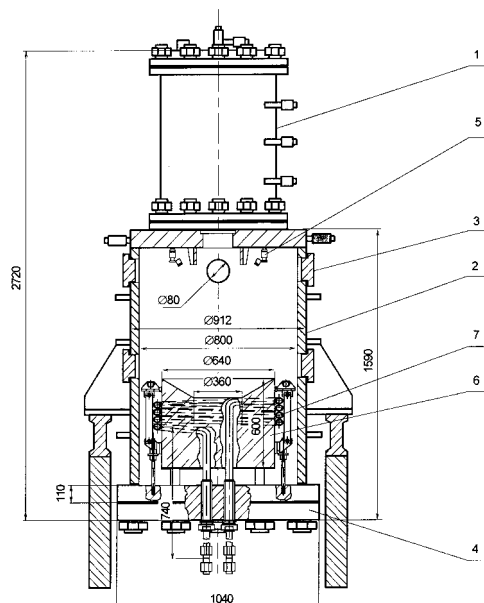
Установка "ЛАВА" предназначена для экспериментов по изучению FCI, включая явления, сопровождающие паровой взрыв. Основными компонентами установки "ЛАВА" являются: экспериментальная емкость и устройство приема расплава (УПР) с размещенной в нем ловушкой с бетонным основанием. На рис.2 показана схема установки "ЛАВА". Корпус установки изготовлен из гнутой стали. На боковой стенке корпуса размещены технологические окна. Все окна закрыты герметично технологическими пробками. Через пробки подведены измерительные линии и трубопроводы подачи воды и газа. УПР и цилиндрический опорный сосуд позволяют изменять объем и глубину бассейна с водой без изменения газового пространства внутри экспериментального объема. Средства измерений позволяют измерять давление, температуру и состав газовой среды.



1- электроплавильная печь; 2- испытательная секция; 3-технологическое окно; 4-приемник расплава;5- съемное днище

Рис.2. Установка "ЛАВА"

новки имеет съемное днище под бетонной ловушкой и нагреватель для моделирования остаточного тепловыделения. Нагреватель представляет собой индуктор из нескольких витков медной трубы с водяным охлаждением. Индуктор обеспечивает подвод около 75 кВт к расплаву. В бетонной ловушке устанавливается 35...40 термопар. Установка оснащена системой конденсации пара для определения количества генерируемого в процессе эксперимента. Для оценки состава газовой среды имеется система пробоотбора в испытательной секции.



1-ЭЛЕКТРОПЛАВИЛЬНАЯ ПЕЧЬ; 2- ИСПЫТАТЕЛЬНАЯ СЕКЦИЯ; 3- ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОКНО; 4- СЪЕМНОЕ ДНИЩЕ; 5- ФОРСУНКА ДЛЯ ВПРЫСКА ВОДЫ; 6-БЕТОННАЯ ЛОВУШКА; 7-ИНДУКТОР.

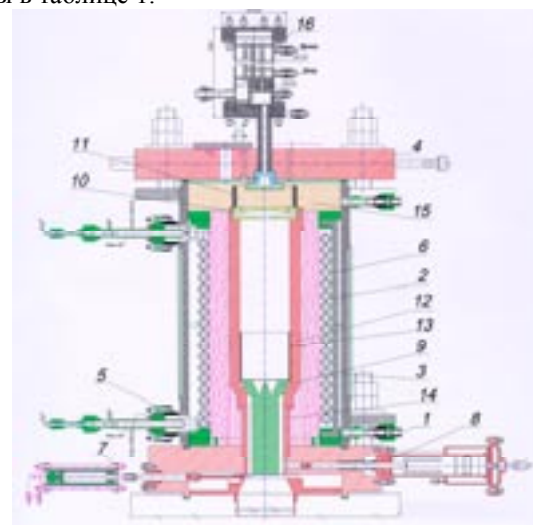
Рис.3. Установка "ЛАВА-М"

1.2. Электроплавильная печь

Одним из основных компонентов установки является ЭПП. ЭПП обеспечивает плавление шихты, содержащей конструкционные материалы активной зоны ЛВР и слив полученного расплава в испытательную секцию.

ЭПП устанавливается на верхнем фланце экспериментальной секции и представляет собой индукционную печь, в которой материалы тигля и шихты нагреваются индуктором. Схема ЭПП представлена на рис. 4. Печь состоит из тигля с крышкой и скалываемой пробкой, танталовой вставки, медного спирального индуктора, многослойной

теплоизоляции и корпуса с верхним и нижним фланцами. Расплав сливается через нижнее отверстие в тигле, образующееся после скола пробки сразу после срабатывания скалывающего механизма. Механизм скола пробки и затвор, закрывающий отверстие после слива расплава, расположены в дне корпуса ЭПП. Индуктор, корпус печи, верхний и нижний фланцы охлаждаются водой. Индуктор питается от высокочастотного генератора. ЭПП оснащена средствами измерения давления, температуры элементов конструкции, системами подачи охлаждающей воды и пробоотбора газа. Основные параметры экспериментальных установок приведены в таблице 1.



1-охлаждаемый фланец; 2-индуктор; 3-корпус; 4- крышка корпуса; 5- токоподвод; 6- магнитопровод; 7 – затвор; 8 – устройство скола пробки; 9- пробка; 10 – крышка тигля; 11 опорная втулка; 12-тигель; 13-Та-вставка; 14 – нижняя теплоизоляционная вставка; 15-теплоизолятор; 16 - теплообменник

Рис. 4. Электроплавильная печь

Таблица 1. Параметры экспериментальных установок

Параметр	СЛАВА	ЛАВА	ЛАВА-М
Мощность ЭПП, кВт	до 200	до 200	до 200
Температура расплава, К	до 3200	до 3200	до 3200
Максимальная масса расплава, кг	60	60	60
Высота слива расплава, м	~1.4	1...1.4	~1.3
Глубина воды в бассейне, м	–	до 1.0	до ~0.1
Объем воды, м ³	–	до 0.4	до 0.01
Объем газовой полости в УПР, м ³	~0.3	до 0.6	~0.4
Максимальное давление среды, МПа	0.2	10.0	2.0
Максимальная температура газовой среды, К	до 600	до 600	до 600

1.3. Системы обеспечения параметров экспериментов

Системы контроля параметров экспериментов включают в себя: системы подачи воды и пара в экспериментальный объем, систему охлаждения

ЭПП, систему подачи инертного газа, систему дренажа газов из ЭПП и УПР, систему пробоотбора газа, систему конденсации пара, систему дренажа воды из УПР, системы электроснабжения и их охлаждения.

Информационно –измерительная система (ИИС) выполнена на базе комплекса "Униконт УК-211" с использованием ЭВМ. Комплекс "Униконт" позволяет выполнять опрос и запись до 600 измерительных каналов, включая 500 аналоговых каналов и 50 каналов ввода-вывода цифровой информации.

Для измерения температурного поля в бетонной ловушке использован 48 –канальный комплекс на базе микроЭВМ, систем Octogen и преобразователей Grayhill G-5. автономная система измерения импульса давления (8-канальная) выполнена на базе АЦП CPN-80 с компьютером "Pentium-120". Все измерительные системы объединены в локальную компьютерную сеть, которая обеспечивает обмен информацией между измеряемыми параметрами и пультом управления.

2. Поддерживающие эксперименты

На стадии проектирования установок возникал ряд проблем. Прежде всего проблема, связанная с получением UO_2 содержащего расплава и сливом его в испытательную секцию. Эти и другие проблемы, позволяющие обосновать конструкцию установок, решались в процессе методических экспериментов.

Выполнен ряд поддерживающих экспериментов, наиболее важные из которых были посвящены: (1) выбору материала тигля для получения UO_2 содержащего кориума; (2) калибровка индуктора для нагрева кориума в бетонной ловушке; (3) эксперименты по оценке некоторых теплофизических характеристик бетона; (4) эксперименты по оценке температуры плавления-затвердевания эвтектических сплавов компонентов кориума.

Следует отметить, что эксперименты 01 также рассматривались как поддерживающие эксперименты по их целям. Действительно, целью экспериментов 01 являлось оценка условий получения расплава и изучение поведения струи расплава, знание которых было необходимо для выполнения главных экспериментов.

2.1. Эксперименты по изучению стойкости тигля при получении кориума

Эта группа экспериментов включала в себя: (1) проверка технологии получения защитного покрытия на графитовых деталях ЭПП; (2) отработка технологии карбидизации танталовой вставки в процессе плавления шихты с использованием модельного тигля на стенде ВЧГ-135; (3) изучение термохимической стабильности деталей из TaC по отношению к материалам кориума под действием высокой температуры на стенде ВЧГ-135. Выбор карбида тантала объясняется его следующими свойствами: во-первых, TaC имеет высокую температуру плавления (~4000 К по данным многочисленных авторов); во-вторых, возможное взаимодействие TaC/C, которое приводит к изменению стехиометрического состава TaC и, как следствие, к снижению температуры плавления на ~500 К; и, наконец, высокой химической стойкости TaC по отно-

шению к компонентам кориума, что доказано экспериментально на стенде ВЧГ-135.

На рис.5 показан результат испытания, доказывающий целостность графитового тигля с вставкой из TaC при плавлении UO_2 , полученный на стенде ВЧГ-135 при плавлении шихты и выдержке расплава при температуре ~3200 К в течение 45 минут.

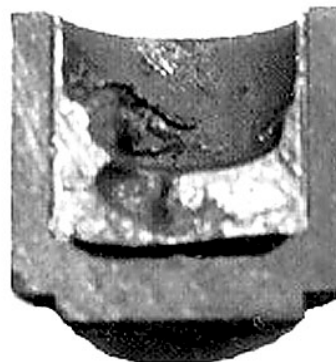
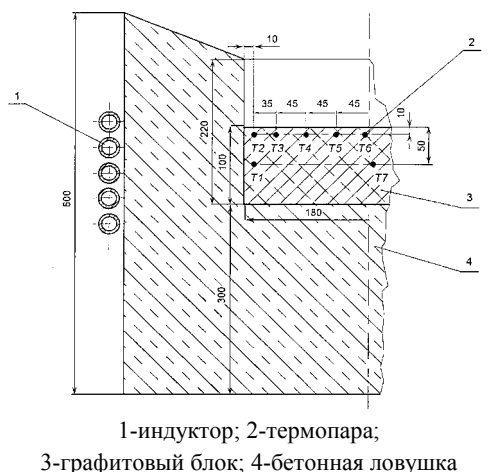


Рис.5. Продольный разрез модельного тигля

2.2. Калибровка нагревателя расплава

Целью экспериментов являлась калибровка индукционного нагревателя расплава в бетонной ловушке для оценки количества энергии, сообщаемой расплаву во всем диапазоне мощности индуктора.

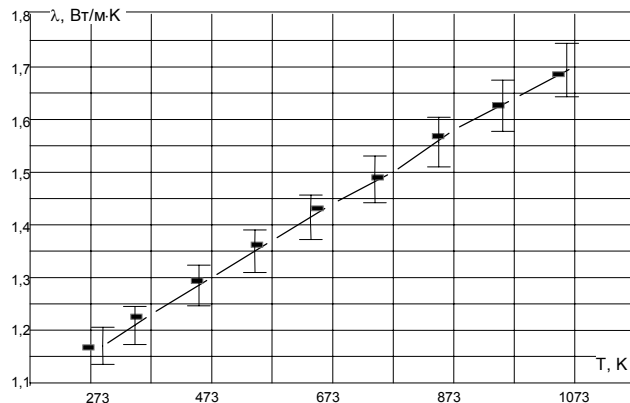
В качестве модели кориума использован графитовый блок диаметром 350 мм и толщиной 100 мм, т. к. графит имеет значение удельное электросопротивление, близкое к параметру смеси " UO_2 /металл" при высокой температуре. Для снижения тепловых потерь из графитового блока, его верхняя поверхность закрывалась слоем теплоизоляции (графитовым войлоком) толщиной 30...50 мм. В графитовом блоке устанавливалось 7 термопар вдоль радиального направления. Расположение термопар показано на рис. 6. В процессе экспериментов измерялись напряжение и ток через индуктор, расход охлаждающей воды, температура воды на входе и выходе из индуктора.



1-индуктор; 2-термопара;
3-графитовый блок; 4-бетонная ловушка

Рис.6. Размещение термопар в графитовом блоке

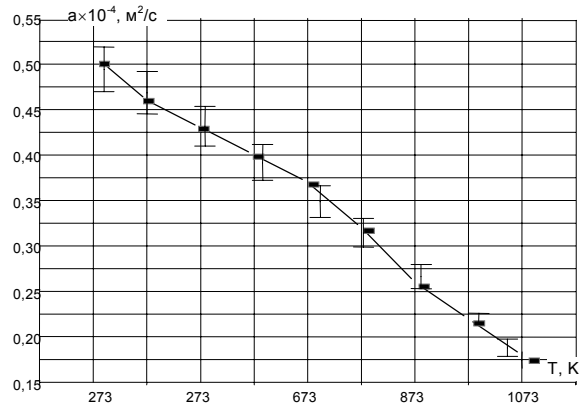
Полная энергия, сообщенная графитовому блоку, определялась двумя независимыми способами. Первый, - калориметрический метод с использованием данных по динамике температуры в графитовом блоке. Второй, - метод теплового баланса между полной энергией, реализованной в индукторе и энергии, выделившейся в охлаждающей воде и конструкционных материалах. Средний электрический к. п. д составил ~47%. Тепловые потери из графитового блока в процессе эксперимента составляли 10...20%.



теплопроводность

2.3. Определение теплофизических характеристик бетона

Теплопроводность и температуропроводность бетона, используемого при изготовлении ловушек для экспериментов В/С, измерялась методом мгновенного источника тепла. исследуемые образцы помещались в нагревательную печь с регулятором ВРТ-2. Измеренные параметры приведены на рис. 7.



температуропроводность

Рис. 7. Теплофизические свойства бетона в зависимости от температуры.

2.4. Определение температуры плавления –затвердевания эвтектических сплавов из компонентов кориума

Для лучшего понимания физико-химических процессов, происходящих при плавлении шихты, выполнены эксперименты по определению температуры плавления –затвердевания эвтектических сплавов, образующихся между различными компонентами кориума. Эксперименты выполнялись на стенде ВЧГ-135. Термограммы нагрева – охлаждения образцов регистрировались пирометром спектрального отношения. Выполнено две группы экспериментов.

В первой группе экспериментов модельный тигель заполнялся двухкомпонентными смесями (Fe–Zr; Ta–Fe; Ta–Zr; Ni–Zr), которые плавилась индукционным методом, а затем охлаждались. В экспериментах с плавлением смесей Ta–Fe и Ta–Zr шихта нагревалась до температур 1773 К и 2173 К соответственно. Полученные результаты по температурам застывания хорошо согласуются с литературными данными.

Во второй группе экспериментов в тигель загружались образцы продуктов FCI, полученные в экспериментах А на установке ЛАВА. Шихта разогревалась до температуры 3073 К. В данном случае объектом изучения являлось определение темпера-

туры плавления продуктов FCI при повторном переплаве. Экспериментально определено, что температура плавления продуктов FCI находится в диапазоне 2423...2673 К.

2.5. Оценка поведения падающего кориума

В установке "СЛАВА" около 60 кг расплава, имеющего температуру 3150 К, сливалось через отверстие диаметром 5 см в атмосферу аргона. Выполнено три эксперимента с расплавом, содержащим 55%–UO₂, 15%–нержавеющей стали, 25%–Zr and 5%–ZrO₂, моделирующим кориум ЛВР.

Поведение расплава при сливе записано высокоскоростной кинокамерой (см. рис. 8). На основании полученных кинограмм определены основные геометрические параметры струи расплава: длительность и скорость слива расплава из ЭПП. Результаты приведены в таблице 2. Истечение расплава из ЭПП носит турбулентный характер, что связано с малым поверхностным натяжением расплава в струе при сливе. При перепаде давления между ЭПП и УПР 0,27 МПа падающий кориум слегка отклоняется от вертикали. Кориум, слитый в сухую ловушку, застывает в виде сплошного пористого слитка. Результаты экспериментов 01 использованы для оценки результатов экспериментов А и В/С.



Рис.8. Струя кориума

Таблица 2. Параметры струи UO_2 содержащего кориума (эксперимент 01)

Параметр	01-2е	01-1	01-4
1. Перепад давления между ЭПП и УПР,	~0.27	<0.01	0
2. Скорость слива в ловушку, м/с	12.3	7.4	7.6
3. Длительность слива (до касания дна ловушки), с	0.133	0.329	0.316
4. Средняя скорость потока, кг/с	160	122	126
5. Угол слива, град.	~25	0	0

Выводы

10. Подготовлены и выполнены эксперименты по охлаждению кориума за пределами корпуса реактора ЛВР (FCI/MCCI) на основе сценариев тяжелой аварии с плавлением активной зоны.
11. Основные особенности экспериментальных установок (а) 60 кг кориума при температуре 3200 К; (б) регулируемая глубина водного бассейна при неизменном объеме газового пространства (эксперименты FCI); (в) моделирование процесса падения кориума и индукционный нагрев упавшего кориума для моделирования остаточного тепловыделения (эксперименты MCCI); (г) применение базальтового бетона для изготовления бетонных ловушек (эксперименты MCCI).
12. Выполнен ряд поддерживающих экспериментов: (а) проверка стойкости материалов тигля при получении UO_2 содержащего расплава; (б) проверка эффективности индукционного нагрева при моделировании остаточного тепло-

выделения в кориуме; (в) измерение теплофизических характеристик бетона при повышенной температуре, применяемого для изготовления ловушек; (г) определение температуры плавления –затвердевания эвтектических сплавов, образующихся при плавлении шихты, оценка температуры плавления продуктов FCI при повторном переплаве.

13. Наблюдение за поведением струи кориума и параметров разброса кориума на бетонном основании показало турбулентный характер слива, связанный с малой вязкостью кориума при сливе, и высокую пористость застывшего слитка кориума в ловушке.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке министерства торговли и промышленности Японии.

Литература

- 6) Basu, S. and Ginsberg, T., 1996. A Reassessment of the Potential for an Alpha-Mode Containment Failure and a Review of the Current Understanding of Broader Fuel-Coolant Interaction Issues, *Second Steam Explosion Review Group Workshop*, NUREG-1524
- 7) Blose, R. E., Gronager, J. E., Suo-Anttila, A. J. and Brockmann, J. E., 1987. SWISS: Sustained Heated Metallic Melt/Concrete Interaction with Overlaying Water Pools, NUREG/CR-4727
- 8) Blose, R. E., Powers, D. A., Copus, E. R., Brockmann, J. E., Simpson, R. B., Lucero, D. A., 1993. Core-Concrete Interaction with Overlaying Water Pools: The WETCOR-1 Test, NUREG/CR-5907

- 9) Farmer, M. T., Spencer, B. W., Armstrong, D. R., 1992. MACE Test M1B Data Report, Argonne National Laboratory Report, ACE-TR-D6
- 10) Nagasaka, H. Hamazaki, R and Takahashi, Y., 1995. "Scenarios of Ex-vessel Debris Cooling as Related to Nuclear Power Safety", *Proc. Probabilistic Safety Assessment Methodology and Applications*, Seoul Korea. 26-30
- 11) Spencer, B. W., Fischer, M., Farmer, M. T., Armstrong, D. R., 1991. MACE Scoping Test Data Report, Argonne National Laboratory Report, MACE-TR-D03

АУЫР АПАТТАР КЕЗІНДЕ БЕТОН МЕН АКТИВТІ АУМАҚТЫҢ БАЛҚЫТПАСЫМЕН ЖӘНЕ ЖЫЛУ ТАСЫМАЛДАҒЫШПЕН МЕН ОТЫННЫҢ ӨЗАРА ӘРЕКЕТІН ЗЕРТТЕУ ТӘЖІРИБЕЛЕРІ

¹⁾Нагасака Х., ¹⁾Като М., ¹⁾Сакаки И.,
²⁾Черепнин Ю.С., ²⁾Васильев Ю.С., ²⁾Колодешников А.А., ²⁾Жданов В.С.

¹⁾*Атом Энергетикасы Корпорациясы, Япония*
²⁾*Ұлттық Ядролық Орталығы*

ҰЯО (ҚР) және NUPEC (Япония) бірлескен бағдарлама шеңберінде ҰЯО зерттеу кешенінде ЖСР (Жеңіл-Сулы Реактордың) бетон мен активті аумақтың материалдардың балқытпасы (МССІ) және жылу тасымалдағышпен отынның (FCI) өзара әрекетін зерттеу тәжірибелері өткізілді. Зерттеу кешен үш тәжірибелік қондырғылардан тұрады: олар - "СЛАВА", "ЛАВА", "ЛАВА-М". Осы қондырғылар МССІ және FCI өнімдерді салқындату процесстерін зерттеу үшін қолданылады. Тәжірибелердің үш түрі өткізілді.

Кориумды айырып алу үшін индукциялық қыздыру мен электр-балқытатын пеш (ЭБП) пайдаланды. ЭБП құрамында Zr, ZrO₂, тоттанбайтын болат (SS) және UO₂ бар 60кг дейін кориумды балқытуға мүмкіндік береді. Балқытпаның температурасы 3200K жеткен. Балқытпа В/С тәжірибелерде қосымша индукциялық балқытпа қыздырғыш пен бетон торға немесе А тәжірибелерде сулы бассейнге ағызылды.

А және В/С негізгі тәжірибелердің басталуына дейін бірнеше қолдайтын тәжірибелер өткізілді. Кориум бар UO₂ айырып алу процесс кезінде ТаС жасалған қорғаушы ендіме мен графиттық оқбақырдың тұтастығы тәжірибеде тексерілген. "ЛАВА-М" қондырғының индукциялық балқытпа қыздырғыштың калибровкасы өткізілді. Пайдалы әсер коэффициенті (п.ә.к.) 47% болды. Кориум компонентерді балқыту процесінде пайда болып жатқан эвтектік қорытпалардың қатаю-балқыту температурасы және 300K...1073K температура аумағында бетонның жылу өткізгіштік пен температура өткізгіштігі тәжірибеде анықталған. Кориум бар UO₂ ағыншының жүрісі шапшаң кинокамерамен 01 тәжірибеде қадағаланған.

OVERVIEW OF PROJECT TO STUDY FCI AND MCCI DURING A SEVERE ACCIDENT

¹⁾H. Nagasaka, ¹⁾M. Kato, ¹⁾I. Sakaki, ²⁾Y. Cherepnin, ²⁾Y. Vasilyev, ²⁾A. Kolodeshnikov, ²⁾V. Zhdanov, ²⁾V. Zuev

¹⁾*Systems Safety Department, Nuclear Power Engineering Corporation, Japan*
²⁾*National Nuclear Center*

Fuel coolant interaction (FCI) and molten core concrete interaction (MCCI) have been studied experimentally within the framework of COTELS project from 1995 as a joint study between NUPEC (Japan) and NNC (Republic of Kazakhstan) using one of the testing complex at NNC. The testing complex includes three experimental facilities "SLAVA", "LAVA" and "LAVA-M" for debris coolability tests. Three types of experiments were carried out.

To get the molten corium, the electric induction melting furnace (EMF) was used. The EMF produced ~60 kg of corium containing UO₂, stainless steel, Zr and ZrO₂. The temperature of the produced melt was about 3200 K. The melt was discharged into the water pool in Test A or onto the concrete trap in Test B/C. The corium in the concrete trap was heated in Test B/C by another induction melt heater.

Prior to main Test A and Test B/C, several supporting experiments were conducted. Integrity of graphite crucible with TaC sheet during producing UO₂ corium was confirmed experimentally. The induction melt heater was calibrated and the efficiency for the induction heater of "LAVA-M" facility was determined as 47%. The thermal conductivity and thermal diffusivity of concrete up to about 1073 K, and melting–solidification points of eutectics generated from corium components were determined experimentally. Discharge corium behavior, using UO₂ corium, was also observed by speed cameras in Test 01.

УДК 621.039.53.536

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ТОПЛИВА С ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ ЗА ПРЕДЕЛАМИ КОРПУСА РЕАКТОРА

¹⁾ Като М., ¹⁾ Нагасака Х., ²⁾ Васильев Ю.С., ²⁾ Колодешников А.А., ²⁾ Жданов В.С.

¹⁾ *Корпорация атомной энергетики, Япония*

²⁾ *Национальный ядерный центр республики Казахстан*

Значительные усилия были посвящены изучению взаимодействия топлива с теплоносителем (FCI) внутри силового корпуса реактора, касающиеся аварии типа α . Несмотря на это в экспериментах НЯЦ экспериментально изучены основные различия для аварий внутри силового корпуса и за его пределами, когда кориум в результате тяжелой аварии падает в водный бассейн на бетонном основании. Уместно моделировать FCI за пределами корпуса реактора при тяжелой аварии на действующих АЭС с ЛВР. В экспериментах около 60 кг UO_2 содержащей смеси сливалось в водный бассейн. В большинстве экспериментов длительность импульса давления, измеренного в экспериментальной секции составила 0,5 с, что сравнимо с длительностью импульса, наблюдаемого при паровом взрыве, затем давление постепенно приближалось к квазистационарному значению в течение 10 с. Сильного парового взрыва не наблюдалось ни в одном эксперименте. Большая часть слитого кориума фрагментировалась, и только незначительная часть расплава найдена на дне бассейна в виде застывшего слитка. Первый импульс давления хорошо коррелирует с размером частиц кориума, которые значительно крупнее, чем бывает при паровом взрыве. Измеренное давление в квазистационарном режиме меньше расчетного вследствие генерации неконденсируемого газа в результате окисления металлических компонентов кориума. Безразмерный первый пик давления хорошо коррелирует не только с параметрами экспериментов НЯЦ, но и с данными экспериментов FARO.

Введение

С тех пор как паровой взрыв внутри силового корпуса реактора классифицирован как ранняя стадия разрушения контейнмента (авария типа α) в WASH-1400, исследователи FCI не только фундаментально изучили явление парового взрыва, но и предпринимают постоянные усилия по вероятностному подходу к изучению аварии типа α .

Эти исследования отражены в ходе 2-й рабочей группы по паровому взрыву (SERG-2), был сделан вывод о том, что вероятность аварии типа α невелика (Basu, 1996). Это заключение было поддержано на заседании специалистов OECD/CSN в Японии (Akiyama, 1997). Тем не менее, вероятность парового взрыва внутри силового корпуса все еще сохраняется вследствие наличия низкого давления (при котором вероятность парового взрыва наибольшая). Эксперимент FARO (Magallon, 1998) подтвердил, что наличие металлического циркония в смеси UO_2-ZrO_2 может повысить фрагментацию кориума в бассейне. По результатам экспериментов KROTOS сделан вывод, что энергичный паровой взрыв для нескольких килограммов смеси UO_2-ZrO_2 менее вероятен, чем для окиси алюминия (Huhtiniemi, 1997) даже при наличии низкого давления о очень охлажденной воды. Однако, для условий вне силового корпуса реактора имеются только отрывочные данные.

Настоящая статья посвящена результатам экспериментов А на установке ЛАВА. Целью этих

экспериментов являлось изучение охлаждаемости кориума за пределами силового корпуса реактора, акцентированное на явлении FCI, когда кориум падает в водный бассейн на бетонном основании реактора. Имеется ряд различий для FCI внутри и за пределами корпуса: давление среды и состав газа, глубина и температура воды в бассейне, материал дна бассейна. В экспериментах на установке ЛАВА моделировались условия FCI за пределами силового корпуса, основанные на анализе сценария парового взрыва в условиях действующих атомных станций (Nagasaka, 1995). На основании полученных результатов выполнен анализ первого пика давления вследствие FCI.

1. Экспериментальная установка и условия испытаний

Экспериментальная установка ЛАВА состоит, главным образом, из электроплавильной печи (ЭПП), испытательной секции и устройства приема расплава (УПР) /см. рис.1). ЭПП позволяет плавить 60 кг смеси UO_2 , Zr, ZrO_2 и нержавеющей стали методом индукционного нагрева (Nagasaka, 1999). В испытательной секции установлены датчики температуры и давления. Для отбора проб газа с целью определения генерации водорода смонтирована система пробоотбора. Диаметр струи кориума 5 см, что соответствует измерительному каналу днища реактора с водой под давлением. Для моделирования скорости падения струи необходимо уточнить разность давлений между ЭПП и испыта-

тельной секцией. Кориум за пределами корпуса включает в себя не только материалы активной зоны, но и материал нижних конструкций, так что выбранная смесь состояла из UO_2 (55%масс.)+Zr (25%)+ ZrO_2 (5%)+нержавеющая сталь (15%) (т.е. содержала больше металлических компонентов).

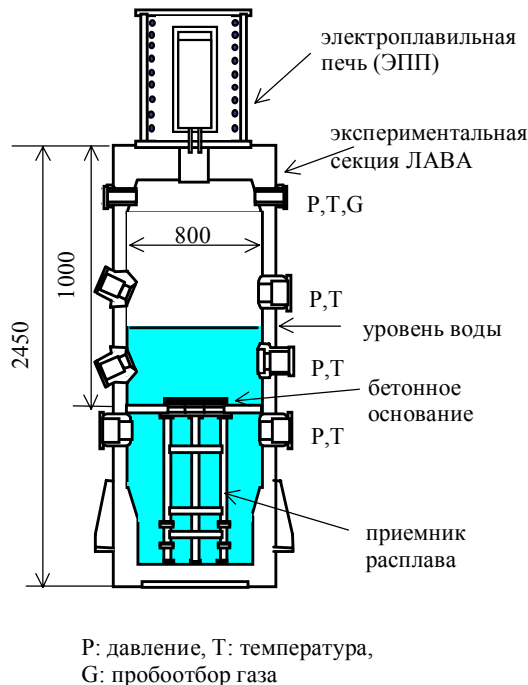


Рис.1. Экспериментальная установка ЛАВА, Эксперимент А

Сценарий тяжелой аварии BWR предполагает наличие небольшого количества воды на полу контайнмента перед разрушением перед разрушением активной зоны в результате LOCA. Таким

Таблица 1. Исходные параметры испытаний

ЭКСПЕРИМЕНТ	A1	A4	A5	A6	A8	A9	A10	A11
масса кориума, кг	56.3	27.0	55.4	53.1	47.7	57.1	55.0	53
глубина бассейна, м	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.9	0.4	0.8
температура воды, С	124	125	115	100	124	125	128	44
начальное давление, МПа	0.20	0.30	0.25	0.21	0.45	0.21	0.32	0.27
газовая среда	пар	пар	пар(*2)	пар	пар	пар	пар	Ar
ΔP , МПа (*1)	0.03	0.03	0.01	~0	0.67	0.02	0.14	0.13

Состав кориума UO_2 :55%масс $\square$ Zr:25% $\square$ ZrO_2 :5% $\square$ нержавеющая сталь:15%

*1) ΔP : перепад давления между ЭПП и испытательной секцией для увеличения скорости падения кориума

*2) 80 % пар +20 % азот

2. Результаты экспериментов

2.1 Рост давления

На рис. 2 показан типичный отклик давления в полости над бассейном. Кривая давления подразделена на три области. Область 1 это период с момента касания кориумом поверхности воды до первого пика давления. В этой области давление быст-

образом, вода относительно одинаковой температуры по объему, глубина бассейна составляет 0,4 м. Для экспериментальной проверки взаимодействия между кориумом, водой и бетоном в мелком бассейне на дне ловушки установлено бетонное основание толщиной 5 см. В японских легководных реакторах полость корпуса заполняется водой (как вторая фаза управления аварией) перед повреждением силового корпуса, чтобы предотвратить воздействие на стальную оболочку или подавить взаимодействие кориума с бетоном в контайнменте реактора с кипящей водой Mark-I. В обоих случаях используется холодная вода. В экспериментах на установке ЛАВА имитировалось и это условия управления аварией.

Выполнено восемь экспериментов. В таблице 1 приведены условия экспериментов. В эксперименте A1 (эталонный) использовано 56 кг кориума, чистый пар при давлении 0,2 МПа, бассейн с водой глубиной 0,4 м, нулевой перепад давления между ЭПП и испытательной секцией. Основные параметры испытаний: масса кориума (в эксперименте A4 – 27 кг), наличие неконденсируемого газа в свободном пространстве (в эксперименте A5 – 20% азота), недогретая вода (в эксперименте A6 недогрев составил 21 К), перепад давления между ЭПП и устройством приема расплава (в экспериментах A8 и A10) и глубина бассейна с водой (в эксперименте A9 – 0,9 м). Эксперимент A11 соответствует случаю, когда в испытательной секции присутствует глубокий бассейн с сильно охлажденной водой. В этом эксперименте вместо приемника расплава использована бетонная ловушка с такими же размерами, как для экспериментов В/С.

ро нарастает и достигает первого максимума за 0,5 с за счет генерации пара при передаче тепла от падающего кориума в воду. Не наблюдалось пика давления, характерного для парового взрыва. После первого пика давление измеренное давление временно снижается в области 2 вследствие конденсации пара в недогретом бассейне. Затем давление постепенно переходит (как правило, в течение 10 с)

в квазистационарное состояние в области 3. Это вызвано передачей тепла от кориума, аккумулированного на дне бассейна. Конечное установившееся давление меньше, чем расчетное по запасенной энергии кориума за счет генерации неконденсируемых газов в результате окисления металлических компонентов кориума.

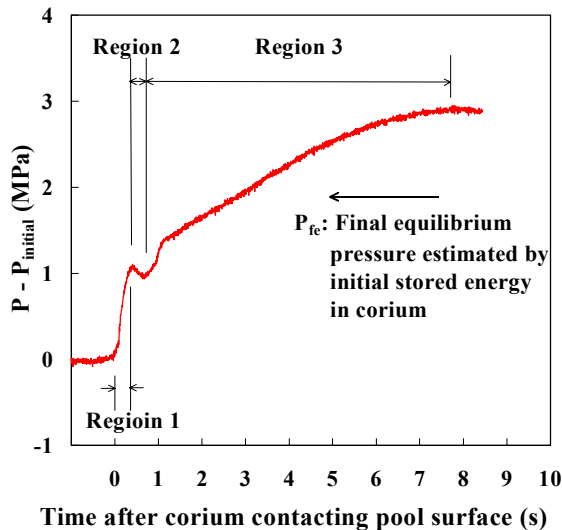


Рис. 2. Типичный отклик давления в УПП (A1).

На рис. 3 показано влияние некоторых параметров экспериментов на изменение давления. В эксперименте A4 слито вдвое меньше кориума, чем в A1. Тем не менее, скорость начального роста давления одинакова для обоих случаев. Длительность переднего фронта давления менее 0,5 с для всех случаев за исключением A10, и эта величина меньше, чем требуется для полного слива кориума из ЭПП. Следовательно, только передний фронт струи кориума влияет на начальный рост давления. Квазистационарный уровень давления в A4 меньше, чем в A1 вследствие меньшей энергии кориума. Эксперимент A9 выполнялся с более глубоким бассейном, но паровый взрыв не состоялся даже при глубине бассейна 0,9 м. Скорость начального роста давления близка к эталонному варианту, но конечное давление в A9 меньше вследствие большей массы воды в бассейне. В случаях с недогретой водой (A5 и A6) первый пик давления ниже, что также подтверждает отсутствие парового взрыва. Скорость начального роста давления и величина первого пика зависела от скорости падения расплава и они получились больше в случаях с повышенной скоростью слива. В случаях с повышенной скоростью слива время установления квазистационарного уровня давления получилось меньше вследствие доминирующего начального выхода энергии в области 1.

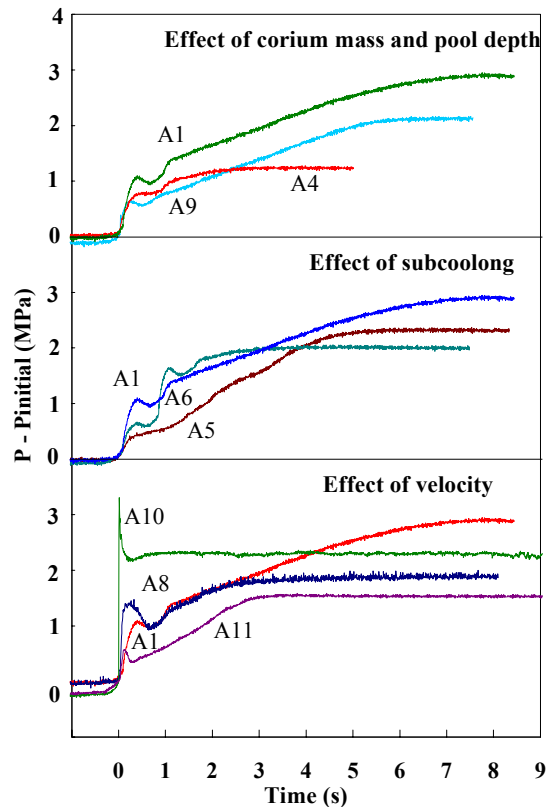


Рис. 3. Сравнение кривых давления в УПП

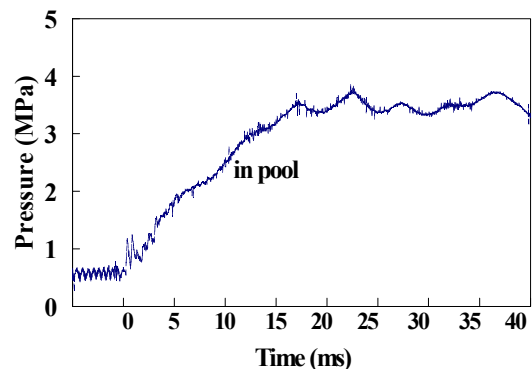


Рис. 4. Начальный рост давления (A10)

Первый пик давления в A10 сравнительно большой, а измеренный среднемассовый диаметр частиц составил несколько сотен микрон, что отличается от других экспериментов. На рис. 4 показано изменение давления в очень короткий интервал времени после слива кориума. Не наблюдалось пика давления в водном бассейне, характерного для парового взрыва. Форма мелких частиц в A10 преимущественно сферическая (что обычно не наблюдается при паровом взрыве). Эти данные подтверждают отсутствие парового взрыва в A10.

2.2 Параметры фрагментации кориума

Во всех экспериментах большая часть кориума фрагментировалась в бассейне. На рис. 5 показана масса слитого кориума, масса слитка на бетонной подложке и соотношение фрагментации,

определенное как "масса слитого кориума – масса слитка/масса слитого кориума". Соотношение находится в диапазоне от 0,88 до 1,0. Оно не зависит от глубины бассейна и массы кориума в исследуемом диапазоне параметров. В большинстве случаев наблюдалось только несколько килограммов кориума в слитке. Не обнаружено слитков в экспериментах с увеличенной скоростью падения кориума (A8 и A10). Слиток легко снимался с бетонной подложки, за исключением A5, хотя в этом эксперименте масса слитка была такой же, как в других случаях.

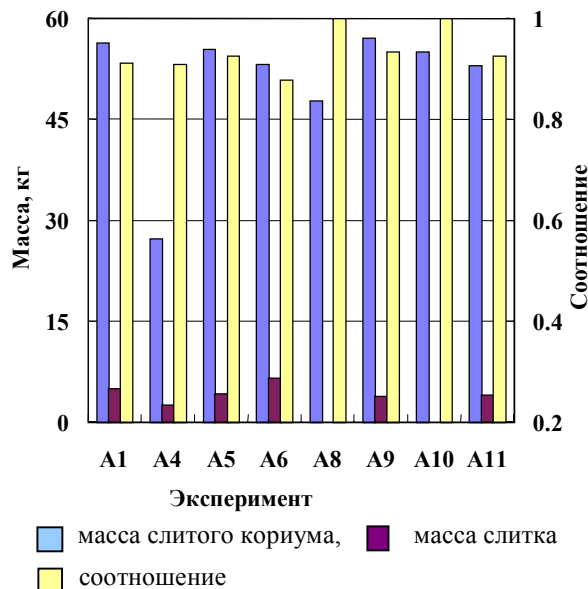


Рис. 5. Соотношение "масса фрагментов/масса слитка"

В эксперименте L-11 (FARO), в котором оксидный кориум содержал 4,1% металлического Zr, наблюдалась полная фрагментация струи кориума, только "блин" обнаружен на дне бассейна в других экспериментах FARO без металлических компонентов. Эксперимент CCM (Spencer, 1994), в котором в воду была слита смесь UO_2 , ZrO_2 и SS, показал более короткую глубину фрагментации струи по сравнению с экспериментами без металлических компонентов. В CCM-6, в котором число Фрауда было близким к условиям экспериментов на Лаве (L/D) составляет около 14, и это соответствует длине фрагментации 0,7 м в экспериментах НЯЦ. Эти эксперименты подтверждают что металлические компоненты в кориуме увеличивают длину разрушения струи.

На рис. 6 показаны фотографии частиц и слитка кориума, полученных в эксперименте A1. Размер частиц лежит в диапазоне от нескольких

сотен микрон до более чем 10 мм. Форма частиц средних размеров – сферическая, в то время как мелкие и крупные частицы имеют неправильную форму. Все частицы имеют внутренние и поверхностные поры. Микропористость составляет около 10%. Такая структура повышает охлаждаемость слоя фрагментов. Нижняя поверхность слитка также неровная и имеет множество пор. Незначительная эрозия позволила повторное использование бетонных подложек. Предполагается, что в процессе охлаждения вода проникала в зазор между слитком и бетонной подложкой.



Рис. 6. Фото частиц и слитка кориума (A1)

Анализ концентрации элементов в частицах показал, что содержание элементов практически не зависит от размеров частиц. Это доказывает, что кориум равномерно перемешан и полностью расплавлен в ЭПП перед сливом. Частицы разделены по размерам методом просеивания, распределение частиц по размерам хорошо коррелирует с законом распределения Розина – Раммлера, $R=100 \exp\{-(x/x')^b\}$. На рис. 7 приведен сравнительный анализ распределения частиц по размерам. Среднеобъемный диаметр близок к ожидаемому, за исключением случаев с повышенной скоростью слива в A8, A10 и A11, в этих случаях среднеобъемный диаметр частиц меньше. На рис. 8 показано соотношение между первым пиком давления в УПР и среднеобъемным диаметром частиц. Все данные хорошо согласуются, за исключением A11. Первый пик давления в A11 был подавлен вследствие сильного охлаждения воды. Несмотря на то, что в A10 получен наиболее значительный первый пик давления, он хорошо согласуется с остальными данными. Это также подтверждает отсутствие парового взрыва в A10, а первый пик давления вызван, главным образом, вследствие теплообмена между падающими частицами кориума и водой в бассейне.

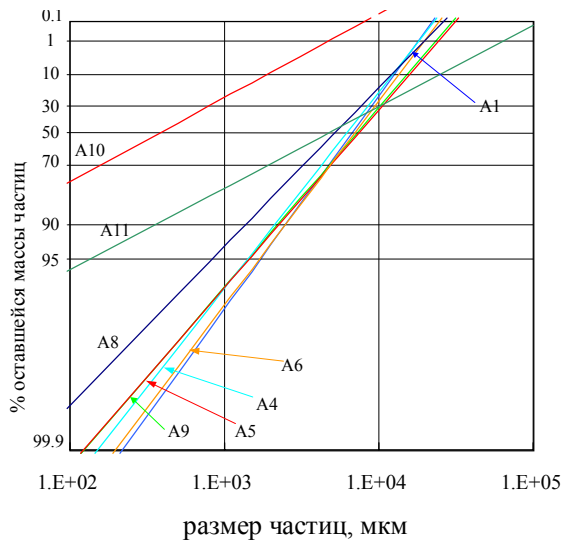


Рис. 7. Сравнение распределений частиц по размерам

3. Анализ первого пика давления

Первый пик давления — важнейший параметр для оценки давления, воздействующего на стенку контейнмента, когда кориум падает на дно контейнмента в водный бассейн. Для оценки влияния исследуемых параметров на первый пик давления выполнен размерный анализ. Приняты следующие предположения, основанные на оценке результатов экспериментов А, чтобы уменьшить количество независимых переменных. Поскольку первый пик давления обусловлен, главным образом, теплообменом между падающими частицами расплава и водой в течение короткого времени, пока частицы не достигнут бетонного основания, а размеры частиц составляют не более нескольких миллиметров, теплообмен внутри самих частиц очень мал. Действительно, типичный критерий Фурье составляет не более 0,04. Следовательно, теплопроводность кориума исключается. Каждая частица окружена устойчивой паровой пленкой и преобладающий механизм передачи тепла от кориума в воду — теплообмен излучением, так что теплопроводность воды также исключается. Однако, коэффициент излучения не включен в рассмотрение, так как он является общим в экспериментах и не влияет на имеющиеся данные. Плотностью воды пренебрегаем, т.к. она почти постоянна. Окисление кориума в течение рассматриваемого времени пренебрежимо мало. Хотя анализ газовых проб подтверждает окисление металлических компонентов кориума в ходе его охлаждения, скорость окисления при высокой температуре имеет неопределенность и корректная оценка окисления в пределах области 1 крайне затруднена.

Учитывая вышеприведенные допущения, первый пик давления, как зависимая переменная, коррелирует со следующими 11 параметрами: удельная внутренняя энергия кориума, плотность и

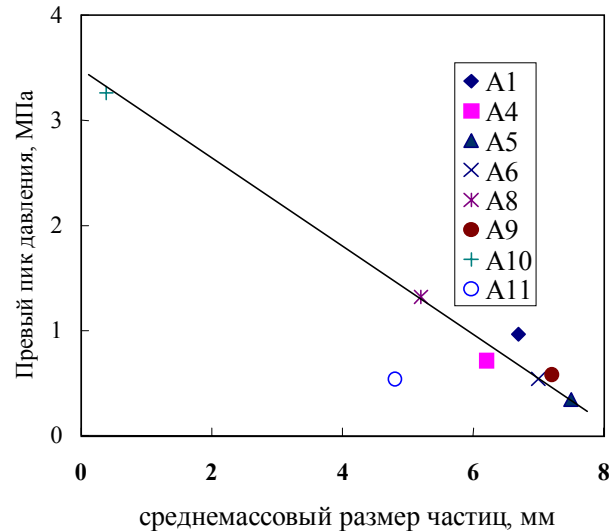


Рис. 8. Соотношение между средним размером частиц и первым пиком давления

поверхностное натяжение, диаметр струи кориума и скорость ее падения, теплоемкость воды, теплота парообразования, недогрев воды до линии насыщения, плотность пара, объем воды и атмосферы над бассейном.

Для определения показателя экспоненты каждого безразмерного параметра, изучен их коэффициент связи с безразмерным пиком давления. Наиболее подходящая кривая размерной корреляции после приближенных расчетов с использованием экспоненциального ряда может быть выражена как:

$$\frac{P_p}{v_j^2 \cdot \rho_g} = 2.2 \times 10^{-2} \cdot X1^{-0.21} \cdot X2^{-0.1} \cdot X3^{0.1} \cdot X4^{-0.03} \cdot X5^{-0.5} - 1.1 \times 10^{-2} \quad (1)$$

Где $X1$ это $(D/V_w^{(1/3)})$ — отношение диаметра струи к длине пути в бассейне. Поскольку первый пик давления происходит в течение короткого времени, нагревается только небольшой объем воды бассейна вблизи струи и $X1$ это коэффициент локального нагрева воды в бассейне. $X2$ — число Вебера $(v_j^2 \cdot \rho_j \cdot D/\sigma)$. $X2$ определяет диаметр разбрызгивания кориума в струе. $X3$ — отношение удельной внутренней энергии кориума к теплоте парообразования воды, (u_j/L) . $X4$ — отношение объема свободного пространства над бассейном к объему воды, (V_w/V_a) . $X5$ — число Якоба $(1 + \Delta T \cdot c_p/L)$, которое учитывает эффект недогрева воды.

На рис. 9 показаны результаты размерного анализа, включая результаты эксперимента FARO. Хотя большинство экспериментов FARO выполнено при высоком давлении и с оксидным кориумом (только в L11 содержалось 4,1% циркония), разли-

чия между экспериментами НЯЦ и FARO хорошо коррелируют. Это согласованность подтверждает, что преобладающий механизм образования начального пика давления был одинаков в обеих группах экспериментов и процесс окисления незначителен, если не происходит парового взрыва. Несмотря на то, что в A10 наблюдался высокий пик давления, хорошее согласование результатов по A10 также свидетельствует об отсутствии парового взрыва.

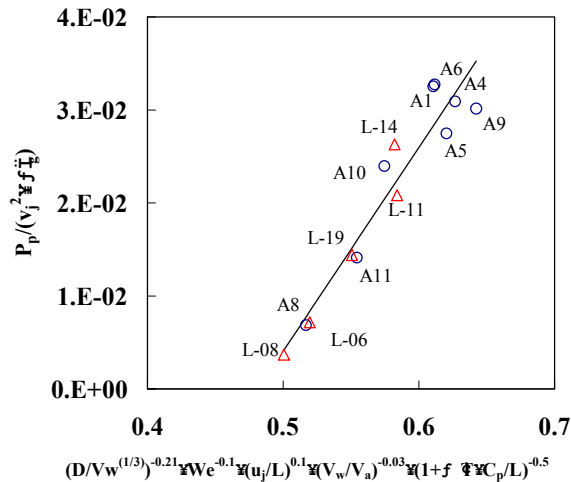


Рис. 9. Результаты размерного анализа

Выводы

- 1) Паровой взрыв не наблюдался не только в типичном сценарии аварии за пределами силового корпуса, но и в процессе управления аварийным процессом.

Условные обозначения

D	диаметр струи расплава
L	теплота парообразования
P _p	первый прирост давления
R	% оставшейся массы частиц размером x
V _a	объем газового пространства
V _w	объем водного бассейна
We	число Вебера
c _p	удельная теплоемкость воды
b	параметр распределения

- 2) Коэффициент фрагментации кориума в пределах 88...100% даже при наличии мелкого бассейна. Металлические компоненты увеличивают длину разрушения струи кориума.
- 3) Первоначальный выброс давления хорошо согласуется со среднемассовым размером частиц фрагментированного кориума. Это подтверждает, что первоначальный рост давления вызван, главным образом, теплообменом между частицами кориума и водой. Наиболее сильный подъем давления наблюдался при повышенной скорости падения расплава в воду, более холодном бассейне и большей массе кориума (при очевидном отсутствии парового взрыва).
- 4) Конечное равновесное давление после охлаждения кориума было больше, чем рассчитанное по начальной сохраненной в кориуме энергии вследствие окисления металлических компонентов кориума.
- 5) Проникновение воды в полость между слитком продуктов FCI и бетонным основанием в процессе охлаждения.
- 6) Безразмерное соотношение для первого пика давления хорошо коррелирует с результатами эксперимента FARO.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке министерства торговли и промышленности Японии.

u _j	удельная интегральная энергия
v _j	скорость струи кориума
x	размер частиц
x'	параметр размера
ΔT	недогрев воды
ρ _g	плотность пара
ρ _j	плотность кориума
σ	поверхностное натяжение кориума

Литература

- 1) Akiyama, M. Yamano, N. and Sugimoto, J., 1997. Proc. of the OECD/CSNI Specialist mtg. On Fuel Coolant Interaction, Tokai-mura, Japan
- 2) Basu, S. and Ginsberg, T., 1996. "A Reassessment of the Potential for an Alpha-Mode Containment Failure and a Review of the Current Understanding of Broader Fuel-Coolant Interaction Issues", Second Steam Explosion Review Group Workshop, NUREG-1524
- 3) Huhtiniemi, I., Magallon, D. and Hohmann, H., 1997. Results of Recent KROTOS/FCI Tests: Alimina vs. Corium Melt, Proc. of the OECD/CSNI Specialist mtg. On Fuel Coolant Interaction, Tokai-mura, Japan
- 4) Magallon, A., Zeisberger, A. and Corradini, M., 1998. Debris and Pool Formation/Heat Transfer in FARO-LWR, Experiment and Analysis, Proc. of IN-Vessel Core Debris Retention and Coolability, Garching, Germany

- 5) Nagasaka, H., Hamazaki, R. and Takahashi, Y., 1995. Scenarios of Ex-vessel Debris Cooling as Related to Nuclear Power Safety, Proc. Probabilistic Safety Assessment Methodology and Applications, Seoul Korea
- 6) Nagasaka, H. et al., 1999. COTELS Project (1): Overview of Project to Study FCI and MCCI during Severe Accident, Proc. of OECD/CSNI Workshop on Ex-Vessel Debris Coolability, Karlsruhe
- 7) Spencer, B. et al., 1994. Fragmentation and Quench Behavior of Corium Melt Streams in Water, NUREG/CR-6133
- 8) U. S. Nuclear Regulatory Commission, "Reactor Safety Study", WASH-1400, NUREG/75-014, October 1975

РЕАКТОР КОРПУСЫНЫҢ СЫРТ ЖАҚТАҒЫ ОТЫН МЕН ЖЫЛУ ТАСЫМАЛДАУШЫНЫҢ ӨЗАРА ӘРЕКЕТТЕСУІ ТУРАЛЫ ТӘЖІРИБЕЛЕР

¹)Като М., ¹)Нагасака Х., ²)Васильев Ю.С., ²)Колодешников А.А., ²)Жданов В.С.

¹)Атом Энергетикасы Корпорациясы, Япония

²)Ұлттық Ядролық Орталығы

Бірталай күштер реактордың қуатты корпусының ішіндегі отын мен жылу тасымалдаушының өзара әрекеттесуін (FCI) (а типтың авариясына байланысты) зерттеуге арналған. Бұған қарамастан қуатты корпусының ішіндегі және сырт жақтан (ауыр апат нәтижесінде кориум бетон табандағы сулы бассейнге түседі) апаттардың негізгі айырмашылықтарын ҰАО тәжірибелер кезінде зерттелген. ЖСП (Жеңіл-Сулы Реактор) мен жұмыс істеп тұрған атом электр станциялар (АЭС) ауыр апат кезінде реактор корпусының сырт жақтан FCI модельдеу ыңғайлы. Тәжірибелер кезінде шамалымен 60кг бар UO₂ коспасы сулы бассейнге ағызылды. Көбінесе тәжірибелерде тәжірибелік секцияда өлшеген қысым импульстың ұзақтығы 0,5с болды. Бұл ұзақтық булы жарылыс кезіндегі қадағаланған импульс ұзақтығы мен салыстырмалы. Сонан соң қысым 10 минуттың ішінде біртіндеп квазистационарлық мәніне жақындады. Бір де бір тәжірибеде қатты булы жарылыс бақыланған жоқ. Ағызған кориумның көп мөлшері фрагменттелді, және тек қана балқытпаның азғантай мөлшері бассейннің түбінде қатып қалған құймакесек түрде табылды. Булы жарылыс кезіндегідей емес қысымның бірінші импульсікориумның өлшем бөлшектер мен жақсы коррельделді. Кориум металл компоненттердің тотығу нәтижесіндегі конденсациялмаған газдың генерациясы болғандықтан, өлшенген қысым квазистационарлық режимінде есептелгеннен кем. Қысымның өлшемсіз бірінші шыңы ҰАО тәжірибелердің параметрлері мен ғана емес, тағы FARO тәжірибелердің деректерімен де жақсы коррельденеді.

FUEL COOLANT INTERACTION TESTS UNDER EX-VESSEL CONDITIONS

¹)M. Kato, ¹)H. Nagasaka, ²)Y. Vasilyev, ²)A. Kolodeshnikov, ²)V. Zhdanov.

¹)Systems Safety Department, Nuclear Power Engineering Corporation, Japan

²)National Nuclear Center

Extensive efforts have been performed to resolve in-vessel fuel coolant interaction (FCI) concerning α -mode failure issue. However, there are several basic differences between in-vessel and ex-vessel FCI conditions. FCI phenomena when a molten corium falls into water pool on containment floor during a sever accident (SA) were experimentally investigated in Test A of COTELS project. Typical ex-vessel FCI conditions of SA in actual plant were pertinently simulated in the tests based on SA scenario analysis of LWR. In the tests, about 60kg of UO₂ mixture was poured into water pool. In most tests conducted, measured pressure in the test vessel reached the first peak value as long as 0.5 s compared with the time observed in steam explosion (SE), then it gradually approached the final quasi-steady state pressure within 10 s. No violent SE was observed in any tests. Most of poured corium were broken up and only small amount of ingot corium was found on the pool bottom. The first peak pressure was well correlated by the corium particle size which was much larger than that usually observed in SE. Measured final quasi-state pressure was less than that evaluated by the initial stored energy in corium due to non-condensable gas generation as a result of oxidation of metallic components in the corium. The non-dimensional first peak pressure was well correlated by one non-dimensional parameter not only for COTELS data but also for FARO data.

УДК 621.039.53.536

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДУКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОРИУМА С БЕТОНОМ

¹⁾ Нагасака Х., ¹⁾ Сакаки И., ²⁾ Жданов В.С., ²⁾ Васильев Ю.С., ²⁾ Колодешников А.А., ²⁾ Черепнин Ю.С.¹⁾ Корпорация атомной энергетики, Япония²⁾ Национальный ядерный центр республики Казахстан

Выполнено исследование продуктов взаимодействия кориума с бетоном (МССИ), которое моделировалось в экспериментах на стенде "Вулкан". В 6 экспериментах из 10 получены продукты взаимодействия в виде фрагментов, слой которых формировался над слитком кориума. Распределение частиц по характерному поперечному размеру хорошо коррелирует с логарифмическим законом Розина – Раммлера. Большое количество очень мелких частиц получено вследствие прохождения через кориум продуктов разложения бетона и окисления металлических компонентов кориума газом, который генерируется в процессе МССИ. Верхний слой застывших продуктов МССИ содержит в себе больше компонентов бетона, чем нижние. Глубина эрозии бетона в описываемых экспериментах меньше, чем в экспериментах MACE, WETCOR и SWISS. Основные отличия экспериментов в НЯЦ от экспериментов, выполненных другими исследователями: 1) отсутствие прочного прилипания корки над кориумом к бетонной стенке ловушки; проникновение воды в зазор между кориумом и бетоном и через каналы в слитке кориума; 3) отсутствие обширной поры в слитке кориума и 4) образование гравийной подложки под слитком кориума. Все эти явления стимулируют подавление МССИ.

Введение

В 6 экспериментах из 10 получены фрагментированные продукты МССИ. Хотя в этих экспериментах глубина эрозии бетона больше, чем для случаев, когда фрагментированных продуктов МССИ не образовалось, все-таки она меньше (от 10 до 40 мм), чем у других экспериментаторов (от 50 до 229 мм) в опытах SWISS (Blöse, R.E., 1987), WETCOR (Blöse, R.E., 1993) и MACE (Spencer, B.W., 1991 and Farmer, M.T., 1992). В этих экспериментах образовалась обширная полость между верхней коркой и нижерасположенными продуктами МССИ вследствие прочного прилипания верхней корки к боковой бетонной стенке, которая препятствует проникновению воды в зону взаимодействия кориума с бетоном. Фрагментированные продукты МССИ наблюдались только в эксперименте MACE-M0 в соответствии с опубликованными данными.

Основные отличия условий экспериментов в НЯЦ и WETCOR/ MACE, в которых применялось оксидное топливо, приведены в таблице 1. В экспериментах НЯЦ начальная температура кориума составляла порядка 3200 К и моделировалось падение расплава на бетонное основание. Кориум содержал много металлических компонентов (от 17 до 40%), что позволило эффективно моделировать его подогрев в бетонной ловушке с помощью индукционного нагревателя. Основание и боковые стенки ловушки изготавливались из базальтового бетона, который моделировал размеры щебня, состав, прочность и технологию приготовления бетона для японских легководных реакторов.

Настоящая статья обобщает результаты материаловедения застывших продуктов МССИ и де-

градированного бетона с точки зрения механизма формирования фрагментированных продуктов МССИ для выяснения причин различий в результатах экспериментов в НЯЦ и других исследователей.

1. Состояние эродированного бетона

В таблице 2 обобщены данные по состоянию затвердевших продуктов МССИ и эродированного бетона. Результаты экспериментов классифицированы по количеству фрагментированных продуктов МССИ на три группы:

- (1) фрагментированные продукты МССИ составляют 20...40% от суммарной массы затвердевшего кориума (1а – для ловушки диаметром 26 см, 1б – для ловушки диаметром 36 см);
- (2) фрагментированные продукты МССИ составляют 70...80% общей массы затвердевшего кориума;
- (3) фрагментированные продукты МССИ отсутствуют (Nagasaka, H., 1999).

Затвердевшие продукты МССИ состоят, главным образом, из лежащего на основании сплошного слитка и расположенных на нем фрагментированных продуктов (за исключением варианта (3) /см. рис. 1/. В общем случае, слиток продуктов МССИ имеет множество каверн диаметром от 1,5 до 15 мм. Некоторые каверны содержат в себе фрагменты щебня, как показано на рис. 2. Кроме того, слиток содержит множество каналов в направлении от бетонного основания до поверхности слитка. Стенки некоторых каналов имеют коричневую или белую окраску, что может являться результатом окисления металлических компонен-

тов при прохождении через кориум (в расплавленном состоянии) продуктов разложения бетона.

Таблица 1. Сравнение экспериментов НЯЦ, WETCOR и MACE

Эксперимент	Эксперимент В/С (NUPEC/НЯЦ)	WETCOR-1 (Сандия)	MACE-M0 (Аргон)	MACE-M1B (Аргон)
Состояние расплава				
-композиция	UO ₂ , ZrO ₂ , Zr, SS	Al ₂ O ₃ , CaO, SiO ₂ , Fe ₂ O ₃ , MgO	UO ₂ , ZrO ₂ , Zr, SiO ₂ , CaO, бетон	UO ₂ , ZrO ₂ , Zr, Fe, CaO, бетон
-масса (кг)	60	34	109	413
-температура (К)	3200	1850	~2000	~2300
-метод плавления	индукционный (прямой)	индукционный (вольфрамовая стенка)	омический (вольфрамовые электроды)	омический (вольфрамовые электроды)
моделирование падения расплава	да	нет	нет	нет
моделирование остаточного энергосодержания				
-удельная мощность (Вт/г)	1.25	0.3	0.5~1.0	0~0.3
-метод	индукционный (прямой)	индукционный (вольфрамовая стенка)	омический (вольфрамовые электроды)	омический (вольфрамовые электроды)
бетонная ловушка				
-тип бетона	базальтовый	известняковый	известняковый	известняковый
-конфигурация	цилиндрическая	цилиндрическая (боковая стенка -MgO)	прямоугольная	прямоугольная (боковая стенка -MgO)
-размеры (см)	Ø36 или 26	Ø40	30×30	50×50
-соотношение	0.19 или 0.5	0.56	0.5	0.5
впрыск воды				
-расход (л/мин.)	2	57	~600	~120
-метод	струя, распыление	струя	струя	струя
-температура (К)	комнатная	295	296	296
-задержка впрыска	8 или 18 мин. после слива кориума	при достижении эрозии бетона 2 см	при достижении эрозии бетона 1,2 см	при достижении эрозии бетона 8 см

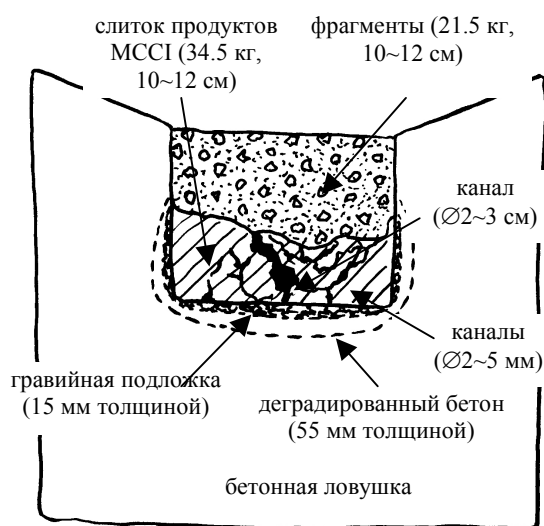


Рис.1 Типичное сечение бетонной ловушки с продуктами МССИ (В/С-5)

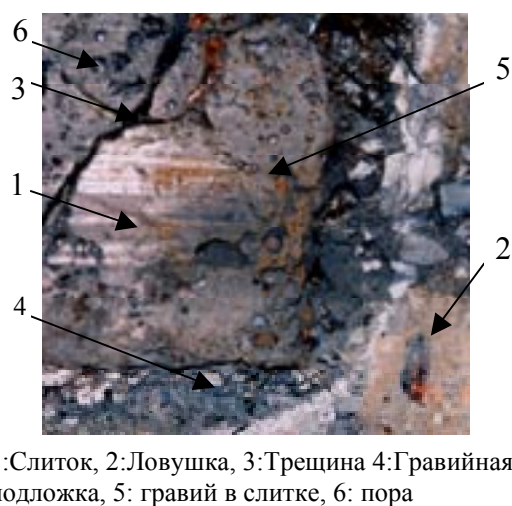


Рис.2 продольный разрез (увеличено) (В/С-5)

Таблица 2. Состояние затвердевших продуктов МССІ и деградированного бетона

классификация параметр эксперимент	Вариант (1)			Вариант (2)			Вариант (3)			
	(1a)		(1b)	В/С-2	В/С-3	В/С-10	В/С-6	В/С-7	В/С-8	В/С-9
	В/С-5a	В/С-5	В/С-4							
состояние продуктов МССІ										
-полная масса* (кг)	47	56	56	45	46	58	53	52	42	51
-масса фрагментов (кг/%)	9/19	21.5/38	19/34	35/78	33/72	48/83	нет	нет	нет	нет
крупные частицы** (кг)	0	0	6	0	0	18	-	-	-	-
мелкие частицы*** (кг)	9	21.5	13	35	33	30	-	-	-	-
среднемассовый диаметр мелких частиц (мм)	0.6	0.8	2.2	1.5	1.0	0.4	-	-	-	-
-слитков (кг)	38	34.5	37	10	13	10	53	52	42	51
состояние бетона										
-макс. эрозия (мм) стенка/дно	13/28	10/25	25/22	15/15	15/20	48/40	8/15	10/18	8/15	~0/10
-макс. толщина гравийной подложки (мм)	12	15	21	18	15	15	10	12	12	5
-макс. толщина деградиро- ванного бетона (мм)	40	55	65	40	34	35	32	35	30	20

Примечания. *) полная масса продуктов МССІ после эксперимента. **) Частицы размером более 16 мм. ***) Частицы размером менее 16 мм.

Эрозия и деградация бетона одинакова как для основания так и для стенки во всех вариантах, независимо от наличия или отсутствия фрагментированных продуктов МССІ. Отличие состоит только в глубине эрозии и деградации бетона. Максимальная эрозия бетона достигнута в эксперименте В/С-10 и составила 48 см, когда кориуму было передано максимальное количество энергии до начала орошения водой. Тем не менее, глубина эрозии была меньше, чем в экспериментах SWISS, WETCOR и MACE.

На рис. 3 представлена типичная картина деградации бетона на примере эксперимента В/С-4. Регион I (толщиной 5...7 мм), непосредственно прилегающий к слитку, представляет собой хрупкую преплавленную массу компонентов бетона. Этот регион содержит множественные поры и каверны. Регион II (толщиной 12...20 мм) представляет собой более темный слой бетона, по сравнению с исходной композицией и содержит больше наполнителя (гравия). Температура в этом регионе составляла около 750 К, что соответствует реакции: $\text{CaCO}_3 \rightarrow \text{CaO} + \text{CO}_2$. Гравийная подложка классифицирована как регион I плюс регион II. Она имеет высокое термическое сопротивление вследствие высокой пористости. Визуально она выглядит как слой бетона с более высокой концентрацией наполнителя вследствие частичным или полным выплавлением бетонной связки. Т.к. бетонная связка после плавления выходит через слой кориума, происходит оседание кориума в тело ловушки. Кроме того, возможно проникновение воды в регион I и II. Тонкий слой белого цвета и низкой пористости (толщиной 3...5 мм) классифицирован как регион III. Температура этой области достигала 650 К, что соответствует реакции: $\text{Ca}(\text{OH})_2 \rightarrow \text{CaO} + \text{H}_2\text{O}$. Последний регион IV (толщиной 15...20 мм) представляет собой относительно прочный бетон светло

коричневого цвета. Нет четкой границы между этим регионом и неповрежденным бетоном. Температура этой области составляла около 400 К, что соответствует температуре испарения свободной воды из бетона.

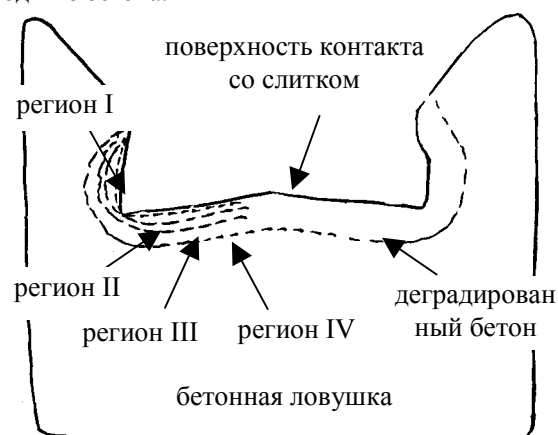


Рис.3 Деградированный бетон (В/С-4)

2. Исследование продуктов МССІ

Для уточнения механизма формирования "рыхлой" фракции продуктов МССІ рассмотрено распределение частиц по размерам. Фрагментированные продукты МССІ были извлечены послойно из бетонной ловушки для определения вертикального распределения их по размеру. Частицы разделены по характерному поперечному размеру ситовым методом на 12 фракций. На рис.4 приведен результат гранулометрического анализа для эксперимента В/С-3. Очевидно, что верхние слои содержат больше мелких частиц, чем средние и нижние.

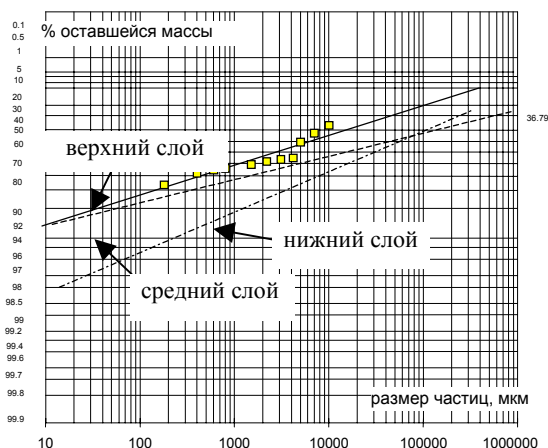


Рис. 4 Вертикальное распределение частиц по размерам (В/С-3)

Распределение частиц по размеру хорошо коррелирует с логарифмическим законом Розина – Раммлера, независимо от рассматриваемого варианта /см. Рис.5/. Однако, графики существенно отличаются от тех, которые получены в эксперименте А-6, когда кориум сливался в бассейн с водой (FCI эксперимент). В общем случае в серии экспериментов В/С получены более мелкие частицы.

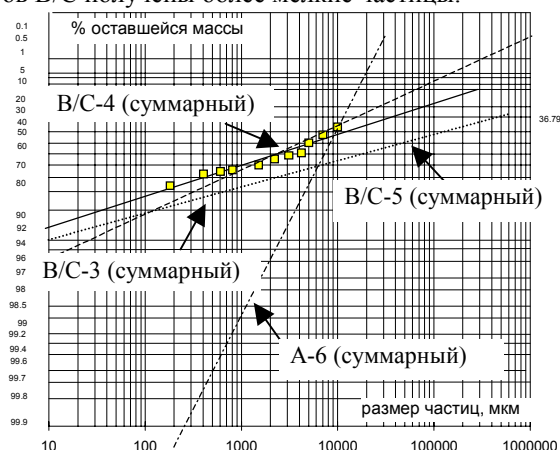


Рис. 5 Сравнение распределений Розина-Раммлера для МСЦИ и FCI экспериментов (А-6)

В эксперименте В/С-4 существовала тонкая корка над продуктами МСЦИ, которая была разрушена в результате прерывания орошения водой. Таким образом, "рыхлая" фракция пополнилась крупными частицами, что привело к изменению распределения Розина –Раммлера.

На рис.6 приведено сравнение распределений частиц по размерам для двух экспериментов, в одном из которых не было орошения расплава водой (В/С-5а). В эксперименте В/С-5 вода подавалась на поверхность расплава со скоростью 2 литр в минуту. Сходство распределений частиц по размерам доказывает, что МСЦИ продолжается даже при орошении расплава водой.

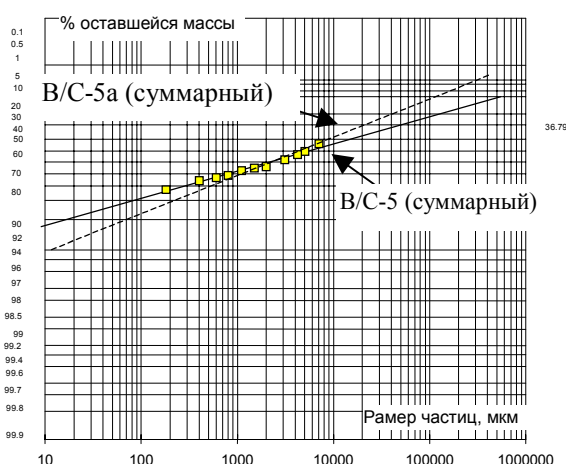


Рис. 6 Влияние орошения водой на размер фрагментов (В/С-5а и В/С-5)

Количество образовавшихся фрагментов в большой степени зависит от запасенного в расплаве тепла до начала орошения его водой. На рис.7 показана масса фрагментированных продуктов МСЦИ в зависимости от интегрального тепла в расплаве для всех экспериментов с диаметром ловушки 36 см. Наибольшее количество частиц образовалось в экспериментах В/С-2, 3 и 10, несмотря на то, что соотношение высота/диаметр ловушки составило 0,19. Исключение составляет эксперимент В/С-4, т.к. в этом случае имело место прерывание орошения расплава водой.

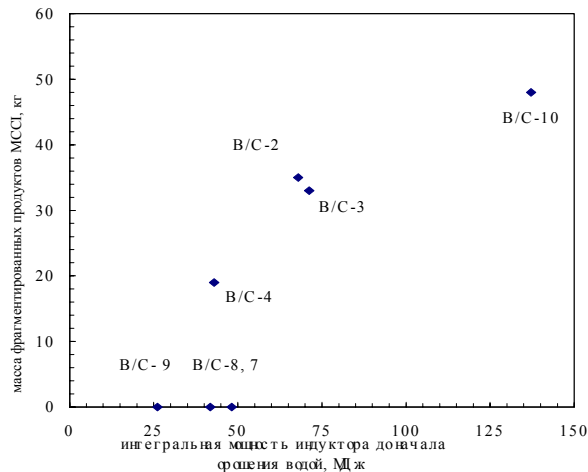


Рис. 7 Масса фрагментов в зависимости от запасенного в кориуме тепла

В процессе разогрева шихты в электроплавильной печи (ЭПП) до полного плавления компонентов, металлические компоненты шихты взаимодействуют между собой с образованием металлических и керамических эвтектических сплавов (Hofmann, P, 1989). При этом оксиды, содержащиеся в шихте, частично или полностью теряют кислород, который дренируется из ЭПП. Таким образом, сливаемый расплав имеет более высокое содержание металлических компонентов, чем исходная шихта.

На начальной стадии МССИ до начала орошения расплава водой расплавленные и частично испаренные компоненты бетона стремятся проникнуть через расплав вверх вследствие их более низкой плотности. Наличие такого процесса подтверждается наличием каверн, трещин и каналов в слитке продуктов МССИ /см рис.2/. При этом происходит окисление металлических компонентов расплава H_2O и CO_2 , выделяющихся из бетона. Расплав также "вулканирует". Такое явление наблюдается в зазоре между боковой стенкой ловушки и кориумом.

Таким образом, фрагменты продуктов МССИ состоят из мелких частиц, образовавшихся как при прохождении продуктов разложения бетона через расплав, сопровождающегося окислением металлических компонентов, так и из частиц, образовавшихся при "гейзерном" выбросе расплава на его поверхности.

Изучены свойства материала фрагментов, образовавшихся в результате эксперимента В/С-2. Измерены удельное электросопротивление, плотность и температура плавления образцов фрагментов размером менее 0,1 мм. На рис.8 приведены значения параметров, приведенные на параметры нижнего слоя частиц. Снижение плотности и температуры плавления материала в верхнем слое частиц подтверждает повышенное содержание в нем компонентов бетона.

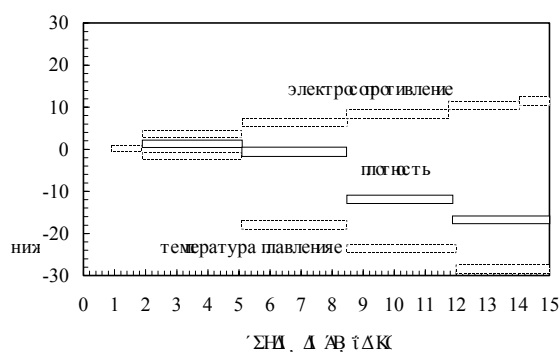


Рис.8 Вертикальное распределение свойств материала частиц (В/С-2)

В процессе наполнения кориума компонентами бетона снижается удельное энерговыделение в расплаве, что приводит к постепенному снижению средней температуры расплава и замедляет процесс эрозии бетона. Такая ситуация ожидается при развитии тяжелой аварии в ЛВР. Температура плавления фрагментов гравия (около 2730 К для отдельных сортов), используемого в качестве наполнителя бетона существенно выше, чем у бетонной связки (цементного раствора – около 1520 К). Таким образом, разрушение гравийной подложки задерживается до тех пор, пока полностью не деградирует бетонная связка. Гравийная подложка играет роль теплоизолятора между расплавом и бетоном. Продолжение эрозии бетона возможно только после полного высвобождения фрагментов

наполнителя и контакта расплава с новым слоем бетона.

3. Сравнение степени эрозии бетона в экспериментах НЯЦ и МАСЕ-М0

МАСЕ-М0 выбран для сравнения с экспериментами В/С, т.к. на основании опубликованных данных, только в этом эксперименте образовались фрагментированные продукты МССИ. Соответственно, из экспериментов НЯЦ выбран В/С-5, т.к. в данном эксперименте соотношение размеров ловушки наиболее близко к эксперименту МАСЕ. На рис.9 показан разрез экспериментальной секции МАСЕ. В таблице 3 приведены параметры состояния затвердевших продуктов МССИ в сравниваемых экспериментах.

Таблица 3 Различия в экспериментах В/С-5 и МАСЕ

эксперимент	МАСЕ-М0	В/С-5
параметр		
эрозия боковой стенки	да	да
наличие фрагментов	да	да
наличие верхней корки	да	нет
полость под коркой	да	нет
гравийная подложка	нет	да
каналы проникновения воды	боковая стенка	боковая стенка, каналы
скорость эрозии бетона	11 см/час	2 см/час



Рис.9 Геометрия продуктов МССИ и бетона в эксперименте МАСЕ-М0

Среднее количество фрагментированных продуктов МССИ в экспериментах МАСЕ-М0 и В/С-5, что объясняется значительным количеством тепла, сообщенного расплаву до начала орошения водой, когда бетонное основание уже эродировало на глубину 1,2 см. В экспериментах В/С начальная разница температур расплава и бетона составляет не менее 2900 К, следовательно, имеет место быстрое плавление поверхности бетона. В эксперименте МАСЕ-М0 фрагменты продуктов МССИ удерживались электродами для омического нагрева, с которыми прочно "склеилась" верхняя корка. В результате образовалась обширная полость под коркой. В эксперименте В/С-5 частицы осыпались вследствие отсутствия поддерживающей структуры. В эксперименте В/С-3 не наблюдалось сцепления слитка продуктов МССИ с боковой стенкой /см.

рис.10/, что предполагает продолжение эрозии бетона.

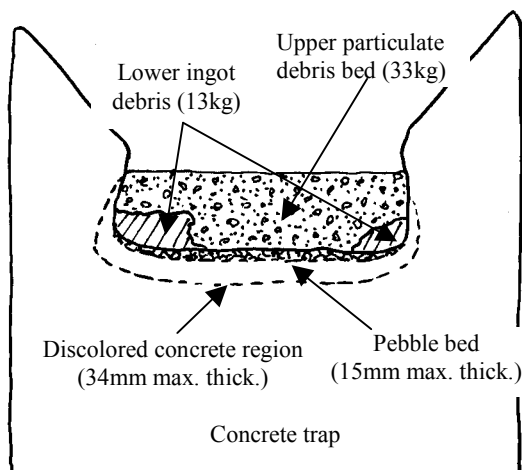


Fig.10 Geometry of solidified debris and eroded concrete in COTELS B/C-3

В экспериментах В/С периферийная область расплава более нагрета вследствие индукционного нагрева, а в эксперименте MACE-M0 более нагрета центральная зона. Этот эффект может привести к различию условий на границе перехода "расплав-бетон" в зоне боковой стенки. Кроме того, бетон с базальтовым наполнителем (эксперименты В/С) более тугоплавкий, чем известняковый бетон (эксперименты MACE). В экспериментах В/С обнаружены остаточные поры и каналы в продуктах МССИ, образованные в результате моделирования процесса падения расплава на бетонное основание, что не наблюдалось в экспериментах MACE. Проникновение воды по двум путям – вдоль боковой стенки и через каналы в центральной области позволили избежать образования обширной полости под коркой в экспериментах В/С. Кроме того, процесс эрозии бетона в экспериментах В/С мог сдерживаться наличием гравийной подложки между расплавом и бетоном (что не наблюдалось в экспериментах MACE).

Литература

- 1) Blose, R.E., Gronager, J.E., Suo-Anttila, A.J., Brockmann, J.E., 1987. SWISS : Sustained Heated Metallic Melt/Concrete Interaction with Overlaying Water Pools, NUREG/CR-4727, July 1987.
- 2) Blose, R.E., Powers, D.A., Copus, E.R., Brockmann, J.E., Simpson, R.B., Lucero, D.A., 1993. Core-Concrete Interaction with Overlaying Water Pools : The WETCOR-1 Test, NUREG/CR-5907, November 1993.
- 3) Farmer, M.T., Spencer, B.W., Armstrong, D.R., 1992. MACE Test M1B Data Report, Argonne National Laboratory Report, ACE-TR-D6, September 1992.
- 4) Hofmann, P., Hagen, S.J.L., Schanz, G., Skokan, A., 1989. Reactor Core Materials Interaction at very high Temperatures, Nuclear Technology, vol. 87, August 1989, pp.146-185.

Заключение

Формирование фрагментированных продуктов МССИ обусловлено, главным образом, энергией, запасенной в расплаве до начала орошения его водой. Кроме того, значительное количество фрагментированных продуктов МССИ образовалось в результате длительных перерывов в подаче воды на поверхность расплава. В результате прохождения через расплав продуктов разложения бетона и сопровождающего этот процесс окисления металлических компонентов расплава, получено большое количество частиц с весьма малым поперечным размером. Верхний слой фрагментов содержит большое количество соединений бетона. Распределение частиц по характерному поперечному размеру хорошо согласуется с логарифмическим законом Розина – Раммлера.

Основными отличиями результатов экспериментов в НЯЦ по сравнению с экспериментами WETCOR и MACE являются: 1) отсутствие сцепления верхней корки продуктов МССИ с боковой стенкой бетонной ловушки за счет применения индукционного метода моделирования остаточного энерговыделения; 2) наличие каналов в слитке продуктов МССИ, сформированными за счет моделирования процесса падения кориума на бетонное основание и большой скоростью генерации газа в начальный момент МССИ; 3) лучшие условия проникновения воды в расплав через зазор между боковой стенкой ловушки и кориумом и через каналы в центральной части слитка; 4) отсутствие обширной полости в слитке продуктов МССИ благодаря п.п. 1), 2) и 3); 5) формирование теплоизоляционного слоя в виде гравийной подложки под слитком продуктов МССИ при моделировании реальных размеров фрагментов наполнителя в бетоне. Все эти явления приводят к сдерживанию процесса МССИ и вызывают меньшую эрозию бетона в экспериментах В/С.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке министерства торговли и промышленности Японии.

- 5) Nagasaka, H., Kato, M., Sakaki, I., Cherepnin, Y., Vasilyev, Y., Kolodeshnikov, A., Zhdanov, V., Zuev, V., 1999. COTELS Project (3) : Ex-vessel Debris Cooling Tests, Proceedings of OECD Workshop on Ex-Vessel Debris Coolability. Karlsruhe, 15-18 November 1999.
- 6) Spencer, B.W., Fischer, M., Farmer, M.T., Armstrong, D.R., 1991. MACE Scoping Test Data Report, Argonne National Laboratory Report, MACE-TR-D03, June 1991.

БЕТОН МЕН КОРИУМНЫҢ ӨЗАРА ӘРЕКЕТТЕСУ ӨНІМДЕРІН ЗЕРТТЕУ

¹⁾Сакаки И., ¹⁾Нагасака Х., ²⁾Жданов В. С., ²⁾Васильев Ю. С., ²⁾Колодешников А. А. ²⁾Черепнин Ю. С.

¹⁾*Атом Энергетикасы Корпорациясы, Япония*

²⁾*Ұлттық Ядролық Орталығы*

"Вулкан" текшені модельдеу кездегі тәжірибеде бетон мен кориумның өзара әрекеттесу (МССІ) өнімдерді зерттеу өткізілді. Он тәжірибелердің алтысында өзара әрекеттесу өнімдері фрагмент түрінде айырып алынған. Фрагменттердің қабаты құймакесек түрінде кориумның үстінде құралды. Бөлшектердің үлестірімі жағалай сипатты көлденең өлшеммен Розин-Раммлер логарифмдік заңымен жақсы корреляленеді. МССІ процесс кезіндегі генерерделген газбен кориумның металл компоненттер тотығу және бетон ажырау өнімдерің кориумнан өткен нәтижесінде өте көп ұсақ бөлшектер айырып алынған. Жоғары қабатында астыңғы қабатымен салыстырғанда МССІ қатып қалған өнімдірің көбірек. SWISS, WETCOR және MACE тәжірибелерге қарағанда көрсетілген тәжірибелерде бетонның желіндік тереңдігі азырақ. Басқа зерттеушілермен өткізген тәжірибелерден ҰЯО тәжірибелердің негізгі айырмашылықтар:

1. Бетон тордың қабырғасына кориумның үстіндегі қабыршықтың берік жабысуының жоқтығы;
 2. кориумның құймакесектегі арналар арқылы бетон мен кориум арасындағы саңылауға судың енуі;
 3. Кориумның құймакесектегі кең кеуектің жоқтығы;
 4. Кориумның құймакесектің астындағы гравий астардың пайда болуы.
- Осы барлық құбылыстар МССІ басуын ынталандырады.

STRUCTURAL INVESTIGATION OF SOLIDIFIED DEBRIS IN MCCI

¹⁾I. Sakaki, ¹⁾H. Nagasaka, ²⁾V. Zhdanov, ²⁾Y. Vasilyev, ²⁾A. Kolodeshnikov, ²⁾Y. Cherepnin.

¹⁾*Systems Safety Department, Nuclear Power Engineering Corporation, Japan*

²⁾*National Nuclear Center*

Cross section of concrete trap along with solidified debris tested in COTELS Test B/C, in which the interaction among core melt, water and concrete was simulated, were structurally investigated. In 6 tests out of 10 tests, particulate debris bed was formed above continuous ingot debris. The size distribution of the particulate debris was well correlated by Rosin-Rammler equation. Large amount of smallest diameter particles was obtained due to the entrainment of molten corium, decomposed concrete and oxidation of metallic components in corium associated with molten core concrete interaction (MCCI) generated gas. The upper region of the solidified debris included more concrete compositions. The concrete erosion depth, concrete degradation condition and the structure of solidified debris were evaluated to clarify the basic difference between COTELS and former tests results. Concrete erosion depth was less than that observed in MACE, WETCOR, SWISS tests. The major differences of COTELS results compared with the former test results were: 1) absence of strong adhesion of crust to melt trap side wall: 2) water penetration into debris through both eroded side wall and channels inside ingot debris: 3) absence of large void inside ingot debris: and 4) formation of pebble bed below ingot debris. All of these promoted the suppression of MCCI.

УДК 621.039.53.536

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ СТЕРЖНЕВЫХ КАРБИДНЫХ ТВЭЛОВ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА ЯЭДУ

¹⁾Дерявко И.И., ²⁾Перепелкин И.Г., ¹⁾Пивоваров О.С., ¹⁾Стороженко А.Н.

¹⁾ *Институт атомной энергии*

²⁾ *Национальный ядерный центр*

Выполнены послереакторные материаловедческие исследования штатных твэлов ЯРД, прошедших комплексные испытания в проточных технологических каналах КЭТ реактора ИВГ.1 (IV а.з.) последовательно на двигательном и энергетических режимах реактора ЯЭДУ. Путем сопоставления состояния твэлов, прошедших различное количество пусков реактора ИВГ.1 на энергетическом режиме большой мощности (РБМ) реактора ЯЭДУ (при одинаковом количестве пусков на двигательном режиме и энергетическом режиме малой мощности), установлены основные показатели функциональной работоспособности твэлов на режиме РБМ.

1. Особенности выполнения испытаний твэлов на режиме РБМ

Энергетический режим большой мощности трехрежимной установки ЯЭДУ предназначен для обеспечения электрической энергией специального технологического оборудования установки. Основные параметры режима РБМ для различных вариантов конструкций трехрежимных ЯЭДУ можно ориентировочно охарактеризовать следующим образом: тепловая мощность реактора – 25...35 МВт; электрическая мощность – 7...10 МВт; температура теплоносителя (водорода) на выходе из каждой ТВС – 800...1200 К; максимальная температура эксплуатации твэлов – до 1400 К; суммарный расход водорода через все ТВС – до 3 кг/с; давление H_2 на входе в ТВС – от 5 до 19 МПа, на выходе – около 4 МПа; количество циклов включений режима – до 50 раз; общая продолжительность работы на режиме – 1000...2000 с; теплонапряженность твэлов – до 2 МВт/м². Из указанного можно видеть, что условия эксплуатации твэлов на энергетическом режиме РБМ по жесткости занимают некоторое промежуточное значение между условиями их эксплуатации на предельно жестком двигательном режиме (ДР) и мягком энергетическом режиме малой мощности (РММ).

Испытания штатных стержневых карбидных и карбидографитовых твэлов ЯРД на режиме РБМ, выполненные в 87-88 годах, были осуществлены в проточных технологических каналах КЭТ и КЭП IV опытной активной зоны реактора ИВГ.1. Первоначальную загрузку активной зоны составляли 25 каналов КЭТ со «свежими» ТВС, 5 каналов КЭТ с ТВС, ранее прошедшими испытания на режиме ДР в составе II опытной активной зоны ИВГ.1, и 1 петлевой канал КЭП со «свежими» ТВС. Следует отметить, что каналы КЭТ и КЭП таким образом сформированной IV активной зоны прошли сначала (в 1985 году) энергетический пуск ПИ2-ЭП и два типовых пуска (ПИ2-1 и ПИ2-2) на режиме ДР, затем (в 1986 году) один экспериментальный короткий (длительностью ~1,5 ч) пуск ММ-1 на режиме РММ (каналы при этом охлаждались гелием) и только после этого семь типовых пусков (ПМ1-1, ..., ПМ1-7) на режиме РБМ. То есть выполненные испытания были комплексными испытаниями твэлов на чередующихся режимах ДР, РММ и РБМ. Кроме того, при осуществлении пусков серии ПМ1 были выполнены замены четырех каналов КЭТ на новые, в связи с чем только петлевой канал КЭП и 21 из 25 каналов КЭТ (см. таблицу) прошли испытания на чередующихся режимах в полном соответствии с указанной выше последовательностью – ЭП+2ДР+1РММ+7РБМ.

Таблица. Характер испытаний твэлов в каналах КЭТ и КЭП реактора ИВГ.1 (IV а.з.) на чередующихся режимах реактора ЯЭДУ

Количество ¹⁾ каналов КЭТ и КЭП со «свежими» ТВС	Краткое обозначение режимов испытаний	Условное обозначение режимов испытаний
1 канал КЭТ	2ДР+1РММ+2РБМ	(2+1+2)
2 канала КЭТ	ЭП+2ДР+1РММ+2РБМ	(ЭП+2+1+2)
1 канал КЭТ	2ДР+1РММ+7РБМ	(2+1+7)
21 канал КЭТ	ЭП+2ДР+1РММ+7РБМ	(ЭП+2+1+7)
1 канал КЭП	ЭП+2ДР+1РММ+7РБМ	(ЭП+2+1+7)

1) – из таблицы исключены 2 канала КЭТ со «свежими» ТВС, испытанные только в энергетическом пуске, и 5 каналов КЭТ, испытанные ранее в составе II активной зоны ИВГ.1.

2. Условия испытаний твэлов

Мощность реактора ИВГ.1 в шести пусках серии ПМ1 на режиме РБМ удерживалась на уровне 5 МВт, а в одном из пусков – ПМ1-6 – была поднята до ~29 МВт; длительность отдельных пусков τ составляла от ~0,1 до ~3 ч; общая длительность испытаний на режиме РБМ составила около 15 часов. Расход водорода через отдельную ТВС составлял около 10 г/с; температура H_2 на выходе из ТВС каналов КЭТ находилась в диапазоне 1180...1390 К. Максимальная температура твэлов в выходных нагревных секциях №6 составляла около 1500 К; средние значения тепловых потоков с поверхности твэлов $\bar{q}_s$ находились в пределах 0,2...0,3 МВт/м² (в самом коротком ($\tau_6 = 440$ с) пуске ПМ1-6 потоки $\bar{q}_s$ составляли 1,2...1,6 МВт/м²).

Отсюда следует, что испытания твэлов на чередующихся режимах ДР, РММ и РБМ реактора ЯЭДУ, выполненные в реакторе ИВГ.1, являлись, по сути, испытаниями, в которых исследовалось длительное влияние относительно мягкого режима РБМ на состояние твэлов, уже поврежденных в той или иной степени в ходе кратковременных испытаний в условиях жесткого режима ДР. Имеется в виду, что короткий пуск на режиме РММ (мощность реактора ~320 кВт, максимальная температура твэлов ~1500 К, теплосъем с поверхности твэлов $\bar{q}_s$ не более 0,02 МВт/м²) никак не мог повлиять на изменение состояния твэлов, достигнутое в испытаниях на режиме ДР.

Поскольку испытания твэлов на режиме РБМ, как видно из таблицы, были лишь заключительной частью их комплексных испытаний на чередующихся режимах, это не могло не вносить определенные трудности в послереакторные исследования работоспособности твэлов на режиме РБМ. Главная из этих трудностей состояла в том, что определение основного показателя функциональной работоспособности твэлов на этом режиме (т.е. степени сохранения целостности стержней и их исходной прочности) могло быть выполнено только через посредство определения тех изменений состояния твэлов, которые происходят при увеличении количества пусков реактора на режиме РБМ при условии равного количества пусков на режимах ДР и РММ.

3. Результаты послереакторных исследований твэлов

Из 25 указанных в таблице каналов КЭТ были разделаны 14 каналов, т.е. все обозначенные в таблице каналы КЭТ за вычетом 11 каналов, прошедших испытания на режимах (ЭП+2+1+7).

Оценка общего состояния твэлов в нагревных секциях разделанных каналов показала, что с увеличением количества пусков на режиме РБМ с двух до семи заметно усиливается деградация состояния поверхности твэлов как в высоко-, так и в

низкотемпературных секциях, выражающаяся в изменении цвета и морфологии поверхности. Так, после испытаний на режимах (2+1+2) и (ЭП+2+1+2) исходный светло-серый или серый цвет поверхности твэлов изменился во всех НС и приобрел разнообразные, хотя и довольно светлые оттенки – серебристо-серые, фиолетовые, синезеленые, золотисто-синие и золотистые (рис. 1); причем изменение цвета у твэлов высокотемпературных НС было более заметным. А после испытаний на режимах (2+1+7) и (ЭП+2+1+7) эти оттенки сменились на более темные (рис. 2). Потемнение цветовых оттенков у твэлов в низкотемпературных НС было менее заметным, чем в высокотемпературных, но при этом у них дополнительно фиксировалась также смена цветовых оттенков с преимущественно сине-зеленых на преимущественно сине-фиолетовые.

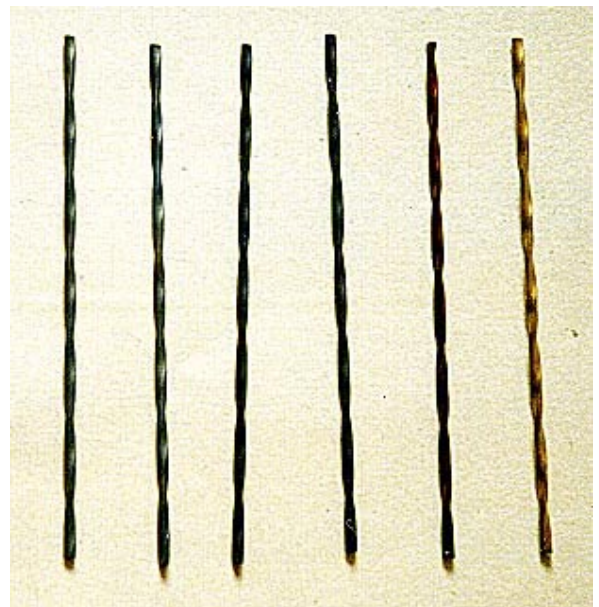


Рис. 1. Твэлы из ТВС канала КЭТ, прошедшего (ЭП+2+1+2)-испытания, отобранные из центральных зон различных НС: слева направо – НС №1, ..., НС №6.

Изменение цвета карбидных и карбидографитовых твэлов при реакторных испытаниях в проточных H_2 -охлаждаемых ТК является своеобразным индикатором наличия процессов оксинитрирования материала поверхности топливных стержней в результате химического взаимодействия этого материала с присутствующими в водороде примесями кислорода и азота. Существует, однако, некоторая неопределенность относительно момента протекания процесса оксинитрирования: только лишь при кратковременных испытаниях на режиме ДР при высоких температурах или и при длительных испытаниях на режиме РБМ при невысоких температурах. Обнаруженные изменения цвета поверхности твэлов всех НС при увеличении количества пусков реактора на режиме РБМ с двух до семи указывают на то, что оксинитрирование твэлов

происходит и в условиях испытаний на режиме РБМ, причем во всей области температур $T_{\text{обл}}$ от ~600 до ~1500 К.

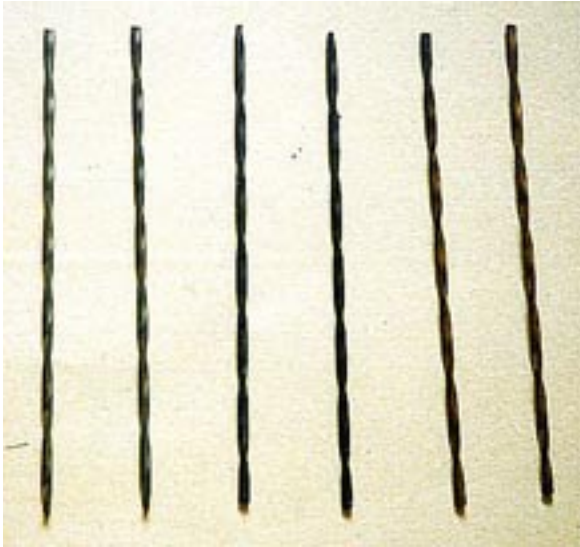


Рис. 2. Твэлы из ТВС канала КЭТ, прошедшего (ЭП+2+1+7)-испытания, отобранные из центральных зон различных НС: слева направо – НС №1, ..., НС №6.

Изменение морфологии поверхности твэлов (появление незначительной шероховатости после испытаний, заканчивающихся 7 пусками на режиме РБМ) визуально обнаруживалось только в выходных НС №5 и №6. Это свидетельствовало о некотором эрозионном повреждении поверхности тэлов в процессе 15-часового облучения при 1300...1500 К в потоке водорода.

Во всех нагревных секциях всех ТВС разделанных каналов были обнаружены поломки отдельных твэлов, а также закрутки пучков твэлов вдоль оси НС. Осевые закрутки пучков твэлов в нагревных секциях достигали максимума после испытаний на режимах (ЭП+2+1+7), но были относительно невысокими: в высокотемпературных НС они не превышали 15° , а в низкотемпературных секциях составляли около 5° . Количество поломок твэлов при увеличении количества пусков реактора N на режиме РБМ с 2 до 7 возрастало как в низко-, так и в высокотемпературных НС, но в высокотемпературных это возрастание было более заметным (см. рис. 3, где поврежденность твэлов D – это относительное количество сломанных стержней в НС). Установлено, что твэлы выходных НС разрушаются только на крупные фрагменты (в подавляющем большинстве случаев твэл разрушался только на два фрагмента), а у твэлов входных НС разрушения происходили на произвольное количество фрагментов.

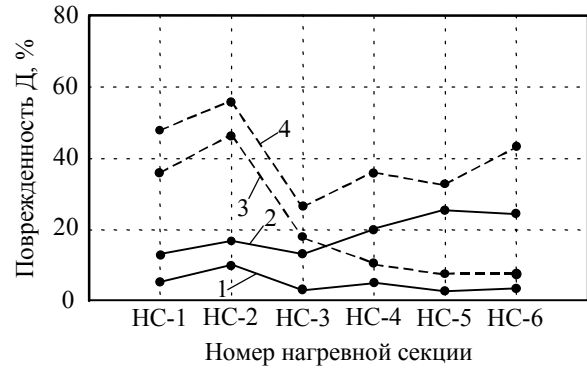


Рис. 3. Распределение поврежденности твэлов по высоте ТВС двух каналов КЭТ после (ЭП+2+1+2)-испытаний (1), десяти каналов КЭТ после (ЭП+2+1+7)-испытаний (2), одного канала КЭТ после (2+1+2)-испытаний (3) и одного канала КЭТ после (2+1+7)-испытаний (4).

Следует обратить внимание на то, что на рис. 3 четко обозначилось положительное влияние энергетического пуска на степень сохранения целостности твэлов: кривые 1 и 2 в области входных НС располагаются ниже соответствующих кривых 3 и 4 в этой же области. Отмеченное положительное влияние пуска ЭП, предшествующего двум типовым пускам на режиме ДР, связано с тем, что вероятность возникновения поверхностных трещин в твэлах входных НС в типовых пусках на режиме ДР снижается за счет образования на поверхностях твэлов в пуске ЭП сжимающих остаточных радиационных макронапряжений $\sigma_{\text{ост}}$ [1, 2]. Наличие меньшего количества трещин в твэлах после (ЭП+2+1+2)- и (ЭП+2+1+7)-испытаний, чем в твэлах после (2+1+2)- и (2+1+7)-испытаний, было экспериментально установлено путем экспрессных исследований твэлов из центральных зон низкотемпературных НС всех 14 каналов КЭТ, испытанных на указанных режимах. Для этого факт отсутствия трещин или, наоборот, наличия небольшого количества трещин устанавливался, во-первых, по величине упругого прогиба стержней f_i при фиксированной нагрузке, а во-вторых, по периодическим подъемам значений погонного электросопротивления R_i (или по отсутствию таковых) при измерении R_i на различных участках твэла вдоль его длины. Кроме того, факт отсутствия или наличия небольшого количества трещин в отдельных твэлах фиксировался по отсутствию или наличию на гистограмме частотного распределения значений прочности $n = n(\sigma_b)$ второго пика частоты слева от основного (измерения прочности осуществлялись кручением на базе 15 мм). Одна из таких гистограмм, где эффект наличия трещин в отдельных твэлах проявился наиболее ярко, показана на рис. 4; можно видеть, что примерно 20 % единичных значений прочности $(\sigma_b)_i$ выполнялись на участках

ТВЭЛОВ (длиной 15 мм), содержащих трещину (трещины).

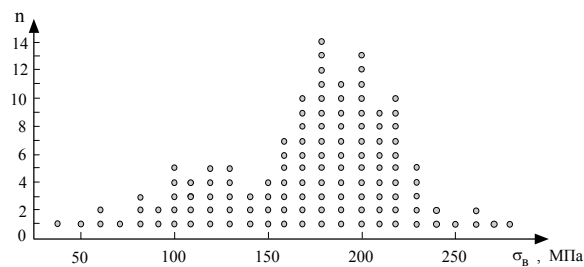


Рис. 4. Результаты измерений прочности у 29 ТВЭЛОВ из центральной зоны секции НС №2 канала КЭТ, прошедшего (2+1+7)-испытания.

Причины увеличения поврежденности ТВЭЛОВ Д с увеличением N на режиме РБМ с 2 до 7 во входных и выходных НС несколько различны. Во входных НС они связаны в основном с воздействием на ТВЭЛЫ дополнительных механических нагрузок при 5 дополнительных теплосменах в закручивающихся пучках стержней, часть которых ранее была повреждена поверхностными трещинами /2, 3/. Причины же увеличения поврежденности ТВЭЛОВ Д в выходных НС связаны опять же с воздействием на ТВЭЛЫ дополнительных механических нагрузок, но в условиях нарастающего их разупрочнения, вызванного деградацией материала поверхности стержней. Что касается разупрочнения, то оно начинается с эрозийного повреждения поверхности ТВЭЛОВ потоком водорода и химического взаимодействия карбида с примесями кислорода и азота в теплоносителе, а заканчивается ростом пористости в образующемся в приповерхностном слое карбооксинитридном материале и возникновением микротрещин в карбооксинитридных межзеренных прослойках в периферийных областях ТВЭЛОВ.

В заключение были выполнены прочностные испытания ТВЭЛОВ, для чего из 8 каналов КЭТ было отобрано по 30-35 стержней из центральных зон каждой НС. Полученные результаты, представленные на рис. 5, отражают влияние длительности испытаний на режиме РБМ на изменение прочности ТВЭЛОВ (наработка τ при N=2 составляла 4,9 ч, а при N=7 была на 10 ч больше, т.е. 14,9 ч). Из этого рисунка хорошо видно, что увеличение наработки на 10 часов вызывает сравнительно небольшое (на уровне 10...30 %) снижение прочности ТВЭЛОВ по всей высоте ТВС. Этот экспериментальный факт указывает на вполне достаточную функциональную работоспособность ТВЭЛОВ на режиме РБМ, если к тому же иметь в виду, что длительность эксплуатации ТВЭЛОВ на режиме РБМ в реакторе трехрежимной ЯЭДУ на порядок меньше, чем длительность выполненных испытаний в ИВГ.1.

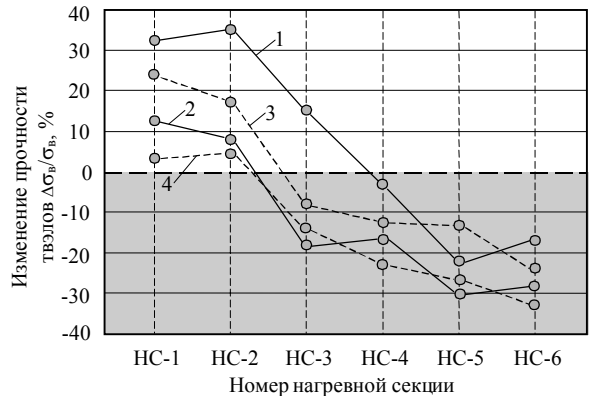


Рис. 5. Характер изменения прочности ТВЭЛОВ на высоте ТВС двух каналов КЭТ после (ЭП+2+1+2)-испытаний (1), пяти каналов КЭТ после (ЭП+2+1+7)-испытаний (2), одного канала КЭТ после (2+1+2)-испытаний (3) и одного канала КЭТ после (2+1+7)-испытаний (4).

Из анализа результатов прочностных испытаний вытекают два следующих дополнительных вывода. Во-первых, снижение прочности ТВЭЛОВ во входных НС еще раз указало на возможность низкотемпературного оксинитрирования ТВЭЛОВ в условиях режима РБМ. Во-вторых, характер кривых на рис. 5 позволяет еще раз увидеть положительное (упрочняющее) влияние энергетического пуска (предшествующего типовым пускам на режиме ДР) на состояние облученных ТВЭЛОВ, по крайней мере – на состояние ТВЭЛОВ входных НС: прочность у ТВЭЛОВ из НС №1 и №2 после (2+1+2)- и (2+1+7)-испытаний ниже, чем у ТВЭЛОВ из соответствующих НС после (ЭП+2+1+2)- и (ЭП+2+1+7)-испытаний (ср. кр. 1 и 3, а также кр. 2 и 4).

Заключение

На основании результатов исследований облученных ТВЭЛОВ, прошедших испытания в каналах КЭТ на чередующихся режимах ДР+РММ+РБМ, установлена вполне удовлетворительная функциональная работоспособность штатных ТВЭЛОВ ЯРД на режиме РБМ.

При оценке общего состояния ТВЭЛОВ в 14 разделанных каналах КЭТ обнаружено, что основное влияние относительно мягкого режима РБМ на состояние ТВЭЛОВ заключается в дальнейшем увеличении поврежденности ТВЭЛОВ Д в высокотемпературных НС (т.е. той поврежденности Д, которая уже достигнута в предшествующих пусках на режиме ДР). Выяснено, что характер поломок не представляется опасным для функционирования ТВС: ТВЭЛЫ разрушаются только на крупные фрагменты, а последние не смещаются друг относительно друга внутри НС и, следовательно, не уменьшают площадь проходного сечения тракта охлаждения ТВС.

При исследовании прочностных характеристик ТВЭЛОВ из 9 каналов КЭТ выявлено некоторое разупрочняющее влияние длительных испытаний на режиме РБМ, которое не следует рассматривать

как опасное для функциональной работоспособности ТВЭЛОВ на этом режиме.

Литература

- 1) Дерявко И.И., Тарасов В.И. Исследование изменений прочности ТВЭЛОВ после реакторных испытаний применительно к работе ЯЭДУ на двигательном и энергетическом режимах. – Доклады III отрасл. конф. «Ядерная энергетика в космосе. Ядерные ракетные двигатели», Подольск, НИИ НПО «Луч», 1993, ч. 3, с. 796-799.
- 2) Дерявко И.И., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С. и др. Анализ возможностей повышения функциональной работоспособности ТВЭЛОВ реактора ЯРД. – Сб. «Вестник НЯЦ РК», вып. 1, Курчатов НЯЦ РК, 2000, с. 88-91.
- 3) Дерявко И.И., Зеленский Д.И., Перепелкин И.Г. и др. Реакторная отработка стержневых карбидных ТВЭЛОВ ЯРД и ЯЭДУ. – Доклады V межд. конф. «Ядерная энергетика в космосе», Подольск, НПО «Луч», ч. 2, 1999, с. 552-557.

ЯЭҚҚ РЕАКТОРДЫҢ ҮЛКЕН ҚУАТТЫ ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ РЕЖІМІНДЕ ӨЗЕКТІ КАРБИДТЫҚ ОТЫН ЭЛЕМЕНТТЕРДІҢ ЖҰМЫСҚА ҚАБІЛЕТТІЛІГІН ЗЕРТТЕУ

¹⁾Дерявко И. И., ²⁾Перепелкин И. Г., ¹⁾Пивоваров О. С., ¹⁾Стороженко А. Н.

¹⁾ *Атом Энергиясы Институты*

²⁾ *Ұлттық Ядролық Орталығы*

ЗЖСГ.1 (Зерттеу Жоғары-Салқындату Гетеротрондық 1) реактордың ЭТА (Энергетикалық Технологиялық Арналар) ағыс технологиялық арналарда комплексті сынаулардан өткен ЯРҚ (Ядролық Ракеталық Қозғалтқыш) штаттық отын элементтердің реактор-кейінгі материалдық және ғылыми зерттеулер орындалған. ЯЭҚҚ (Ядролық Энергетикалық Қозғалтқыш Қондырғы) реактордың жүйелі қозғалтқыш және энергетикалық режимдерде зерттеулер өткізілді.

Отын элементтердің күйі ҮҚР (үлкен қуат режиміндегі) функционалдық жұмысқа қабілеттінің негізгі көрсеткіштері салыстырмалы жолмен анықталған. Осы отын элементтер ЯЭҚҚ реактордың үлкен қуатты энергетикалық режимінде ЗЖСГ.1 реактордың әр түрлі іске қосулардан (кішкентай қуат энергетикалық және қозғалтқыш режимде біркелкі іске қосуларында) өткен.

INVESTIGATION OF SERVICEABILITY OF ROD CARBIDE FUEL PINS ON ENERGY MODE OF HIGH POWER OF NEMF REACTOR

¹⁾I.I. Deryavko, I.G. ²⁾Perepyolkin, ¹⁾O.S. Pivovarov, ¹⁾A.N. Storozhenko

¹⁾ *Atomic Energy Institute*

²⁾ *National Nuclear Center*

There were conducted post reactor material and science investigations of NRM (Nuclear Rocket Motor) standard fuel pins. They were used in complex tests in ETC (Experimental Technological Channel) flowing technological channels of IV reactor on moving and energy modes of NEMF (Nuclear Energy Moving Facility) reactor. By comparing of condition of fuel pins which were tested in the course of different number of start-ups of IV-1 reactor on energy mode of high power (MHP) of NEMF reactor (number of start-ups on moving mode and on energy mode of low power is equal) there was determined the main factors of fuel pins serviceability on MHP mode.

УДК 621.039.53.536

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ НИТРИРОВАНИЯ КАРБИДОГРАФИТОВЫХ ТВЭЛОВ В АЗОТЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

¹⁾Дерявко И.И., ²⁾Перепелкин И.Г., ¹⁾Пивоваров О.С., ¹⁾Стороженко А.Н.

¹⁾ *Институт атомной энергии*

²⁾ *Национальный ядерный центр*

Для выяснения причин разупрочнения штатных твэлов ЯРД при нитрировании в азоте или при оксинитрировании в протоке водорода, содержащего примеси кислорода и азота, выполнены отжиги карбидографитовых твэлов с высоким (~38 % (масс.)) содержанием урана в слабом протоке азота под давлением ~19 МПа. Показано, что разупрочняющее влияние нитрирования твэлов обусловлено увеличением пористости в образующемся карбонитридном материале и возникновением в этом материале напряжений и трещин.

Введение

Известно (напр., [1]), что при испытаниях стержневых карбидных твэлов ЯРД в ТВС проточных водородоохлаждаемых технологических каналов реактора ИВГ.1 разупрочнение у твэлов выходных (наиболее высокотемпературных) нагревных секций всегда заметно выше, чем разупрочнение у твэлов входных НС. Причины этого связаны со значительно более существенным влиянием на твэлы высокотемпературных НС различных негативных факторов, главными из которых являются эрозия поверхности топливных стержней в высокоскоростном потоке водорода, неконгруэнтное испарение материала твэлов (характерное для карбидов [2] и выражающееся в основном в обезуглероживании материала поверхности твэлов) и химическое взаимодействие твэлов с имеющимися в теплоносителе примесями азота и кислорода (исходная светлосерая поверхность твэлов приобретает после реакторных испытаний типичные для карбонитридов или карбооксинитридов преимущественно золотисто-желтые и черные оттенки).

Из трех указанных негативных факторов наиболее сильное влияние на разупрочнение твэлов оказывает последний из них. Здесь уместно отметить, что невысокая концентрация примесей N_2 и O_2 в теплоносителе не является препятствием для интенсивного оксинитрирования твэлов, т.к. условия испытаний в протоке водорода под большим давлением и с большим расходом сами по себе равносильны высокому содержанию азота и кислорода в прокачиваемом объеме ТВС каждого канала.

Механизм разупрочняющего влияния процессов оксинитрирования твэлов при их реакторных испытаниях в проточных H_2 -охлаждаемых ТК изучен лишь в самых общих чертах. В то же время очевидным представляется то, что этот механизм может стать более понятным из результатов исследований разупрочняющего влияния процессов нитрирования твэлов при их имитационных испытаниях (термических отжигах) в азоте. Такие испытания

были выполнены в 70-80 годах в Подольском НПО «Луч». В этих испытаниях отжиг карбидных и карбидографитовых твэлов при косвенном нагреве или нагреве прямым пропусканием электрического тока осуществлялся в условиях как статического состояния азота, так и слабого протока газа.

Результаты испытаний указали, во-первых, на тесную связь степени нитрирования твэлов и уровня их разупрочнения (степень нитрирования твэлов определялась по привесам $\Delta M/M$ и утолщениям $\Delta D/D$ топливных стержней после отжигов). Во-вторых, было установлено, что степень нитрирования (уровень разупрочнения) твэлов зависит при прочих равных условиях от исходного состояния их структуры и увеличивается с увеличением длительности и температуры отжига, давления азота и содержания урана в твэлах. Особенно заметным было влияние содержания урана: например, у твэлов с ~25...30 % (масс.) урана разупрочнение могло достигать 60...70 %, а твэлы с ~40 % (масс.) урана могли самопроизвольно разрушаться в процессе отжига. Выяснено, кроме того, что у твэлов с высоким содержанием урана взаимодействие с азотом имеет место даже при наличии у них защитных пироуглеродных (PyC) покрытий: антикоррозионные PyC-покрытия лишь снижали степень нитрирования таких твэлов до определенных пределов, зависящих от толщины покрытия и плотности нанесенного пироуглерода.

В связи с отмеченным целью настоящей работы являлась экспериментальная проверка возможности сильного нитрирования защищенных PyC-покрытиями карбидографитовых твэлов с высоким содержанием урана при одновременном выяснении основных причин разупрочняющего влияния процессов нитрирования топливных стержней в условиях отжига в азоте высокого давления.

Условия испытания твэлов в азоте

Отжиги твэлов в азоте выполнялись в камере высокого давления КАМА, конструкция электро-термического узла которой позволяла испытывать

одновременно только один стержневой образец длиной не более 70 мм. Для испытаний были выбраны изготовленные в Подольском НПО «Луч» карбидографитовые твэлы с невысоким (0,6 % (масс.)) содержанием сверхстехиометрического углерода, отличавшиеся от штатных твэлов ЯРД более высоким содержанием урана (38 % (масс.)) и увеличенными размерами диаметра описанной окружности (2,8 мм) и толщины лопасти (1,5 мм);

Таблица. Химический состав и основные структурные характеристики материала сердечников твэлов.

Химический состав, % (масс.)						d_3 , мкм	П, %	HV_{max} , ГПа	a_0 , нм
U	Zr	$C_{общ}$	$C_{своб}$	O	N				
37,7	52,7	9,4	0,6	0,07	0,05	7	14	25,7	0,4751

Испытания проводились на вырезанных из твэлов образцах 70-миллиметровой длины, индивидуально аттестованных в исходном состоянии по таким параметрам, как масса M , длина L , диаметр D , погонное электросопротивление R , микротвердость HV_{max} , период a_0 , фазовый состав и состояние микроструктуры. Условия испытаний в камере КАМА включали нагрев образца прямым пропусканием тока и выдержку при температуре (1640 ± 70) К в слабом протоке чистого азота (содержание примеси кислорода менее $1 \cdot 10^{-3}$ % (об.)), температура точки росы не выше минус 63°C под давлением ~ 19 МПа.

Расход азота в ходе испытаний поддерживался на уровне 5,7 г/с, что обеспечивало легкий обдув стержня со скоростью газового потока $\sim 0,38$ м/с. При этом максимальный тепловой поток с поверхности образца q_s не превышал $0,45$ МВт/м². Темпы нагрева и охлаждения стержня также были невысокими – не превышали 40 К/с. Это означает, что возникающие в таких условиях в образце термические напряжения пренебрежимо малы и не представляют опасности для его целостности. Что касается опасных механических нагрузок в вертикально закрепленном в токоподводах образце при

твэлы содержали, кроме того, защитные RuC -покрытия толщиной ~ 40 мкм. Среднее значение исходной прочности твэлов при кручении на базе 15 мм составляло 163 МПа. Некоторые исходные характеристики материала сердечников твэлов – валовой химический состав, размер зерна d_3 , пористость П, максимальное значение микротвердости HV_{max} , период решетки a_0 – приведены в таблице.

изменении его температуры, то они практически полностью отсутствовали, т.к. один из токоподводов в камере КАМА был "плавающий", т.е. изготовлен в виде набора гибких металлических лент.

Состояние твэлов после отжига

По условиям испытаний предполагалось выполнить серию отжигов образцов при ~ 1650 К с длительностями t_i в диапазоне $\sim 15 \dots 70$ ч. Однако в действительности испытания были ограничены отжигами только трех образцов, т.к. уже в ходе испытаний первого образца были обнаружены низкие защитные свойства RuC -покрытия, низкая адгезия покрытия и сердечника и интенсивное насыщение материала сердечника азотом. Этот образец (образец №1) разрушился через полтора часа после начала испытаний из-за локального перегрева на том участке стержня, который содержал крупный дефект структуры. Участок перегрева, хорошо видимый в пирометре, имел длину ~ 20 мм, а максимальная температура в центре участка перегрева достигала 1850 К. Дефектный участок твэла разрушился на несколько фрагментов с отслоением и разрушением RuC -покрытия (см. рис. 1).

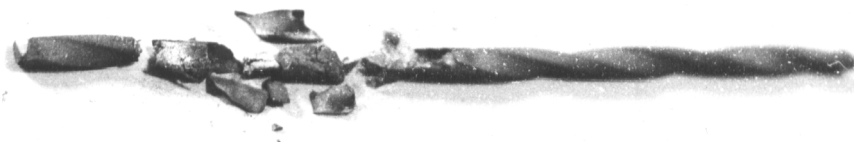


Рис. 1. Внешний вид образца №1 после 1,5-часовых испытаний в азоте (разрушение образца произошло в момент отжига).

Образцы №2 и №3, не имевшие явно выраженных участков локального перегрева, были отожжены при 1640 К в течение 7 и 16 часов соответственно. До конца испытаний стержни оставались целыми, но в момент охлаждения после испытаний они разрушились на фрагменты различной длины (рис. 2). Образец №2 разрушился на пять фрагментов с частичным отслоением покрытия от сердеч-

ника твэла, а образец №3 – на большее число фрагментов с отслоением, а также отделением покрытия от сердечника.

На отделившихся от сердечника покрытиях образца №3 визуально отмечалось наличие трещин. Трещины были видны и на поверхностях оголившихся фрагментов сердечника твэла у образца №3, и на поверхностях поперечных изломов сердечни-

ков всех образцов. Цвет поверхностей сердечников и цвет поверхностей разрушений (изломов) сердечников у образцов №2 и №3 был черным, а у образца №3 и цвет поверхности свежеизготовленного излома сердечника (при доламывании фрагмента сер-

дечника) тоже был черным. Цвет поверхностей свежеизготовленных изломов у образцов №1 и №2 содержал как черные, так и слабые золотисто-желтые оттенки.

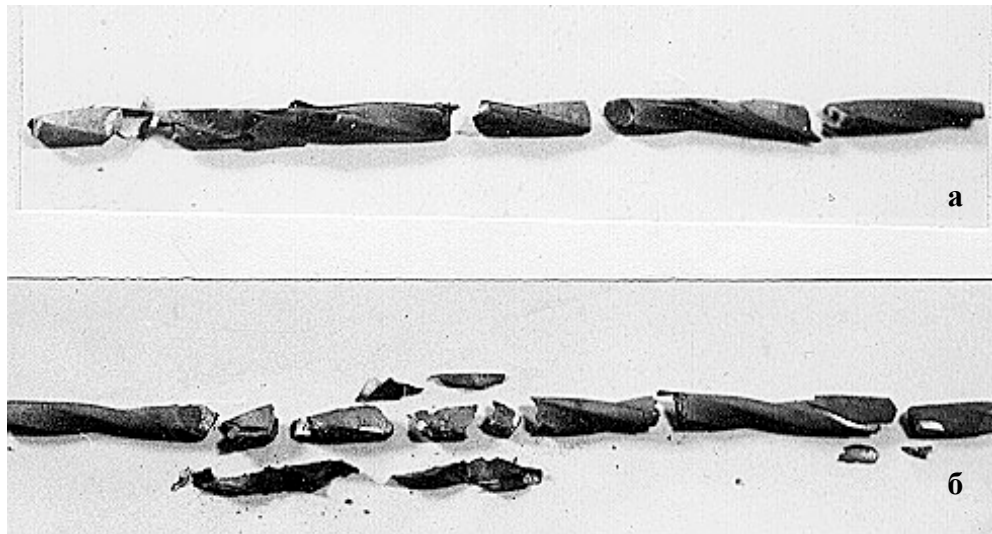


Рис. 2. Внешний вид образцов №2 (а) и №3 (б) после испытаний в азоте длительностью 7 и 16 ч соответственно (разрушения образцов произошли в момент охлаждения после отжига).

Прочность образцов после испытаний не измерялась, но если иметь в виду многочисленные глубокие трещины в фрагментах сердечников, то легко предположить, что у образца №2 она очень низкая, а у образца №3 близка к нулю, т.к. фрагменты этого образца легко, практически без ощутимых усилий разъединялись в руках на более мелкие фрагменты. Параметры М, L и R у образцов №2 и №3, как и параметр D у образца №3, измерить было невозможно, в связи с чем был измерен только параметр D у образца №2 (утолщение этого стержня $\Delta D/D$ оказалось необычно большим – около 3 %).

Состояние структуры твэлов после отжига

Анализ микроструктуры твэлов до и после испытания показал, что с увеличением длительности отжига в азоте в структуре сердечника твэла появляется и увеличивается количество мелкозернистой (~2 мкм) карбонитридной фазы, которая из-за выкрошивания выявляется на металлографических шлифах как фаза темного цвета на фоне более светлой матричной (карбидной) фазы*. У образца №1 карбонитридная фаза располагается в наиболее периферийных (приповерхностных) областях сердечника в виде непрерывных прослоек по границам зерен, а в более внутренних – в виде тонких прерывистых прослоек также по границам зерен матрич-

ной фазы. У образца №2 эта фаза в периферийной области уже выявляется в основном в виде отдельных участков (с размерами 10...40 мкм) темно-серого, золотисто-желтого или черного цвета и с волнистым строением поверхности шлифа, причем общая площадь этих карбонитридных участков составляет ~30 % площади поперечного шлифа. А у образца №3 карбонитридные участки с размерами 20...300 мкм занимают не менее 60 % общей площади шлифа. Типичный вид структуры крупного карбонитридного участка шлифа, занимающего все поле зрения, показан на рис. 3 б. Волнистость строения поверхности шлифа на этом участке связана с выкрошиванием непрочного и хрупкого материала при шлифовке.

Измерением микротвердости было подтверждено наличие обособленных участков ускоренного нитрирования карбидографитового материала: при индентировании светлых и темных участков на шлифах образцов №2 и №3 (а также светлых участков на шлифе образца №1) обнаружены более низкие значения HV_{max} у материала темных – карбонитридных – участков по сравнению с HV_{max} у материала светлых – карбидных – участков шлифа (рис. 4).

Рентгенодифрактометрическими измерениями на порошках, изготовленных из образцов до и после испытаний, было установлено (рис. 5) существование во всех отожженных твэлах как минимум двух фаз – карбидной (матричной) и карбонитридной. Сравнение форм дифракционных линий у карбидной и карбонитридной фаз непосредственно указывало на то, что менее совершенная карбонитридная фаза растет с увеличением τ за счет более

* - строго говоря, матричный карбид и образующийся карбонитрид – это не две фазы, а одна, но с различным содержанием углерода и азота; обозначения "карбидная фаза" и "карбонитридная фаза" применены здесь только для удобства изложения текста.

совершенной карбидной фазы (под несовершенством структуры растущей карбонитридной фазы имеется в виду, в первую очередь, наличие у этой фазы большого градиента состава). На дифрактограммах образцов №2 и №3 было зафиксировано, кроме линий карбидной и карбонитридной фаз, присутствие в области передних и средних брегговских углов θ очень слабых и размытых линий

третьей фазы с кубической решеткой и периодом $\sim 0,53$ нм, которая предположительно может быть фазой на основе динитрида урана UN_2 . Таким образом, общее количество фаз в образцах после нитрирования (см. значения n_f на рис. 5) с увеличением t достигает трех.

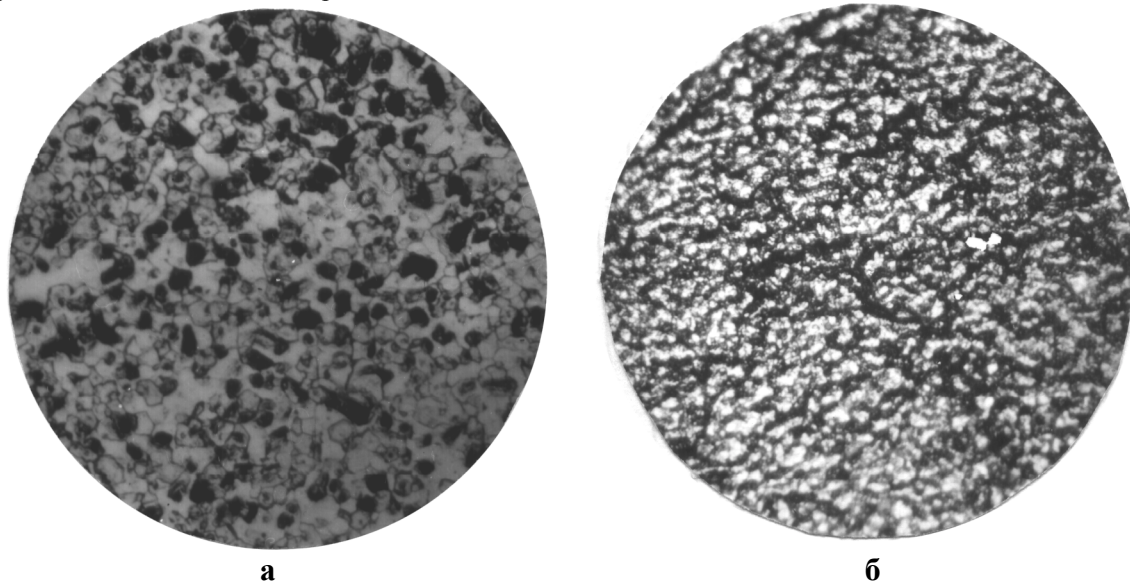


Рис. 3. Микроструктура ($\times 340$) сердечников твэлов до и после отжига в азоте высокого (~ 19 МПа) давления при 1640 К: а – исходное состояние (шлиф слегка протравлен); б – после отжига в течение 16 ч (шлиф не травлен).

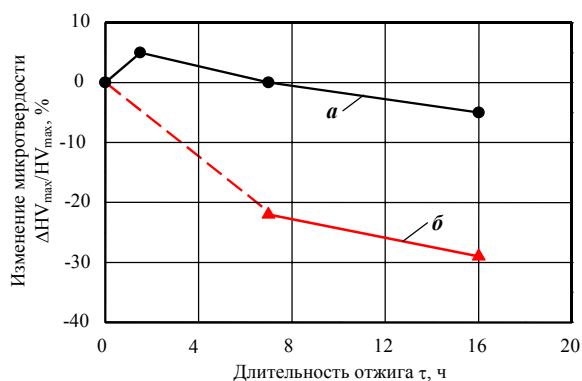


Рис. 4. Влияние длительности отжига твэлов в азоте на изменение микротвердости материала их сердечников: а – участки, содержащие карбидную фазу $(U,Zr)C_x$; б – участки, содержащие карбонитридную фазу $(U,Zr)C_yN_{1-y}$.

Данные по микроструктуре, HV_{max} , a_0 , фазовому составу и форме дифракционных линий согласованным образом свидетельствуют о том, что нитрирование твэлов с высоким содержанием урана в азоте высокого давления при температуре ~ 1650 К протекает очень быстро: например, уже после 1,5-часового отжига в нитрируемом материале рентгенографически было зафиксировано присутствие около 10 % (об.) карбонитридной фазы с периодом решетки на 1,7 % меньшим, чем у исходного материала. Началом такого интенсивного процесса нитрирования (по механизму реакционной диффузии) является преимущественная диффузия азота по границам зерен, чему способствует то обстоятельство, что границы зерен в керамических материалах представляют собой, как известно [3-8], относительно широкие межзеренные области, содержащие материал переменного состава. При перемещении фронта нитрирования от периферии к центру стержня позади него возникают отдельные участки ускоренного нитрирования, которые укрупняются с увеличением продолжительности испытаний.

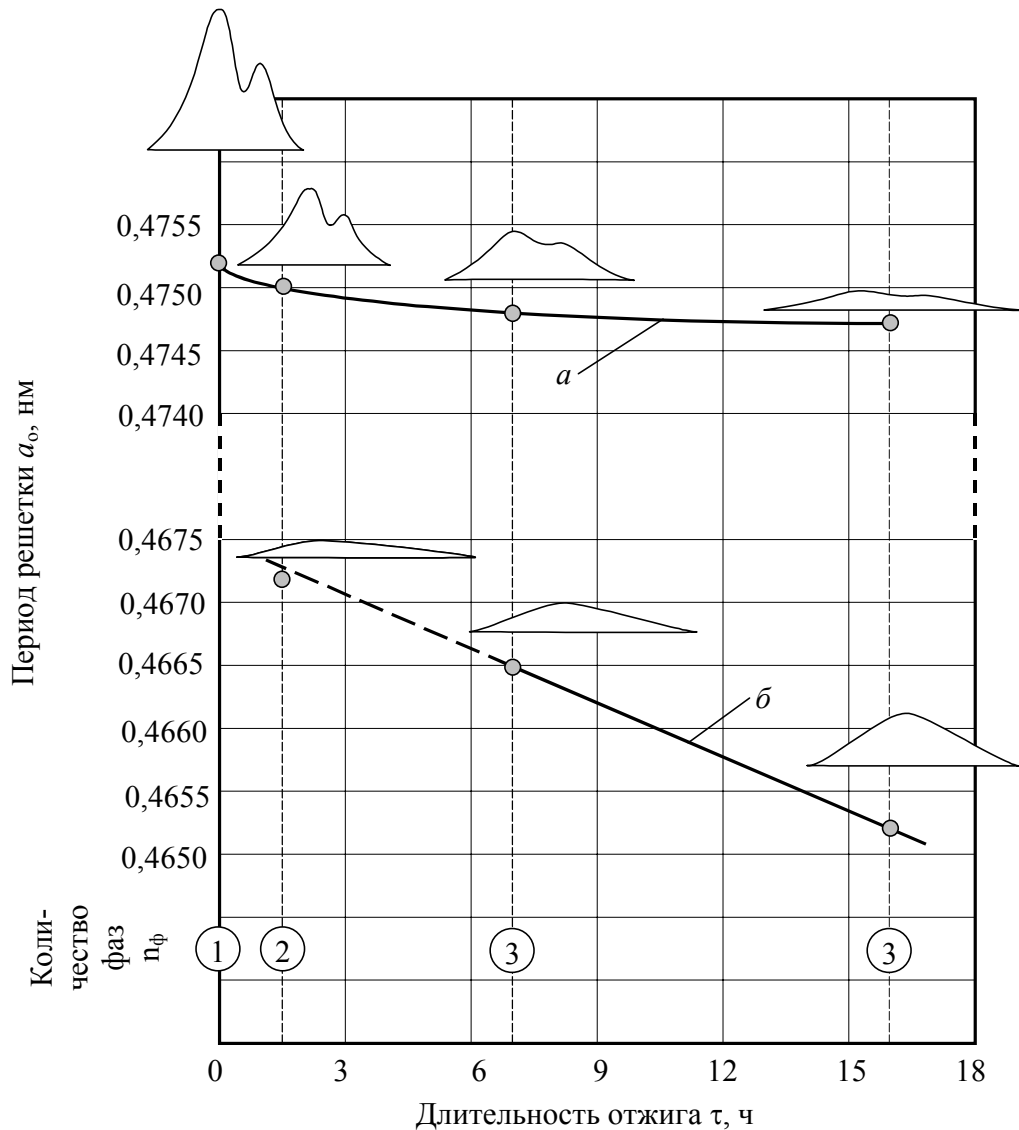


Рис. 5. Влияние длительности нитрирования твэлов на изменение фазового состава, периодов решетки и форм дифракционных линий у материала их сердечников:
а – карбидная фаза $(U, Zr)C_x$; б – карбонитридная фаза $(U, Zr)C_yN_{1-y}$.

Среди многих процессов, протекающих в момент нитрирования карбида, основным является процесс растворения азота в кристаллической решетке карбида с замещением атомов углерода в металлоидной подрешетке атомами азота, что влечет за собой образование в структуре нитрируемого материала сердечника твэла выделений свободного углерода. Замещение углерода азотом означает уменьшение удельного объема материала за счет образования карбонитридной фазы, имеющей, как известно [9], меньший период решетки, чем a_0 карбидной фазы (см. также рис. 5), а образование в нитрируемом материале углеродных выделений означает увеличение удельного объема этого материала за счет увеличения пористости его структуры, т.е. увеличения размеров исходных и образования новых микро- и макропор, заполненных сверхстехиометрической углеродной составляющей (здесь отождествлены два понятия: углеродное вы-

деление и пора, содержащая сверхстехиометрический углерод).

Указанные факторы – уменьшение удельного объема в образующейся карбонитридной фазе и увеличение удельного объема в формирующемся застехиометрическом карбонитридном материале – влияют на изменение диаметра сердечника твэла по-разному: первый фактор в меньшей степени, а второй – в значительно большей. В результате имеет место утолщение сердечника, которое и является причиной образования трещин в RuC-покрытии, отслоения и отделения поврежденного покрытия от сердечника. Увеличение пористости материала сердечника позади продвигающегося фронта нитрирования равносильно разрыхлению структуры в образующемся застехиометрическом карбонитридном материале (на это, в частности, указывает представленное на рис. 4 снижение микротвердости материала после нитрирования), следствием чего

является его более низкая прочность в сравнении с прочностью матричного застехиометрического карбида.

Возникновение в материале сердечника новых фаз на начальной стадии нитрирования вызывает появление в таком материале локальных микронапряжений σ_v /10, 11/ из-за различий в удельных объемах отдельных фаз. Кроме того, в момент охлаждения твэла после испытаний из-за различий в коэффициентах термического расширения α у различных фаз в материале возникнут дополнительные локальные микронапряжения σ_α . В итоге в материале периферийной области сердечника должны возникать многочисленные межзеренные микротрещины как на стадии нитрирования, так и на стадии охлаждения после нитрирования; прочность твэла при этом снижается в соответствии с количеством, ориентацией, глубиной залегания и длиной микротрещин.

При длительном нитрировании из-за различий в удельных объемах и коэффициентах α у материала периферийных и внутренних (центральных) областей сердечника твэла возникнут также макронапряжения σ_v с растяжением во внутренней области сердечника (а при охлаждении и макронапряжения σ_α с эпурой, зависящей от соотношения α у карбидного и карбонитридного материалов), способные вызвать появление макротрещин во внутренней области как на стадии нитрирования, так и на стадии охлаждения после нитрирования. Отсюда следует, что процессы нитрирования твэлов неотъемлемым образом сопряжены с возможностью возникновения макротрещин в их внутренних областях, а также микротрещин в периферийных, что легко объясняет катастрофически сильное снижение прочности твэлов с высоким содержанием урана после отжига в азоте высокого давления.

Заключение

Путем электротермических испытаний в камере КАМА оценена совместимость защищенных РуС-покрытиями карбидографитовых твэлов с азотом высокого (~19 МПа) давления при температуре ~1650 К. В соответствии с поставленной целью получено полное подтверждение таким двум экспериментальным фактам, как недостаточность защитных свойств у тонких (~40 мкм) пироуглеродных покрытий в случае невысокой плотности пироуглерода и чрезвычайно сильное разупрочнение

твэлов в случае высокого (~38 % (масс.)) содержания урана в них.

На основании анализа состояния образцов после испытаний, а также рентгеноструктурного и металлографического изучения изменений их структуры после отжига в азоте выявлены основные причины разупрочняющего влияния процессов нитрирования таких твэлов. Установлено, что на начальной стадии нитрирования из-за превалирования зернограничной диффузии над объемной опасные микронапряжения σ_v и σ_α (а следовательно, и микротрещины) возникают в основном в межзеренных областях, что в сочетании с повышенной пористостью материала карбонитридных межзеренных прослоек означает снижение прочности твэла за счет значительного снижения прочности границ зерен исходного карбидографита в периферийной области стержня. Дальнейшее развитие процессов нитрирования приводит в конечном итоге к появлению опасных макронапряжений σ_v и σ_α (а следовательно, и макротрещин внутри твэла), что в сочетании с повышенной пористостью карбонитридного материала создает катастрофически сильное разупрочнение твэла.

Полученные в этих испытаниях результаты и выводы позволяют также указать на механизм разупрочняющего влияния процессов оксинитрирования штатных твэлов ЯРД при их реакторных испытаниях в проточных H_2 -охлаждаемых ТК. Поскольку взаимодействие примесей кислорода и азота с материалом этих твэлов успевает затронуть только периферийные области стержней, механизм их разупрочнения (связанного с оксинитрированием в водороде) должен во многом повторять указанный выше механизм разупрочнения твэлов на начальной стадии нитрирования в азоте: повышение пористости у образующегося в периферийной области твэла карбооксинитридного материала (из-за образования в этом материале углеродных выделений при замещении атомов углерода в металлоидной подрешетке матричного карбида атомами кислорода и азота) и возникновение микротрещин в периферийной области твэла (из-за образования в карбооксинитридных межзеренных прослойках опасных микронапряжений σ_v и σ_α).

Литература

- 1) Дерявко И.И., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С. и др. Анализ возможностей повышения функциональной работоспособности твэлов реактора ЯРД. – Сб. “Вестник НЯЦ РК”, вып. 1, Курчатова, НЯЦ РК, 2000, с. 88-91.
- 2) Никольская Т.А., Аварбэ Р.Г. Некоторые закономерности испарения карбидов переходных металлов IV-V подгрупп. – Сб. “Металлоиды – строение, свойства, применение”, М., Наука, 1971, с. 172-178.
- 3) Leipold M. Impurity distributive in MgO. – J. Amer. Ceram. Soc., 1966, vol. 44, No. 9, pp. 498-504.

- 4) Шаик М.С., Решатвала А.С., Тендлокер Г.С. Влияние ширины границы зерна и эффективного поверхностного слоя на кинетику спекания. – Сб. “Теория и технология спекания”, Киев, Наукова думка, 1974, с. 61-71.
- 5) Андриевский Р.А., Максимов В.П., Шлыков В.И. Микрорентгеноспектральный анализ приграничных зон в карбиде циркония. – Изв. АН СССР., Сер. Неорганические материалы, 1977, № 9, с. 1603-1606.
- 6) Князев В.И., Турчин В.Н., Дерявко И.И. и др. Влияние кислорода на физико-механические свойства поликристаллического карбида циркония в интервале 20-1200°C. – Сб. “Техника радиационного эксперимента”, вып. 9, М., Энергоиздат, 1981, с. 103-112.
- 7) Андриевский Р.А. Границы зерен в тугоплавких соединениях. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомное материаловедение, 1982, вып. 5(6), с. 37-39.
- 8) Kingeri W. The chemistry of ceramic grain boundaries. – Pure and Applied Chemistry, 1984, vol. 56, No. 12, pp. 1703-1714.
- 9) Гольшмидт Х. Сплавы внедрения, ч. 1. / Пер. с англ. – М., Мир, 1971. – 427 с.
- 10) Дерявко И.И., Ланин А.Г. Напряжения в спеченных тугоплавких соединениях. – Труды II Всесоюзн. симп. “Остаточные технологические напряжения”, М., ИПМ АН СССР, 1985, с. 125-130.
- 11) Еремеев В.С. Диффузия и напряжения. – М., Энергоатомиздат, 1984. – 118 с.

**ЖОҒАРЫ ҚЫСЫМ АЗОТТА КАРБИДОГРАФИТТЫҚ ОТЫН ЭЛЕМЕНТТЕРДІ НИТРИРДАУ
ПРОЦЕССТЕРІН ТӘЖІРІБЕДЕ ЗЕРТТЕУ.**

¹⁾Дерявко И. И., ²⁾Перепелкин И. Г., ¹⁾Пивоваров О. С., ¹⁾Стороженко А. Н.

¹⁾ *Атом Энергиясы Институты*

²⁾ *Ұлттық Ядролық Орталығы*

ЯРҚ (Ядролық Ракеталық Қозғалтқыш) штаттық отын элементердің беріксіздендіру себептерін анықтау үшін азотта нитрирдау немесе оттегі мен азот қоспалары бар оттегі ағысын оксинитрирдегенде жоғары мөлшерді ураны бар карбидографиттық отын элементтерін 19МПа қысымда әлсіз ағыс азотында жасыту жасалынған. Отын элементтерді нитрирдағанда беріксіздендіру әсері, пайда болып жатқан карбонитридтік материалдағы уақ тесігінің үлкеюіне және осы материалдағы пайда болған кернеулер мен сызатарына байланыстылығы көрсетілген.

**EXPERIMENTAL STUDY OF PROCESSES OF CARBIDE
AND GRAPHITE FUEL PINS NITRIDING IN HIGH PRESSURE NITROGEN**

¹⁾I.I. Deryavko, ²⁾I.G. Perepyolkin, O.S. ¹⁾Pivovarov, ¹⁾A.N. Storozhenko

¹⁾ *Atomic Energy Institute*

²⁾ *National Nuclear Center*

To clarify the reasons of softening of standard NRM fuel pins in the course of nitriding in nitrogen or oxynitriding in hydrogen flow which includes oxygen and nitrogen impurities there was performed anneals of carbide and graphite fuel pins with high content of uranium (~38 % (mass)) in weak nitrogen flow under the pressure of ~ 19Mpa. It was shown that softening influence of fuel pins nitriding caused by increase of porosity in generative carbonitride material and by occurring of cracks and stresses in this material.

ФРАГМЕНТАРНАЯ МОДЕЛЬ ОБМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Котов В.М.

ЦЭМ "Луч"

В статье сделана попытка отказа от использования нейтрино в объяснении непрерывности спектра энергии бета частиц путем обращения к характеристикам частиц, ведущих обменное взаимодействие. Предлагается формулировка состояния ядер с различными фрагментами. Рассчитаны периоды спонтанного деления тяжелых ядер.

Введение.

Данная статья является попыткой привлечь внимание специалистов к возможности построения альтернативных моделей модели использующей нейтрино, с которой связано множество осложнений и затянувшихся ожиданий.

Основополагающими работами являются работы В. Паули (1930 – 33гг.) и Э.Ферми (1933–34гг.) [1]. В гипотезе В.Паули полагается, что в распаде на три частицы допустимо непрерывное по форме разделение энергии между частицами. В количественной теории Э.Ферми предполагается, что энергия бета частицы определяется вариацией положения в ядре образующегося псевдо свободного нейтрона. Предполагается негласное участие нейтрино в процессе.

1. Критика основных положений моделей, использующих нейтрино.

Попытаемся выделить противоречия, связанные с проблемой нейтрино в данных моделях. В модели Э.Ферми допустимо, что акт распада псевдо свободного нейтрона происходит чаще, чем распад ядра. В части случаев электрон обратно захватывается ядром. В таком случае следует ответить - когда происходит образование нейтрино? Возможны 2 варианта:

- При распаде нейтрона. В этом случае нейтрино рекомбинированных распадов будут уносить слишком много энергии. Кстати модель Ферми допускает образование псевдо свободного нейтрона и его распад с рекомбинацией и у стабильных ядер. Значит и стабильные ядра должны терять энергию.
- При получении свободы электроном. В этом случае нейтрино обязана быть информированной частицей, знающей, когда же ей можно выйти в свет!

Оба варианта против существования нейтрино.

Кардинальным решением может быть отказ от использования нейтрино.

2. Влияние частиц обмена на условия квантования.

Альтернативное решение можно сформулировать следующим образом:

Шаг между разрешенными уровнями энергии зависит от массы частиц, отвечающих за обменное взаимодействие. Чем больше масса – тем меньше длина де Бройлевской волны, тем меньше шаг дискретности между разрешенными уровнями. Масса частиц обменного взаимодействия в ядре на несколько порядков больше массы фотонов, соответственно, шаг дискретности в бета распаде может быть очень малым.

На первый взгляд кажется, что бета распад ядер связан с электромагнитными процессами поскольку образовавшаяся частица заряжена. Но, в модели [2] появление бета частицы обусловлено распадом нейтрона, связанного обменным взаимодействием тяжелыми частицами.

Правила преобразования характеристик ядра, в случае его распада при определяющем влиянии массивных обменных частиц, должны быть еще сформулированы. Эта работа требует дополнительных вложений. Одна из ее проблем – куда и как расходуется избыток энергии, появляющийся в той части распавшихся ядер, в которой энергия бета частиц меньше максимальной. Возможны следующие варианты ответов:

- Избыток энергии сохраняется неопределенно долгое время не влияя на характеристики выхода гамма-излучения в последующих процессах.
- Избыток энергии излучается гамма-квантами малых энергий (фотонами). В таком случае излучение ядра будет маскироваться черенковским излучением бета частиц. Однако, если оно существует, то доказательство его существования получить достаточно просто. Достаточно разместить бета активные ядра на подложке, в которой длина пробега бета частиц будет больше длины пробега гамма квантов. Нужно установить несколько участков, с одинаковой интенсивностью бета частиц в поверхностном слое, но с различной концентрацией в нем бета активных ядер. Различие интенсивности излу-

чения фотонов на поверхности участков будет говорить о наличии внутреннего излучения ядра.

3. Положения фрагментарной модели.

Вернемся к обменным процессам. В общем случае возможность многократных обратимых преобразований нуклонов в ядре в ходе обменных операций можно записать в виде уравнения, в котором каждое ядро, внешне наблюдаемое как ядро с весом A и зарядом z , может рассматриваться как постоянно меняющийся набор фрагментов:

$$A, z = p_{0,0}(A, z) + p_{1,0}(A-1, z+n) + p_{1,1}(A-1, z-1+p) + \dots p_{A/2, z/2}(A/2, Z/2 + A/2, z/2); \quad (1)$$

где: $p_{i,j}$ - вероятность состояния ядра с фрагментами, у которых масса большего фрагмента близка к $A-i$, а заряд меньшего равен j ,

p - протон,

n - нейтрон;

Для каждого из состояний уравнения (1) выполняется действие этого уравнения. Фрагменты любого из состояний $p_{i,j}$ взаимодействуют между собой, а фрагменты различных состояний существуют в разные отрезки времени.

4. Проявления фрагментарных состояний.

В свете фрагментарной модели следует считать, что на наблюдаемые характеристики ядра, в том числе его период полураспада, энергию связи, оказывают влияние все его фрагментарные состояния. Рассмотрим часть этих проявлений:

- Известно, что для легких стабильных ядер ($z < 35$) существует большее различие в энергии связи нуклонов между четно-четными и нечетно-четными ядрами, чем для тяжелых. Это можно объяснить тем, что для легких ядер вероятность фрагментарных ненулевых состояний мала. Т.к. первое ненулевое состояние меняет знак четности ядра, то разница между характеристиками четно-четных, нечетно-четных и нечетно-нечетных уменьшается.
- Не исключено, что проявлением фрагментарных состояний является наличие 3-х путей взаимодействия тяжелых ядер с нейтронами, при этом:

Деление наиболее вероятно происходит при взаимодействии нейтрона с ядром, находящимся в состоянии с псевдо свободным нейтроном;

Захват нейтрона - при взаимодействии нейтрона с ядром, находящимся в основном состоянии;

Рассеяние нейтрона - при взаимодействии нейтрона с ядром, находящимся в состоянии, когда основной (по массе) фрагмент имеет наибольшую четность.

- Одним из проявлений фрагментарных состояний может быть образование при делении ядер осколков с малым атомным весом (тройное деление)

5. Модель спонтанного деления.

В капельной модели определяющим для спонтанного деления является параметр z^2/A . Какие значения он принимает для некоторых возможных теоретически фрагментарных состояний ядра Th232 показано в таблице 1. Фрагментарное состояние по отношению к основному состоянию может изменять не только число нуклонов и заряд основного фрагмента но и четность. Разница энергий связи между различными типами состояния четности должна быть увеличена против значения, предписываемого формулой Вейцзекера (см. раздел 4).

Заранее сказать, что либо определенное о вероятностях состояний $p_{i,j}$ в ядрах трудно, т.к. эти вероятности определяется противоречивыми факторами, среди которых устойчивость основного состояния и устойчивость множества состояний $p_{i,j}$. Построим первичную модель исходя из следующих положений:

- Помимо основного состояния в ядре присутствуют два фрагментарных. Одно из фрагментарных состояний ($f1$) не меняет четность, а другое ($f2$) меняет.
- Для изотопов вероятности фрагментарных состояний $f1$ и $f2$ монотонно растут с отклонением числа нуклонов в ядре от наиболее стабильного для данного заряда.
- Энергия состояния $f1$ меняется как $(z+1)^2/A$, а состояния $f2$ на $\delta\tilde{W} = 2.5$ МэВ против основного для ядер любого типа.

Таблица 1. Энергия деления для фрагментов большей массы ядра Th 232.

№	фрагмент большей массы	формула	Th232	добавка энергии от четности
1	без альфа частицы, $p_{2,2}$	$(z-2)^2/(A-2)$	33.67	0
2	без протона, $p_{1,1}$	$(z-1)^2/(A-1)$	34.29	+
3	без дейтерия, $p_{2,1}$	$(z-1)^2/(A-2)$	34.44	+
4	основное состояние, $p_{0,0}$	z^2/A	34.91	0
5	без нейтрона, $p_{1,0}$	$z^2/(A-1)$	35.06	+
6	без 2-х нейтронов, $p_{2,0}$	$z^2/(A-2)$	35.22	0
7	без бета-частицы, $p_{0,1}$	$(z+1)^2/A$	35.69	+
8	без антипротона, $p_{1,-1}$	$(z+1)^2/(A-1)$	35.85	+
9	без 2-х бета-частиц, $p_{0,2}$	$(z+2)^2/A$	36.48	0

Период полураспада спонтанного деления изотопа ядра (A,z) будет определяться выражением:

$$T_{1/2} = S_z * \exp(-(z^2/A * (1-f_1-f_2) + (z+1)^2/A * f_1 + (z^2/A + \delta\ddot{W}) * f_2 - 34) * D) / \text{лет}; \quad (2)$$

где: S - эмпирический множитель, зависящий от z. Его значения представлены в таблице 2.

D - константа. $D = 10^{15}$.

Для четно-четных ядер, по которым имеется достаточно представительный набор данных, хорошее совпадение было получено при задании вероятностей состояний в виде:

$$f_1 = (A-A_0) / n; \quad (3)$$

$$f_2 = f_1^2. \quad (4)$$

Здесь A_0 - наиболее устойчивое число нуклонов в ядре, n - константа. A_0 и n зависят от заряда ядра. В случае, если $f_1+f_2>1$, что означает отсутствие первого слагаемого (основного состояния A,z) в экспоненте, формула (2) принимает вид:

$$T_{1/2} = S_z * \exp(-(z+1)^2/A * f_1/(f_1+f_2) + ((z^2/A + \delta\ddot{W}) * f_2/(f_1+f_2) - 34) * D) / \text{лет}; \quad (5)$$

Такие состояния отмечены для элементов Cm 250, Cf 254, Fm 256.

Таблица 2. Значения констант для формул (2), (3) (5).

Элемент	A_0	n	S
Th	234	4.0	$1.3 \cdot 10^{12}$
U	232	4.9	$2.7 \cdot 10^{14}$
Pu	236	6.2	$7.7 \cdot 10^{14}$
Cm	240	6.0	$2.7 \cdot 10^{16}$
Cf	246	4.2	$7.5 \cdot 10^{18}$
Fm	250	3.15	$1.4 \cdot 10^{23}$

Для ядер иных видов четности подобной зависимости получить не удалось.

На рис.1 представлены расчетные значения периодов полураспада спонтанного деления четно-четных ядер в сравнении с экспериментальными по [2].

Получены значения вероятностей f_1 и f_2 для нуклидов с нечетным A или z. В расчетах использовались константы S, определяемые интерполяцией значений S для четно-четных ядер. Данные расчетов и используемые значения $\delta\ddot{W}$ представлены в таблице 3

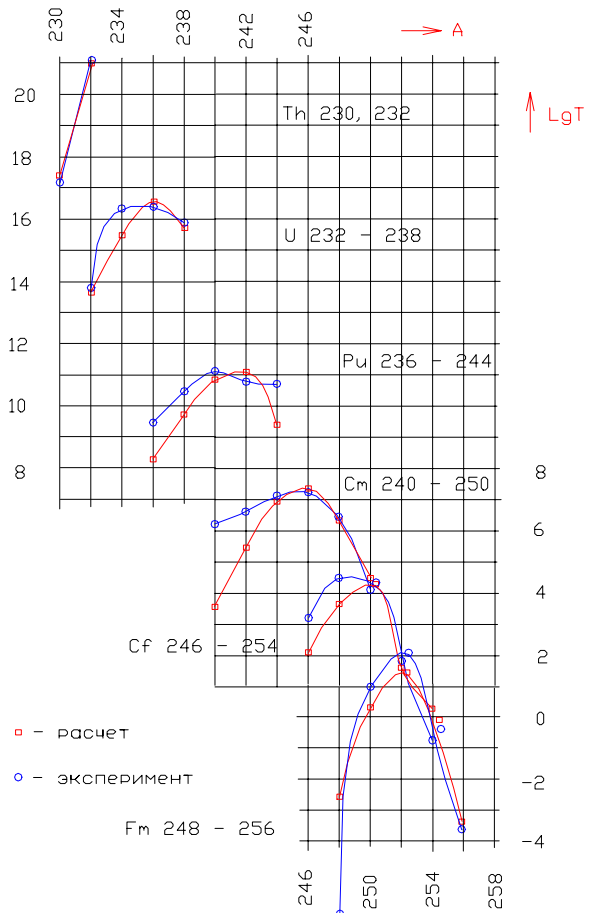


Рис. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных периодов спонтанного деления

Таблица 3. Значения вероятностей f_1 , f_2 и добавки энергии $\delta\ddot{W}$, при которых расчетный период полураспада спонтанного деления нечетных нуклидов равен экспериментальному.

Изотоп	Четность исходного ядра, A-z	f_1	f_2	$\delta\ddot{W}$, МэВ
Pa 231	н-н	0.01	0.029	+1.2
U 233	н-ч	0.01	0.437	-1.2
U 235	н-ч	0.01	0.179	-1.2
Np 237	н-н	0.01	0.421	-1.2
Pu 239	н-ч	0.01	0.61	-1.2
Am 241	н-н	0.01	0.673	-1.2
Am 242	ч-н	0.01	0.274	-1.2
Am 243	н-н	0.01	0.364	-1.2
Am 244	ч-н	0.01	0.048	+1.2
Bk 249	н-н	0.01	0.063	-1.2
Cf 249	н-ч	0.075	0.606	-1.2
Es 253	н-н	0.001	0.016	+1.2
Es 255	ч-н	0.01	0.579	+1.2
Fm 255	н-ч	0.281	0.01	-1.2
Fm 257	н-ч	0.883	0.1	+1.2

Заметим, что получение в расчетах удовлетворительных результатов, при использовании не-

противоречивых исходных данных, констант, подтверждает разумность модели. Тот факт, что хорошее совпадение расчетов с экспериментальными данными может быть получено при многих других значениях констант S , n , $\delta\tilde{W}$, говорит о необходимости использования более общих закономерностей. Получить их можно привлекая к исследованию фрагментарных состояний данные по периодам полураспада альфа, бета и гамма активных ядер.

Выводы.

1. Показаны логические противоречия, связанные с введением в ядерную физику понятия "нейтрино".
2. Приводится логически достоверное объяснение видимой непрерывности спектров бета распада ядер, основанное на учете длины волны Де Бройля частиц, ответственных за обменное взаимодействие.
3. На основе положений модели Ферми, использующей возможность образования в ядре при бета распаде свободного нейтрона, вводится более общая характеристика модели обменных взаимодействий с образованием более сложных фрагментарных состояний.
4. На основе данной модели проведены расчеты периодов полураспада спонтанного деления ядер, которые для различных типов четности ядер дают удовлетворительное приближение к экспериментальным данным.
5. Более общие закономерности проявления фрагментарных состояний могут быть получены с привлечением к исследованиям характеристик других видов распада радиоактивных ядер.
6. Следует попытаться экспериментально выделить низкоэнергетическое фотонное излучение бета активных ядер.

Литература:

- 1) Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика. / М., "Наука", 1980 г., с. 727.
- 2) Справочник по ядерной физике. Перевод с английского под редакцией Л.А. Арцимовича. / М., Государственное издательство физико-математической литературы, 1963 г., с 632.

ӨЗАРА ӨСЕР АЛМАСУДЫҢ ҮЗІНДІ ҮЛГІСІ.

Котов В.М.

ЭМО "Луч"

Мақалада алдыңғы қатарлы өзара алмасудың бета бөлігінің спектрлық энергиясы, толассыздығымен түсіндірілетін нейтринді қолданудан бас тартуды байқап көру туралы айтылған. Мұнда әр түрлі үзінді ядроның жағдайын дәл жеткізу ұсынылған. Ауыр ядроның спонтанды бөлінуінің кезеңдері есептелген.

FRAGMENTARY MODEL OF EXCHANGE INTERACTIONS

V.M. Kotov

CEM "Luch"

This article make attempt to refusal from using neutrino for explanation continuous distribution of beta particle energy by conversion to characteristic exchange interaction particles in nuclear. It's take formulation for nuclear position with many different fragments. It's compute half-value period of spontaneous fission of heavy nuclear.

УДК 621.039.53:538.97-405:548.571;548.4

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ МАТЕРИАЛОВ СТЕРЖНЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ РЕАКТОРА ВВР-К

Уткелбаев Б.Д., Петухов В.К., Мальцева Р.М., Щербинина Н.В.

Институт ядерной физики

В статье приводятся результаты структурного исследования материалов стержня автоматического регулирования (АР) исследовательского теплового реактора ВВР-К из алюминиевого сплава САВ-1 и аустенитной нержавеющей стали Х18Н10Т методами сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии.

Введение

Многочисленные материаловедческие исследования, проводимые на исследовательском реакторе ВВР-К, нацелены, преимущественно, на изучение влияния нейтронного облучения на структуру и свойства образцов модельных материалов. Исследование материалов активной зоны самого реактора ранее не проводилось. Как для продолжения безопасной эксплуатации, так и для проведения работ по выводу реакторов из эксплуатации практический интерес вызывает изучение реального состояния элементов конструкций активных зон. Важно также определить степень вероятности их разрушения при проведении различных технологических операций. Особый интерес вызывает исследование материалов компонентов активной зоны реактора, которые получили максимальную интегральную дозу облучения, такие, как материалы стержня автоматического регулирования (АР). В данной статье приведены результаты структурного исследования материалов отработавшего стержня АР исследовательского реактора ВВР-К.

Целью работы является изучение микроструктуры материалов стержня АР исследовательского ядерного реактора ВВР-К для получения информации о реальном их структурном состоянии и степени радиационного повреждения после высокодозного нейтронного облучения.

Методы исследования

Для исследования был выбран стержень автоматического регулирования, который использовался наиболее длительное время в процессе эксплуатации реактора. Выбранный стержень автоматического регулирования был установлен в ячейку 2-4 с начала набора критической массы в период физического пуска реактора в октябре месяце 1967 года. До 1970 года проводились физический пуск, энергетический пуск, различные экспериментальные выходы на мощность с целью определения физических и теплотехнических параметров активной зоны. Все работы проводились на минимально-контролируемых и низких уровнях мощности. Подсчетов энерговыработки не проводилось. Реактор выводился на номинальную мощность 10 Мвт, на-

чиная с 1970 года, и работал по заданным программам. Все дальнейшее время реактор работал циклами: 18-20 дней на номинальной мощности или близкой к ней, 5-7 дней отводился на разотравление реактора, перегрузку топлива и работу на низких уровнях мощности. Стержень АР охлаждался водой, температура которого составляла около 70°C.

Величина флюенса нейтронов, набранного стержнем АР, зависит от величины плотности потока нейтронов в зоне, где находился стержень, мощности реактора и времени работы реактора в рассматриваемый период. Плотность потока нейтронов пропорциональна мощности и приводимые далее значения соответствуют мощности 1 Мвт. Произведение мощности реактора на время его работы соответствует энерговыработке реактора. На рис. 1 приведен график работы реактора в течение года на примере 1982 года, из которого видно, что основная энерговыработка идет на номинальной или близкой к ней мощности. Работа на низких уровнях мощности составляет малый процент от общего времени работы на мощности.

Общая энерговыработка за реактора за 1970-1988 годы составляет 589870 Мвт-час, или $2,12 \times 10^9$ Мвт-сек. Ячейка 2-4 находится на расстоянии 202 мм от центра активной зоны. Непосредственно в этой ячейке измерений плотности потока не проводилось. Однако были измерены плотности потока по направлению вдоль диаметра активной зоны. Измерялась плотность потока тепловых и быстрых нейтронов ($\phi_E > 1.15$ Мэв и $\phi_E > 2.35$ Мэв) между четвертым и пятым тепловыделяющим элементами (ТВЭ) тепловыделяющих сборок (ТВС) по центру активной зоны. Проведено также измерение плотности потока тепловых нейтронов по высоте активной зоны. На рис.2 приведено относительное распределение плотности потока тепловых нейтронов по высоте ТВС, установленных в ячейках 5-6 и 3-6. Коэффициент неравномерности по высоте активной зоны, K_z , равен 1.7. Рабочий ход стержня АР составлял 600 мм, но по своему технологическому назначению, при автоматическом регулировании мощности, стержень погружается в активную зону на 300 мм, т.е. нижний конец стержня находится приблизительно в области центра активной зоны.

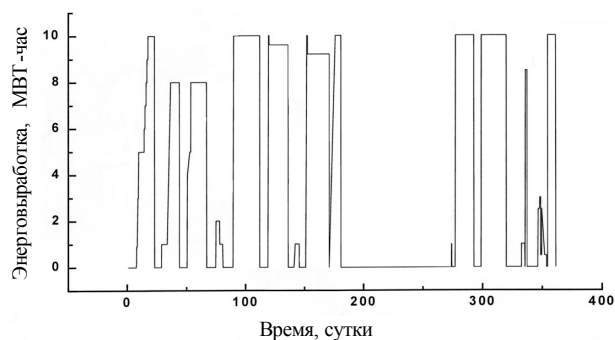


Рис.1. График работы реактора в течение 1982 года.

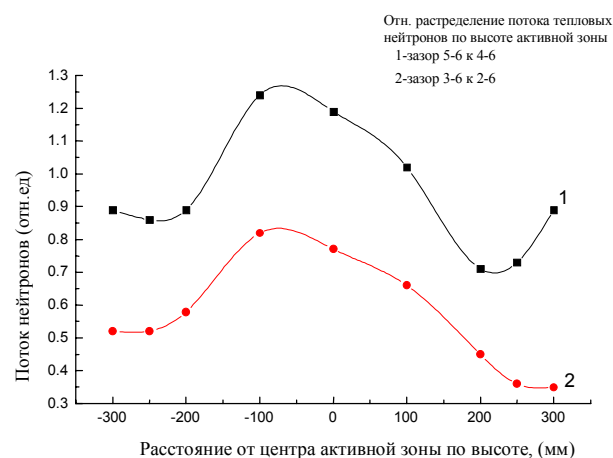


Рис.2. Относительное распределение плотности потока тепловых нейтронов по высоте ТВС

На основании данных распределения плотности потока нейтронов по диаметру активной зоны были определены значения плотности потока тепловых и быстрых нейтронов для ячейки 2-4 по центру активной зоны при мощности реактора 10 Мвт. Эти данные и расчетная величина флюенса нейтронов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Доля потока и флюенса нейтронов различной энергии.

Энергия нейтронов	Пл. потока нейтронов (нейтр/см ² ·с)	Флюенс нейтронов (нейтр/см ²)
Тепловые	$3,6 \times 10^{13}$	$7,6 \times 10^{20}$
$E > 1.15$ Мэв	$1,7 \times 10^{13}$	$3,6 \times 10^{20}$
$E > 2.35$ Мэв	$9,5 \times 10^{12}$	$2,0 \times 10^{20}$

Интегральная доза облучения составила $1,32 \times 10^{21}$ нейтр/см², что соответствует около 1 смещений на атом для нержавеющей стали.

Для приготовления электронномикроскопических (ЭМ) объектов из материалов стержня АР выбивались специальным штампом диски диаметром 3 мм, которые препарировались электрохимическим методом. Для выбора электролита и отра-

ботки режимов дальнейшего утонения этих дисков использовалась специально приспособленная установка визуального контроля качества поверхности образца непосредственно в процессе электролитической полировки "ELIPOVIST". Окончательное утонение ПЭМ-объектов осуществлялась в установке несерийного производства «Микрон с устройством прерывания процесса полировки в начальной стадии перфорации образца» методом односторонней струйной электрополировки. При этом были испытаны электролиты различных составов и режимы процесса.

Образцы сплава САВ-1 утонялись в электролите, содержащем 20% HClO_4 и 80% $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ при комнатной температуре и напряжении 16 В. Были получены ПЭМ-объекты с одним или несколькими маленькими отверстиями, обширными тонкими участками с хорошим качеством полировки поверхности материала. Диски из нержавеющей стали утонялись в этом же электролите, но при напряжении около 20 В.

Исследование дефектов поверхности облученных материалов проводилось на сканирующем электронном микроскопе "Amray1200" при ускоряющем напряжении 30 кВ и увеличениях 8-5000 крат. Исследования проводили преимущественно в режиме формирования изображения на вторичных электронах. Регистрация изображения проводилась фотографическим методом, с последующим переводом в электронный формат с помощью сканера для использования в качестве иллюстрации и компьютерной обработки.

Микроструктура материалов исследовалась на просвечивающих электронных микроскопах ЭМ-125 и JEM-100CX при ускоряющих напряжениях 125 и 100 кВ, соответственно, и увеличениях от 1000 до 100000 крат. При исследовании структуры материалов использовались как динамические, так и кинематические условия получения изображения. Изображения микроструктуры и соответствующие дифракционные картины фиксировались на фотопленках. Измерения дифракционных картин проводили непосредственно на фотопленках, а размеры и концентрации особенностей микроструктуры измерялись на увеличенных фотоотпечатках. ПЭМ-изображения микроструктуры материалов из фотоотпечатков затем переводилась с помощью сканера в электронный формат для проведения их компьютерной количественной обработки. При проведении количественных оценок толщина фольги определялась двумя методами. Первый метод основан на измерении проекций протяженных дефектов (в основном, границ зерен и дефектов упаковки) при наклоне образца. Второй метод связан с определением оси зоны и числа экстинкционных контуров от края фольги. С целью определения направления вектора действующего отражения $\mathbf{g}$ и кристаллографических характеристик исследуемого материала для каждого микроскопа были измерены углы разворота изображения относительно

дифракционной картины при различной длине камеры и увеличениях. Кристаллографические параметры вторичных фаз определялись с использованием обычного метода измерения расстояний рефлексов от центрального пятна электронограммы. Достоверность результатов идентификации определялась измерениями межплоскостных расстояний d в различных осях зоны. Для уменьшения погрешности определения d измерялись расстояния между симметричными рефlekсами $2R$. Все измерения проводились на фотопластинке с помощью оптического длинномера ИЗА-2.

Результаты исследования

Визуальный осмотр облученных узлов стержня АР показал, что вся поверхность облученного материала из сплава САВ-1 имела налет различного цвета, преимущественно, желто-зеленого цвета, переходящий в отдельных участках в оранжевый цвет. Наблюдались также участки (не более 10% от общей площади), имеющие темно-серый

цвет. Более детальное изучение поверхности в сканирующем электронном микроскопе показал наличие приповерхностных трещин, создающие некоторую «зернистую» структуру (Рис. 3а). Эти участки соответствуют поверхности материала с налетом желто-зеленого цвета. Имеются участки поверхности материала, где наблюдается частичное (Рис. 3б) или полное (Рис. 3в) «шелушение» приповерхностного слоя. При визуальном осмотре эти участки имеют темно-серый цвет.

Длительное реакторное облучение не привело к изменению размера зерен и морфологии присутствовавших частиц второй фазы. Однако нейтронное облучение вызвало развитие вакансионной пористости (Рис.4). В материале наблюдались поры (светлые и темные пятна) размером от 1 до 10 нм плотностью около $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Оценки показали, что распухание материала за счет формирования пористости составляет около 0,3 %.

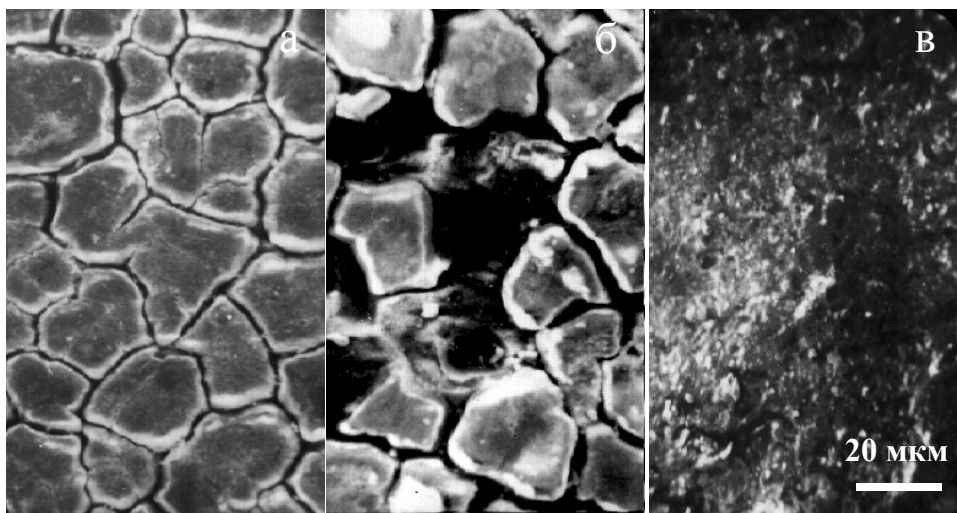


Рис.3. Изображение поверхности детали стержня АР реактора ВВР-К из сплава САВ-1, облученного до интегральной дозы $1,32 \times 10^{21} \text{ нейтр/см}^2$ при температуре 70°C , в сканирующем электронном микроскопе.

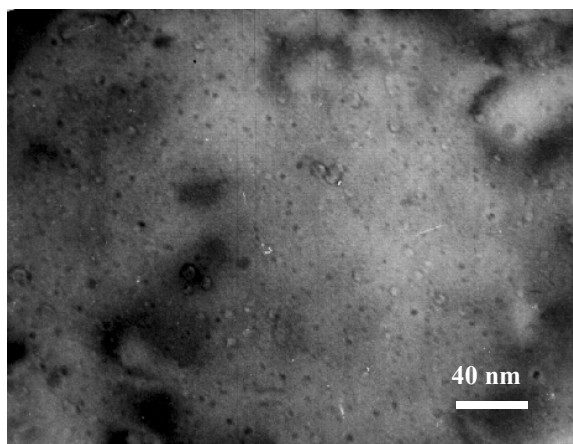


Рис.4. ПЭМ-изображение микроструктуры сплава САВ-1, облученного тепловыми нейтронами в реакторе ВВР-К до интегральной дозы $1,32 \times 10^{21} \text{ нейтр/см}^2$ при температуре 70°C .

ПЭМ-исследование микроструктуры материала отработавшего стержня АР из нержавеющей стали показало, что длительное реакторное облучение привело к формированию в матрице зерен мелких скоплений радиационных дефектов размерами $1 \div 40 \text{ нм}$ и плотностью - $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (Рис.5). Электронномикроскопическое изображение радиационных дефектов имеет свои особенности. Например, при съемке этих скоплений в светлом поле с осью зоны, близкой к (111), выявляются не все имеющиеся радиационные дефекты (Рис.6). Изучение этого участка в темном поле в рефлексе [220] показало, что плотность скоплений стало больше за счет выявления скоплений радиационных дефектов более мелких размеров ($< 2 \text{ нм}$) в виде кластеров точечных дефектов (Рис.7), которые не были видны в светлом поле. В структуре стали также можно видеть отдельные дислокационные петли. Из гистограммы распределения скоплений радиационных

дефектов по размерам хорошо видно, что имеются две области размеров (Рис.8). В первой группе дефекты имеют размеры менее 5 нм, а во второй группе – от 15 до 40 нм. Необходимо отметить, что при изменении ориентации зерна (на ось зоны (110)) стали видимыми практически все скопления радиационных дефектов (Рис.9). Детальное изучение радиационных дефектов в темном поле в рефлексе [222] показало, что более крупные дефекты (15÷40 нм) имеют муаровую картину, которые, по-видимому, представляют собой дислокационные петли Франка междоузельного типа (Рис.10). Необходимо отметить, что при аналогичной реакторном облучении аустенитной стали до дозы 10^{-3} - 10^{-2} сна петли Франка не наблюдались [1, 2]. Циклотронное облучение стали при такой же температуре до дозы 0,1 сна также не приводило к формированию петель Франка [1]. Наблюдалось только гелий-стимулированное формирование петель Франка при послерадиационной термообработке стали [3-6].

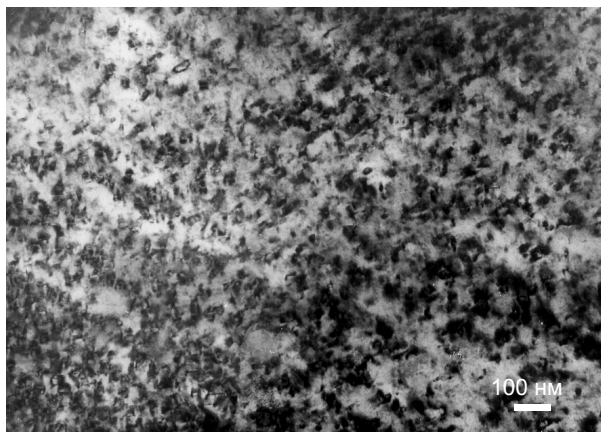


Рис.5. ПЭМ-изображение микроструктуры аустенитной нержавеющей стали, облученной в реакторе ВВР-К до интегральной дозы $1,32 \times 10^{21}$ нейтр/см² при температуре 70°C.

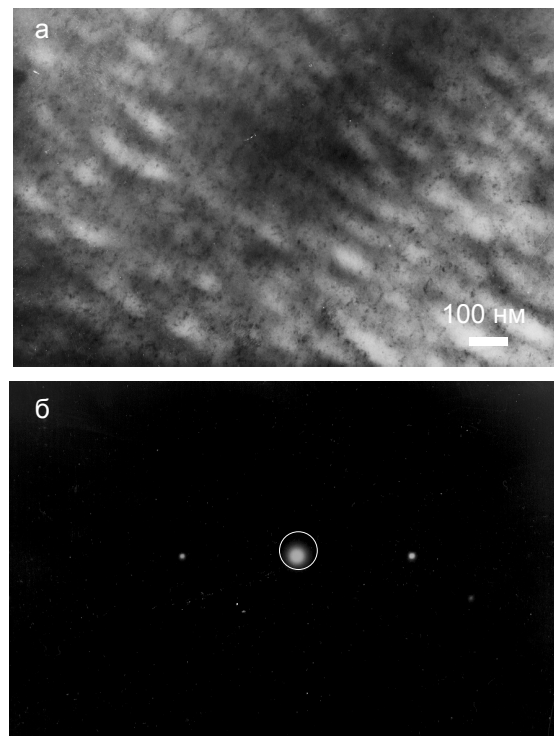


Рис.6. Светлопольное ПЭМ-изображение (ось зоны, близкая к (111)) микроструктуры (а) и соответствующая электроннограмма (б) аустенитной нержавеющей стали, облученной в реакторе ВВР-К до интегральной дозы $1,32 \times 10^{21}$ нейтр/см² при температуре 70°C.

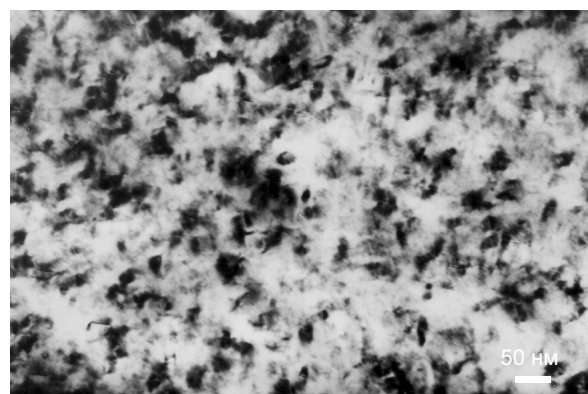
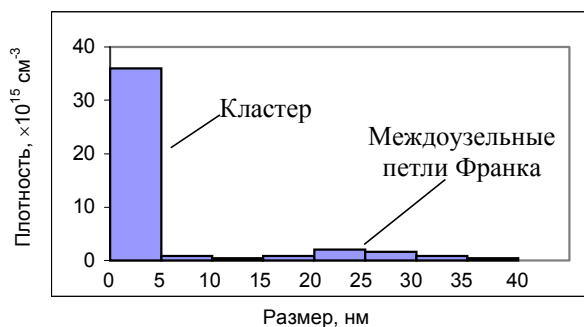
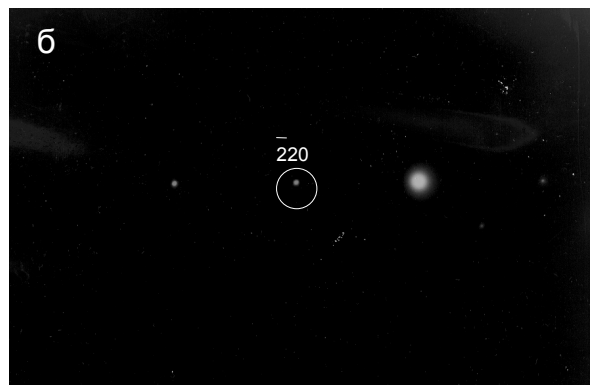
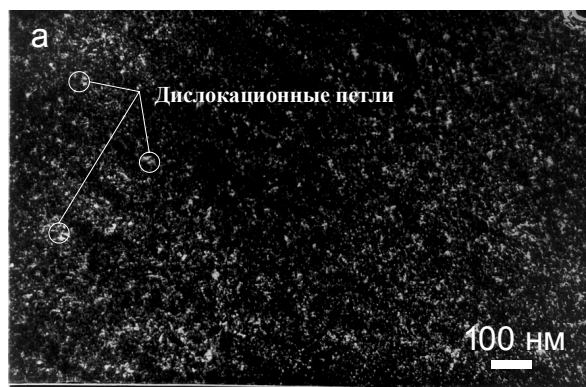


Рис. 9. Светлопольное ПЭМ-изображение (ось зоны, близкая к (110)) микроstructures аустенитной нержавеющей стали, облученной в реакторе ВВР-К до интегральной дозы $1,32 \times 10^{21}$ нейтр/см² при температуре 70°С.

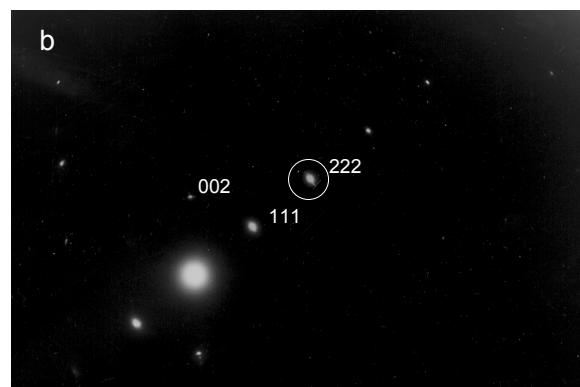
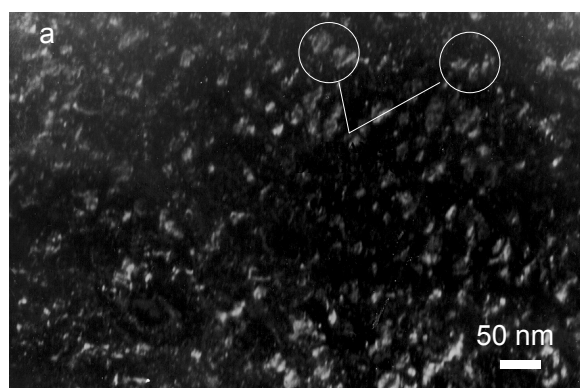


Рис. 10. Темнопольное ПЭМ-изображение (ось зоны близкая к (110)) микроstructures (а) в рефлекс [222] (б) аустенитной нержавеющей стали, облученной в реакторе ВВР-К до интегральной дозы $1,32 \times 10^{21}$ нейтр/см² при температуре 70°С.

Заключение

По результатам структурного исследования материалов стержня АР реактора ВВР-К из алюминиевого сплава САВ-1 и нержавеющей стали Х18Н9Т после облучения тепловыми нейтронами до дозы $1,32 \times 10^{21}$ нейтр./см² при температуре 70°С можно сделать следующие заключение:

- Исследование в сканирующем электронном микроскопе стержня АР из сплава САВ-1 показало на-

- личие приповерхностных трещин, создающую некоторую «зернистую» структуру с частичным или полным «шелушением» приповерхностного слоя.
- ПЭМ-исследование микроструктуры облученных образцов сплава САВ-1 показало, что реакторное облучение привело к набуханию материала (около 0,3 %) в результате формирования мелких вакансионных пор большой плотности.
 - Главной особенностью микроструктуры облученной стали является наличие в матрице зерен скоплений радиационных дефектов большой плотности, размер которых изменяется от 1 до 40 нм.
 - Распределение скоплений радиационных дефектов по размерам имеет две области размеров: в первой области дефекты имеют размер преимущественно менее 5 нм, а во второй группе они изменяются от 15 до 40 нм.
 - Скопления радиационных дефектов более мелких размеров (<5 нм) в виде кластеров точечных дефектов, а более крупные образования (15÷40 нм), которые имеют муаровую картину, по-видимому, представляют собой дислокационные петли Франка междоузельного типа.

Литература

- 1) Sh.Sh. Ibragimov, V.F. Reutov, B.D. Utkelbayev and S.P. Vagin. Radiation Effects. 97 (1986) 149.
- 2) Ш.Ш. Ибрагимов, В.Ф. Реутов, Б.Д. Уткелбаев и С.П. Вагин, Физика и химия обработки материалов. N3 (1987) 34.
- 3) S.P. Vagin, B.D. Utkelbayev, P.V. Chakrov, J.Nucl.Mater. 233-237(1996)1168.
- 4) Б.Д. Уткелбаев, Г.Т. Ждан и Б.М. Сукуров. Атомная энергия 69 (1990) 294.
- 5) B.D. Utkelbayev, V.F. Reutov and G.T. Zhdan, Phys. Met. Metall 75 (1993) 309.
- 6) В.Ф. Реутов, Б.Д. Уткелбаев, С.П. Вагин и Г.Т. Ждан, Атомная энергия 69 (1990) 140.

ВВР-К РЕАКТОРЫНЫҢ СТЕРЖНДІК МАТЕРИАЛДАРЫН АВТОМАТТЫ ТҮРДЕ РЕТТЕУДІҢ ҚҰРЫЛЫМДЫҚ ЗЕРТТЕЛУІ

Өткелбаев Б.Д., Петухов В.К., Мальцева Р.М., Щербинина Н.В.

Ядролық физика институты

Мақалада электронды микроскопияның көшірілетін және көрініп тұратын әдістер арқылы X18N10T аустенитті және тот баспайтын құрышпен САВ-1 алюминді қорытпадан жасалған ВВР-К зерттелуші жылу реакторының стержндік материалдарын автоматты түрде реттеудің (АТР) құрылымдық зерттелу нәтижелері берілген.

STUDY OF STRUCTURAL CONDITION OF VVR-K REACTOR AUTOMATIC CONTROL ROD MATERIALS

B.D. Utkelbaev, V.K. Petukhov, R.M. Mal'tseva, N.V. Scherbinina.

Institute of Nuclear Physics

In this paper there results of structural investigation on VVR-K thermal research reactor automatic control (AC) rod materials of aluminum alloy SAV-1 and K18N10T austenitic stainless steel. The structural investigation was performed with the help of scanning and transmission electronic microscopy methods.

УДК 553.82(551.311.231)

ИЗМЕНЕНИЕ АДсорбЦИОННЫХ СВОЙСТВ Na-МОНТМОРИЛЛОНИТА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРЕВАНИИ

¹⁾Шериязданов А.К., ¹⁾Скаков М.К., ²⁾Слюсарев А.П., ²⁾Саматов И.Б.

¹⁾Восточно-Казахстанский Государственный университет, Усть-Каменогорск

²⁾Институт геологических наук им. К.И. Сатпаева, Алматы

В настоящей работе изучен процесс изменения адсорбционных свойств Na-монтмориллонита при динамическом нагревании. На основе кинетики низкотемпературной стадии обезвоживания, показано что

а) межслоевая упаковка H_2O в структуре является однослойной;

б) катионы натрия имеют преимущественное развитие в межсеточном пространстве перед катионами кальция и магния;

в) сорбционная способность данного образования значительна. Полученные термохимические параметры свидетельствуют о хорошей окристаллизованности структуры.

Процесс дегидрокристаллизации ($530-650^{\circ}C$) свидетельствует о том, что атомы кислорода, образующие общие связи тетраэдрической и октаэдрической сеток, частично замещены OH – группами. С повышением температуры адсорбционные свойства образцов Na-монтмориллонита повышаются за счет его обезвоживания. При более высоких температурах ($530-650^{\circ}C$) происходит сильное обезвоживание минерала за счет группы OH , связанной с его кристаллической решеткой, что ведет к медленному разрушению структуры минерала.

Природный минерал монтмориллонит может быть представлен как в щелочной форме с катионом натрия, так и в щелочноземельной - с катионами кальция и магния. Образец сходен по составу пиррофиллитом, но содержит больше воды $Al_4Si_8O_{20}(OH)_4 \cdot nH_2O$ [1]. Один из членов этой группы, состав, которого отвечает формуле $(Na,Ca)_{0,7} \cdot (Al, Fe, Mg)_4 (AlSi)_8O_2(OH)_4 \cdot nH_2O$, называется монтмориллонитом. Ранее применялся термин смектит, который в настоящее время возрожден на Западе и используется для обозначения всей группы этих глинистых минералов: монтмориллонит, бенделлит, нонтронит, сапонит, гекторит и соконит. В России и в Казахстане преобладает термин монтмориллонит, оставшийся от школы геологов Советского Союза. Монтмориллонитовые минералы являются основными компонентами бентонитовых глин, обладающих исключительно высокой способностью к адсорбции воды, тяжелых металлов и радионуклидов, высокой емкостью катионного обмена. Образец на 98-99% представлен щелочным монтмориллонитом.

Согласно современным представлениям [2] структура монтмориллонита складывается из двух листов кремнекислородных тетраэдров. Между тетраэдрами находится октаэдрический алюмокремнекислородный лист. Тетраэдры своими вершинами повернуты друг к другу так, что каждый кремнекислородный лист и один из гидроксильных слоев октаэдрического листа образуют один слой. Общи-

ми атомами для тетраэдрического и октаэдрического слоев являются атомы кислорода вместо гидроксидов. Эти слои бесконечны в направлениях (а) и (в) и накладываются друг на друга в направлении (с) (рис.1).

Наложение кремнекислородно-алюмокислородно-кремнекислородных структурных единиц, где кислородные слои каждого структурного листа находятся рядом с кислородами соседних структурных листов, образует слабую связь, но совершенную спаянность. Молекулы воды могут входить в межслоевое пространство, вызывая набухание решетки в направлении (с). Параметр монтмориллонита по оси (с) не имеет постоянной величины и изменяется от $9,6\text{\AA}$ при отсутствии органических молекул до почти полного разделения слоев. Между силикатными слоями расположены обменные катионы, представленные Na^+ , Ca^{++} , Mg^{++} и с незначительным содержанием K^+ . В образце преобладают первые три вида катиона. Поэтому монтмориллонит с натрием в качестве обменного иона имеет расстояние по оси (с) около $12,5\text{\AA}$.

Образец представляет собой щелочной монтмориллонит, в котором удалена свободная вода путем термической сушки. Химический состав монтмориллонита, определенный химическим силикатным анализом ранее [3] приведен в таблице 1.

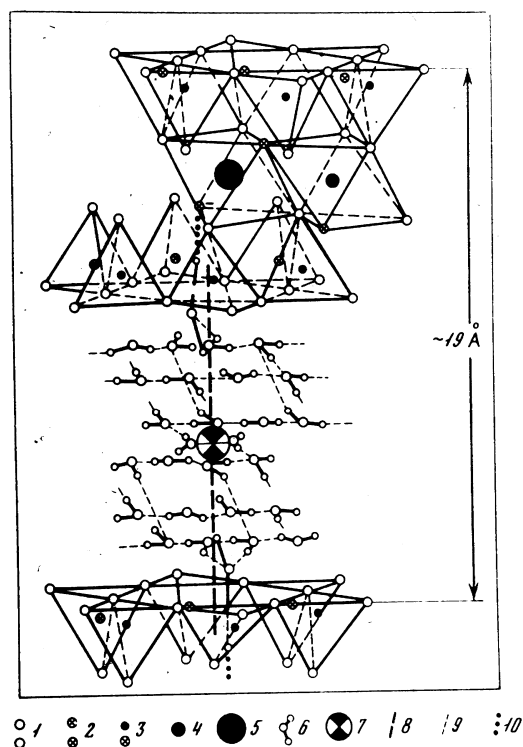


Рис. 1. Схема структуры монтмориллонита

1 – кислород; 2 – гидроксил; 3 – кремний; 4 – алюминий, железо; 5 – магний; 6 – молекулы воды;
7 – межслоевые катионы; 8 – электровалентная связь; 10 – водородная гидроксильная связь.

Таблица 1, Химический состав монтмориллонита, %

SiO ₂	Al ₂ O ₃	TiO ₂	Fe ₂ O ₃	FeO	CaO	п.п.п
59.96	19.36	0.87	0.79	0.18	1.25	
MgO	K ₂ O	Na ₂ O	P ₂ O ₃	MnO	H ₂ O	
4.1	0.06	1.38	0.10	1.12	4.59	5.57
Σ=99.33						

Содержание тяжелых металлов, радионуклидов и токсичных элементов, определенных спектральным анализом [4] приводится ниже:

Таблица 2, Содержание тяжелых металлов, радионуклидов и токсичных веществ, %

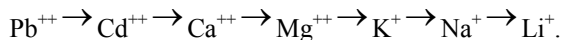
Cu	Rb	Zn	Ba	V ₂ O ₃	Cr ₂ O ₃
0.002	0.005	0.001	0.05	0.01	0.004
Ni	Co	Mo	Te	Tl	As
0.005	0.005	0.0005	0.0002	0.0003	0.0001
Sb	U	Th	BeO	Sn	Cd
0.5	0.0005	0.0005	0.0006	0.0005	0.0003

При влажности 10%, объемный вес по массе составляет 860-880 кг/м³. Набухание, то есть коэффициент приращения объема – 5-8. Обменная емкость, средние показатели в мг/экв. на 100 г сухой глины натрия и калия в сумме составляют 36.67, кальция и магния – 51.3. По радиоактивным параметрам натриевые монтмориллониты не превышает допустимых норм, установленных нормативами по НРБ-96 и КПП-96.

Таблица 3 Фракционный состав образцов Na-монтмориллонита, мм.

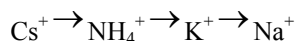
Наименование образца	0,25-0,1	0,1-0,01	0,01-0,001	<0,001	pH	Показатель сорбции (мг/г)	Твердость по шкале Маоса
Na-монтмориллонит	-	3,6	21,8	74,8	7,5	790,0	1

Обменный комплекс Na-монтмориллонита имеет важное значение при обменных процессах. Так тяжелые катионы металлов в почве могут вытеснять катионы натрия, калия, кальция, магния в соответствии с рядом Гейдройца:

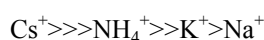


В этом ряду каждый стоящий левее металл легко вытесняет катион справа.

Обмен радионуклидов базируется на ряде Гофмейстера:



В работе [5] показано, что цезий намного эффективнее вытесняет группу NH_4 , а группа NH_4 в свою очередь - калий. При этом приведенный ряд Гофмейстера должен выглядеть в следующем виде:



Термические свойства образцов Na-монтмориллонита и кинетика деструкции по неизометрической термogrавиметрии изучались на дериватографе "Q-1500D" системы "F. Paulik, J. Paulik and L. Erdey". Образец нагревали в динамическом режиме от 20 до 1000°C при скорости повышения температуры 10°C/мин.

Результаты анализа показаны на рис.2. Видно, что термическое поведение образцов Na-монтмориллонита при динамическом режиме нагревания (от 20 до 1000°C) характеризует данное вещество, как монтмориллонит с развитой кристаллической структурой. В качестве термических параметров, по которым диагностировался данный минерал и определялась степень его совершенства, служили температура и интенсивность термических эффектов поэтапного разложения образцов. В частности на дифференциальной термоаналитической кривой (ДТА) величина пиков реакций обезвоживания при 130, 600 и 770°C, а также экзотермическое проявление в области 910°C, связанное с фазовым превращением продуктов обжига, являются главными критериями, идентифицирующими испытываемое вещество как смектит. Кинетика обезвоживания и значения изменения массы и скорости ее потери, вычисленные по термогравиметрическим (TG и DTG) кривым, также свидетельствуют о совершенстве кристаллического строения глинистого минерала.

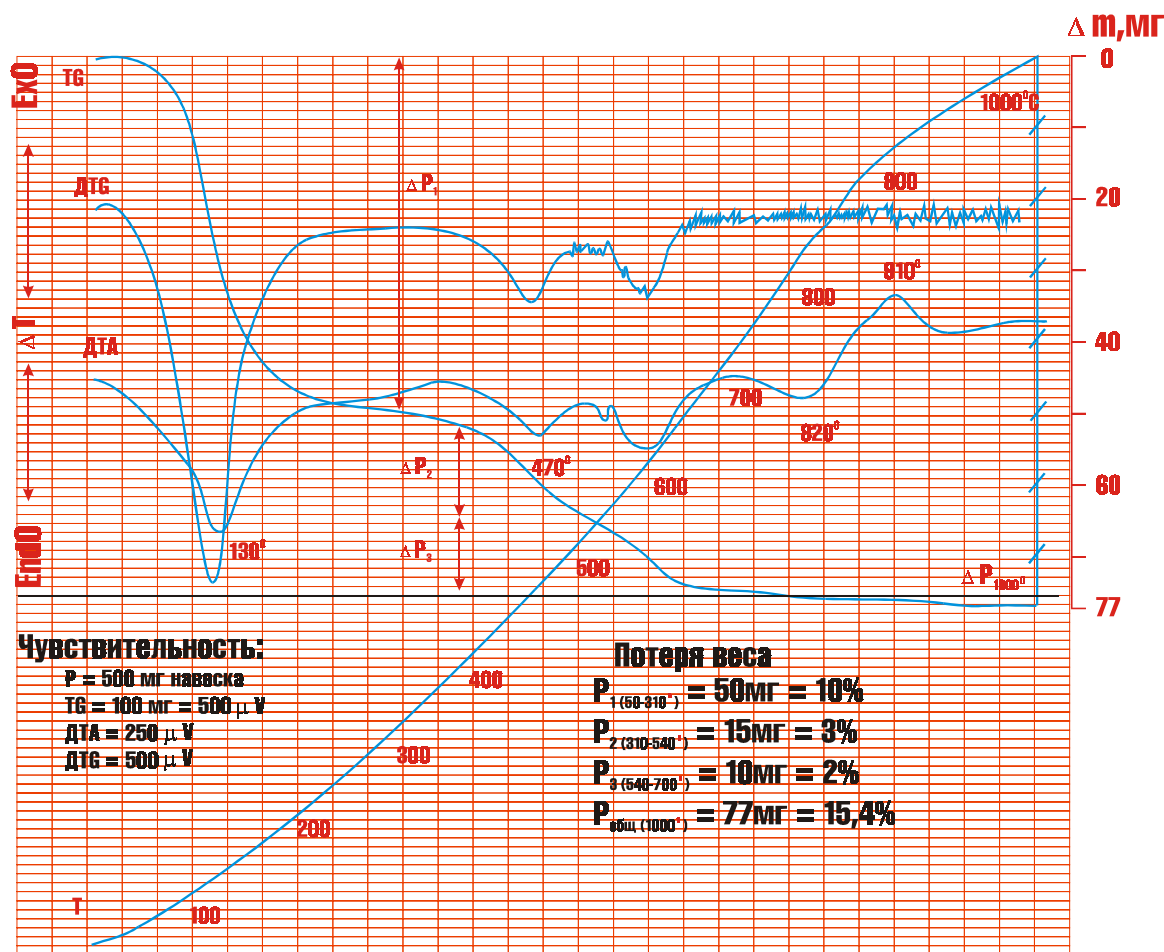


Рис. 2 Дериватограмма Na-монтмориллонита.

Как видно из рисунка 2, первая стадия – выделение воды (дегидратация), протекает в один

этап, что указывает на наличие у монтмориллонита одного слоя H_2O в промежутке между октаэдриче-

ской и тетраэдрической сеток кремнекислородного каркаса. Такое распределение молекул воды в межсеточном пространстве обеспечивают одновалентные обменные катионы, в качестве которых для минералов монтмориллонитового ряда служат натрий и реже калий. Относительно высокая интенсивность рассмотренного процесса обезвоживания, а также соответствующее данному минералу значение (10%) потери веса в этой области температур свидетельствует о хорошей сорбционной способности анализируемого глинистого образования.

Стехиометрический расчет монтмориллонита, сделанный по структурной формуле, показал, что для идеального случая количество OH- групп, включенных в вершины октаэдров элемента сетки, составляет не более 3% (-2,8) от объема массы кремнекислородного каркаса. В нашем случае эта величина достигает 5%. Причем в указанные число входят две группы гидроксил с температурами выхода из системы в пределах 400- 500⁰С (3%) и 530- 650⁰С (2%).

Заключение

В силу наличия у испытываемого монтмориллонита двух форм упаковки конституционной воды, отличающиеся энергией связи, следует, что одна из них (с более высоким энергетическим уровнем связи) образована в результате замещения в вершинах октаэдров кислорода OH-группой. Такой ионный обмен осуществим при возникновении в элементе структуры избытка отрицательного заряда, что может быть вызвано частичным замещением в сетках кремнекислородного каркаса катионов большей валентностью меньшей, например Si⁴⁺ на Al³⁺, или Al³⁺ на Mg⁺⁺.

Такие изменения в структуре Na-монтмориллонита влекут за собой не только образования новых водных связей, но и вносят некоторое напряжение по осям (а) и (в), вызывая деформацию решетки, а также могут влиять в определенных пределах на морфологию микрочастиц.

Приведенные данные по Na-монтмориллониту хорошо согласуются с ранее выполненными исследованиями по глинам Таганского месторождения [4].

Литература

- 1) Дир Ч.А., Хауи Р.А., Зусман Дж. Породообразующие минералы. Издательство «Мир», М., 1966
- 2) Гримм Р.Э. Минералогия и практическое использование глин. Издательство «Мир», М., 1967
- 3) Сапаргалиев Е.М. Тагансорбент – уникальный лекарственный препарат на основе бентонитовых глин Восточного Казахстана. // Вестник Министерства науки – Академии наук РК. 1997. №2 с.42-45.
- 4) Баталова Ш.Б. Физико-химические основы получения и применения катализаторов и адсорбентов из бентонитов. Алма-Ата, 1986. 168 с.
- 5) Соболев В.И. О влиянии калийного и азотного загрязнения подземных вод на геомиграцию цезия – 137. // Геохимия. МАНК «Наука». 1996. №4.

ДИНАМИКАЛЫҚ ҚЫЗДЫРУ КЕЗІНДЕ Na-МОНТМОРИЛЛОНИТЫҢ АДСОРБЦИЯЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІНІҢ ӨЗГЕРУІ.

¹)Шериязданов А.К., ¹)Скаков М.К., ²)Слюсарев А.П. ²)Саматов И.Б.

¹)Шығыс-Қазақстан Мемлекеттік Университеті, Өскемен

²)К.И. Сатпаев атындағы Геологиялық ғылымдардың институты, Алматы

Осы жұмыста, динамикалық қыздыру кезіндегі Na- монтмориллониттың адсорбциялық қасиеттерінің өзгеру процесі зерттелген. Кинетиканың негізінде төмен температуралы сусыздандыру сатын кезіндегі келесі көрсетілген:

- а) құрылымындағы H₂O аралық қабаты орауыш бірқабатты болады;
- б) тораралық кеңістікте кальций мен магний катиондарымен салыстырылғанда натрий катиондары айрықша дамуда болады;
- в) пайда болған құрылымдардың сорбциялық қабілеттілігі маңызды.

Алынған термохимикалық параметрлер құрылымы жақсы кристалданғанын көрсетеді.

Октаэдрикалық және тетраэдрикалық торлардың жалпы байланыстардан құрастырылған оттегі атомдары OH-топтармен жарым-жартылай орын басатыны туралы дегидрокристалдау процесі (530°-650°С) көрсетеді. Температура жоғарлағанда мен Na- монтмориллонит үлгілердің адсорбциялық қасиеттері сусыздандырудың нәтижесінде жоғарлайды. Тым жоғарғы температураларда (530°-650°С) OH-топтың есебіне

минералдың қатты сусыздандыру пайда болады. ОН-тобы минералдың кристаллдық торымен байланысты және де минералдың құрылымның ақырын қирауына апарады.

CHANGE OF ADSORPTION PROPERTIES OF Na-MONTMORILLONITE AT DYNAMIC HEATING

¹⁾A.K. Sheriyazdanov, ¹⁾M.K. Skakov, ²⁾A.P. Slusarev, ²⁾I.B. Samatov.

¹⁾ *East-Kazakhstan State University, Ust-Kamenogorsk-city*

²⁾ *K.I. Satpaev Institute of Geological Sciences, Almaty-city*

This paper studies the process of Na-montmorillonite adsorption properties change at dynamic heating. Basing on kinetics of lower temperature stage of dehydration the following was shown:

- a) inter-layer packing of H₂O in the structure is single-layer;
- b) sodium cations predominantly develop in the inter-lattice space before calcium and magnesium cations;
- c) sorption capacity of this formation is considerable. Thermochemical parameters obtained indicate good crystallization of the structure.

Process of dehydrocrystallization (530-650⁰C) indicates that oxygen atoms generating general bonding of tetrahedral and octahedral lattices are partially altered with OH-groups. When the temperature rises, adsorption properties of Na-montmorillonite samples of increase due to dehydration of Na-montmorillonite. At higher temperatures (530-650⁰C) there occurs heavy dehydration of the mineral due to OH group bonded with its lattice which leads to slow deterioration of the mineral structure.

УДК 621,039,53,536

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НЕКОТОРЫХ ЩЕЛОЧНЫХ, БЛАГОРОДНЫХ И НЕПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Жакупов Ш.Р., Касымханова К.А.

Семипалатинский Государственный университет "Семей" им. Шакарима

Измерены магнитные восприимчивости натрия, калия, рубидия, серебра, золота, кадмия, галлия и сурьмы в широком интервале температур, включающем и жидкое состояние. Результаты измерения сопоставлены с литературными данными. На их основе сделана попытка интерпретировать изменения магнитных свойств изученных веществ.

Имеется относительно небольшое число работ [1, 2, 3, 4], посвященных исследованию магнитных свойств данных объектов. Однако в них для ряда металлов результаты противоречивы и во многих случаях изученный интервал температур небольшой, не указаны чистота исследуемого металла.

В настоящей работе исследованы магнитные восприимчивости металлов, натрия, калия, рубидия, серебра, золота, кадмия, галлия и сурьмы в широком температурном интервале, включающем и жидкое состояние.

Соответствующие измерения были проведены по двум причинам, во-первых, потому, что некоторые щелочные металлы являются теплоносителями в атомных реакторах, с кадмий – поглотителем нейтронов. Во-вторых, серебро и золото являются прекрасными проводниками, а галлий и сурьма при некоторых составах со щелочными металлами образуют интерметаллические полупроводниковые соединения, магнитные свойства которых почти не изучены.

Методика измерения

В качестве исходных материалов для приготовления образцов использовали галлий ГЛ-000, серебро СР-000, золото ЗЛ-000, кадмий КД-50, сурьму СУ-ОС418-4. Использовали щелочные металлы Лазеровского горно-обогатительного комбината ТУ 48-03-55-75: Na (99,9% Na, 0,006% K), K (99,9% K, 0,008% Na), Rb (99,9% Rb, 0,0001% Na, 0,007 K, 0,05 Cs).

Магнитная восприимчивость измеряли по методу Фарадея [5]. Максимальная погрешность при измерении восприимчивости не превышала 2%, а температуры – 2^0 .

Для измерения магнитной восприимчивости благородных и непременных металлов образцы изготавливали из расплавов диаметром $6 \cdot 10^{-3}$ м, высотой $20 \cdot 10^{-3}$ м, которые имели цилиндрическую форму. Их помещали в предварительно калиброванные кварцевые (и пирексовые) ампулы. Измерения приводили в атмосфере гелия.

При измерении магнитных свойств щелочных металлов образцы помещали в герметичные танталовые тигли, которые имели высоту $20 \cdot 10^{-3}$ м, диаметр $7 \cdot 10^{-3}$ м, и толщиной стенки $0,3 \cdot 10^{-3}$ м [6]. Опыты показали, что в условиях высокотемпературного эксперимента с тонкостенными металлическими контейнерами в качестве метода герметизации оправдала себя только вакуумно-плотная лазерная сварка [7] (см.рис. 1).

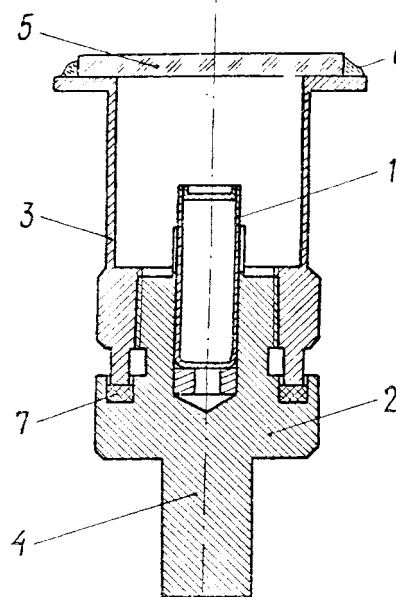


Рис. 1. Камера для герметизации тигля лазерной сваркой. 1-тигель с крышкой, 2- основание сварочной камеры, 3- колпак камеры, 4- хвостовик, 5- окно для лазерного луча, 6- экспондная смола, 7- прокладка фторопластовая

Результаты и их обсуждения

Полученные в данной работе значения магнитной восприимчивости (МВ) жидких металлов при температуре плавления ($T_{пл}$), и её изменение при этом и значение температурного коэффициента

($\frac{d\chi_A^J}{dT}$) для жидкого состояния приведены в табл.

1. Наши результаты сопоставлены с данными других авторов. Видно, что результаты близки к данным большинства из этих авторов, но имеются и расхождения. Причина этого, видимо, заключается в различной чистоте использованных металлов, а также в различных условиях проведения опыта.

Для удобства анализа данных исследованные металлы нами разбиты на две группы:

1. Металлы Na, K, Rb, Ag, Au, Cd.
2. Полуметаллы Ga, Sb.

Щелочные металлы. Значение восприимчивости, как в твердой, так и в жидкой фазах линейно увеличивается с повышением температуры. Поло-

жительное значение $\frac{d\chi}{dT}$ перед их плавлением, по-видимому, связаны с аномальным увеличением концентрации вакансий [8]. Из данных таблицы 1 видно, что при плавлении в состоянии электронов этих металлов кардинальных изменений не происходит. Эти выводы согласуются с результатами рентгеновских [9] и нейтронографических исследований [10]. На основании этих данных также можно заключить, что температурная зависимость МВ щелочных металлов можно рассматривать как следствие увеличения средних межатомных расстояний и нарушения структуры ближнего порядка в результате теплового движения атомов.

Таблица 1. Магнитная восприимчивость, её изменение при плавлении и температурный коэффициент восприимчивости жидких металлов при температуре плавления

Металл	Температура плавления, К	Наши данные			Литературные данные $\chi_A^J, *10^6$
		$\chi_A^J, *10^6$	$\Delta\chi_A^J = \chi_A^J - \chi_A^{T_0}$	$\frac{d\chi_A^J}{dT}, *10^8$	
Na	371	14,82	0,27	0,72	15,0 [1]; 15,5 [18];
K	336	18,60	-0,58	0,70	20,0 [1];
Rb	312	15,44	-1,40	0,25	17,0 [1];
Ag	1234	-21,22	-2,27	0,00	-24,0 [1]; -21,5 [1]; -23,72 [17];
Au	1336	-29,12	-2,40	0,00	-34,0 [1]; -28,0 [1]; -31,22 [17];
Cd	594	-17,44	0,00	0,35	-16,5 [1]; -18,6 [18];
Ga	303	0,62	22,74	0,20	2,5 [1]; 2,4 [1]; 2,3 [1]; 0,03 [3];
Sb	904	-4,00	42,08	0,65	-1,0 [1]; -5,1 [1]; -5,2 [3];

Благородные металлы (Ag, Au). Из данных таблицы 1 видно, что плавление этих металлов сопровождается небольшими скачками МВ. Эти изменения коррелируют с результатами структурных исследований [8, 11, 12]. Авторы этих работ предполагают что, при плавлении Ag и Au в той или иной степени происходит разрушение упаковки твердого состояния. В расплавах их реализуются смешанные виды упаковки, в том числе упаковки типа исходной и близкой к ней типа ОЦК или плотной. Уменьшение координационного числа и межатомного расстояния в точке плавления Au (или Ag), при которой увеличивается диамагнитная восприимчивость, вероятнее всего, обусловлена наличием в расплавах группировок с ближним упорядочением.

Кадмий (Cd). Из графика (см. рис. 2) видно, что кадмий в твердой и жидкой фазах обладает большим диамагнетизмом. При этом на политерме восприимчивости при температуре плавления обнаружен только излом, а не скачок. В то же время известно [13], что в его структуре трудно предполагать наличие ковалентных связей. Отсутствие скачка МВ при $T_{пл}$ можно объяснять с возможным перекрытием зон Бриллюэна.

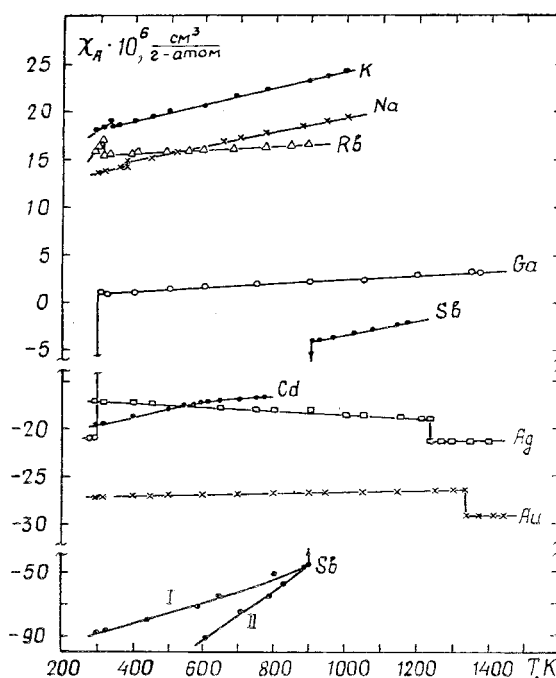


Рис 2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости чистых металлов

Положительное значение $\frac{d\chi_{ж}^A}{dT}$ жидкого кадмия можно объяснить подобно тому, как было высказано в работе [14] – эффектом увеличения концентрации свободных электронов, который происходит в процессе «разрыхления» и разрушения элементов анизотропии в ближнем порядке, имеющих место в твердой фазе. Очевидно, при этом увеличивается спиновая восприимчивость свободных электронов, что приводит к увеличению общей восприимчивости расплавов с повышением температуры.

Полуметаллы (Ga, Sb). К полуметаллам относятся вещества, для которых ковалентная составляющая межатомных сил существенна, хотя запрещенная зона не возникает.

А) Галлий. Плавление его приводит к радикальным изменениям структуры ближнего порядка [15], а соответственно, характера межатомной связи. Из рис.2 видно, что при плавлении магнитное свойство галлия резко меняется – из относительно глубокого диамагнитного состояния переходит в слабое парамагнитное. Этот большой скачок восприимчивости при его плавлении связан с разрушением ковалентной связи с увеличением координационного числа до $\approx 6,5$ [15]. Слабое парамагнитное состояние расплава, вероятнее всего, объясняется частичным сохранением некоторой доли ковалентной связи.

Линейный рост МВ по мере повышении температуры, по видимому, связан со структурными преобразованиями [15], при которых высвобождаются электроны из связанных состояний, что приводит к росту общей восприимчивости за счет её спиновой составляющей.

Б) Сурьма. Сильный диамагнетизм указывает на наличие ковалентных связей, предопределяющих

низкое значение первого координационного числа в кристалле [15]. Нами замечено, что кристалл сурьмы обладает магнитной анизотропией (см. рис. 2).

Плавление сурьмы сопровождается резким уменьшением его диамагнетизма. Видимо при этом разрушаются ковалентные связи в слоях решетки и растет координационное число, что приводит к увеличению спиновой восприимчивости свободных электронов из-за роста их концентрации.

Значительную положительную величину температурного коэффициента восприимчивости жидкой сурьмы можно связать с постепенным разрушением частично сохранившихся ковалентных связей между его атомами по мере повышения температуры.

Выводы

1. Исследованные объекты относятся к классу слабомагнитных веществ ($\chi \approx 10^{-6}$). Величина ионной и электронной частей их общей восприимчивости имеют одинаковый порядок $\approx 10^{-6}$. Изменение общей восприимчивости при плавлении этих веществ и дальнейшем нагреве расплавов их отражается главным образом на кривых электронной восприимчивости, в то время как ионная часть её остается почти постоянной.
2. Измерение МВ жидких щелочных металлов в интервале температур от 300 К до 1000 К проведено впервые.
3. Изменение МВ при плавлении перечисленных выше веществ коррелирует с изменениями электросопротивления, структуры и энтропий плавления [16].

Литература

- 1) Busch G., Guntherodt H.-J. Electronic Properties of Liquid Metals and alloys. – Sol. State phys., 1974, vol.29, p. 235 – 314.
- 2) Dupree., Ford C.T. Magnetic Susceptibility of the Noble Metals around Their Melting Points. – Phys. Rev., 1973, Bd.8, №4, S.1780-1781.
- 3) Maier. T, Wachtel E. Konstitution und magnetisch Eigenschafteh von B-B-Metall-und Eisen- B-Metall-Legierungen. – Z. Metallkunde, 1972, Bd. 63, №7, S.405-410.
- 4) Концентрационная и температурная зависимость магнитной восприимчивости сплавов Na-Cd / Кузьменко П.П., Супруненко П.А., Кальная Г.И. и др. – Ж. Физ. Хим. 1973, т.57, с 1404-1408.
- 5) Яценко С.П., Загребин Б.Н. Изв. АН. СССР, Металлы, 1976, в. 90.
- 6) Способ загрузки шихты и герметизации контейнеров для исследования сплавов со щелочными металлами / Жакупов Ш.Р., Угодников Г.Г., Яценко С.П. и др. –Инфор. Лист. Свердловского ЦНТИ №659-79, 1979, -4 с.
- 7) Исследование диаграммы состояния Na-Ga методом магнитохимического анализа / Жакупов Ш.Р., Чунтонов К.А., Угодников Г.Г. и др. – Ж. Физ. Хим., 1980, т 4, вт 4, с. 1023-1025,
- 8) Вилон Д.Р. Структура жидких металлов и сплавов – М.: Металлургия, 1972.-245 с.

- 9) Лешко А.С. О структуре жидкого калия. – Укр.физ.жур., 1956, т.1, вт 4, с.403-406.
- 10) Gindrich N.S., Heaton L.R. Structure of Alkali Metals in the Liquid State. – T.Chem. Phys., 1961, vol 34, №3., p.873-878.
- 11) Wagner C.N.T., Oscan H., Tochi M.L. Interferense and Radial Distribution Function of Liquid Copper, Silver, Tin and Mercury.- Z.Meturforsch., 1965, Bd. 20a, №3, S. 325-335.
- 12) Романова А.В. Структура и свойства металлических расплавов – В.кн. Металлы, электроны, решетка, Киев.: Наукова думка, 1975, с.168-227.
- 13) Романова А.В., Слуховский О.И., Юрит М. Рентгеноструктурное исследование жидких кадмия и индия, расчет потенциалов межатомного взаимодействия. Ук.физ.жур., 1978, т.23. №5, с.722-731.
- 14) Регель А.Р. О зависимости сопротивления цинка, кадмия и сурьмы выше температуры плавления.- Жур.техн.физ., 1958, т.28, №3, с.520-524.
- 15) Полтавцев Ю.Г. Дифракционные исследования структуры ближнего порядка полупроводников в жидком и стеклообразном состояниях.- Дис.докт.хим.наук.- Киев, 1977, -401 с.
- 16) Жакупов Ш.Р. Исследование магнитных свойств сплавов и соединений галлия с некоторыми щелочными, благородными и переходными металлами.: Дис.кан.хим.наук.- Свердловск 1981, -193 с.
- 17) Dupree R. Ford C.T. Magnetic Suseptibiliti of the Noble Metale around Their Melting Points. – Phyz.Rev., 1973, Bd.8., №4, 5. 1780-1781
- 18) Концентрационная и температурная зависимость магнитной восприимчивости сплавов Na-Cd /Кузьменко П.П., Супруненко П.А., Кальная Г.И. и др. – Ж.физ.хим., 1973, т.57, с. 1404-1408

КЕЙБІР (НЕПЕРЕХОДНЫХ), АСЫЛ ЖӘНЕ СІЛТІЛІ МЕТАЛЛДАРДЫҢ МАГНИТТІК ҚАСИЕТТЕРІН ЗЕРТТЕУ

Жакупов Ш.Р., Касымханова К.А.

Шәкәрім атындағы Семей Мемлекеттік Университеті

Үлкен температура аралығында және де сұйық күйдегі сурьманың, галлийдың, кадмийдың, алтынның, күмістің, рубидийдің, калийдің және натрийдің магниттік алғырлықтары өлшенген. Өлшеу нәтижелері әдеби деректермен салыстырылған. Осы нәтижелердің негізінде зерттелген заттардың магниттік қасиеттерінің өзгеруін түсіндіру әрекеті жасалынған.

STUDY OF MAGNETIC PROPERTIES OF SOME ALKALINE, NOBLE AND META- METALS

Sh.R. Zhakupov , K.A. Kasymkhanova.

Shakarim Semipalatinsk State University «Semey»

There were measured magnetic susceptibilities of sodium, potassium, rubidium, silver, gold, cadmium, gallium and stibium within a broad temperature interval including liquid condition. Measurement results were compared with literature references. Basing on them the attempt to interpret magnetic property changes of the substances studied was made.

УДК 539.55:537.312.6

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЛАВОВ γ - ОБЛАСТИ ТРОЙНОЙ СИСТЕМЫ Cu-Al-Zn В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

²⁾Курманова Д.Т., ¹⁾Мукушева М.К., ²⁾Скаков М.К.

¹⁾ *Национальный ядерный центр,*

²⁾ *Восточно-Казахстанский государственный университет, г. Усть-Каменогорск*

В данной статье рентгенографически показаны особенности кристаллического строения высокотемпературной γ_1 -модификации интерметаллического соединения Cu_9Al_4 .

Введение

Известно [1], что по физико-химической природе фазовые переходы, установленные в γ -области системы Cu-Al-Zn можно разделить на две группы:

1. изоморфные, протекающие без изменений структуры фаз в области средних температур и фиксируемые с помощью методов физико-химического анализа по изменению температурных коэффициентов свойств;
2. полиморфные превращения, вызывающие изменения кристаллической симметрии и обнаруживающиеся при повышенных и высоких температурах.

Ко второй группе относятся превращения: $\gamma_1 \rightarrow \gamma + \epsilon_2, \gamma \rightarrow \gamma_1 \rightarrow \gamma \rightarrow \gamma_1 + \epsilon_1, \gamma_1 + \gamma + \text{T} \rightarrow \gamma_1 \rightarrow \gamma_1$ и другие. Кроме того, высокотемпературная (γ_1 -) модификация соединения Cu_9Al_4 при взаимодействии с металлом Cu_5Zn_8 образует непрерывный ряд твердых растворов [2].

Вместе с тем, остаются не ясными особенности кристаллографического строения высокотемпературной γ_1 -модификации интерметаллического соединения Cu_9Al_4 .

Материал и методика эксперимента

Определение интегральных интенсивностей рентгеновских линий производили на порошкообразных образцах, на установке ДРОН-2,0, с счетчиком СРС - 1С, с использованием отфильтрованного Ni- и Cu K_α -излучения. Во время съемки образец вращался вокруг горизонтальной оси. Определение числа импульсов вели при постоянном времени счета - 30 сек., через $0,1^\circ$ двойного брегговского угла отражения. Уровень фона до и после рентгеновских линий определяли не менее чем по 5-7 точкам. Отклонение от среднего числа импульсов для фона составляло 5-7%. Определение интегральной интенсивности каждой рентгеновской линии производили не менее 2-3 раз. Стабильность работы установки контролировали по интенсивности отражения (600) соединения Cu_9Al_4 , которое записывали по 5-6 измеренным линиям. Расчет

структурных факторов до 52 атомов по 56 плоскостям отражения выполнен на ПЭВМ. В работе использовали высокотемпературную рентгенографию с ГПВТ -1500.

Интегральная интенсивность рентгеновских отражений при съемке на ионизационной установке определяется формулой [3]:

$$J = J_0 \frac{S \cdot \lambda^3}{16\pi R^2 V^2 \mu \omega} \cdot \frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin \theta \sin 2\theta} \cdot |F|^2 n e^{-2\mu} \cdot \frac{e^4}{m^2 e^4}, \quad (1)$$

При соблюдении постоянства условий эксперимента отношение интегральных интенсивностей, измеренных при различных температурах можно представить в виде:

$$\frac{J_{T_2}}{J_{T_1}} = \left(\frac{L |F|^2 e^{-2\mu}}{V^2} \right)_{T_2} \cdot \left(\frac{V^2}{L |F|^2 e^{-2\mu}} \right)_{T_1} \quad (2)$$

где $L = \frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin \theta \sin 2\theta}$ - угловой множитель, $|F|^2$ - структурный, $e^{-2\mu}$ - температурный фактор, V - объем элементарной ячейки. Поскольку отношение $\frac{V_{T_1}^2}{V_{T_2}^2}$ не зависит от брегговского угла отражения,

выражение (1) запишем следующим образом:

$$\frac{J_{T_2}}{J_{T_1}} = k \frac{(L |F|^2 e^{-2\mu})_{T_2}}{(L |F|^2 e^{-2\mu})_{T_1}}, \quad \text{где } k = \frac{V_{T_1}^2}{V_{T_2}^2} \quad (3)$$

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В основу расчета было внесено предположение, что при превращении изменяется размещение атомов компонентов по узлам кристаллической решетки, но при этом соотношение величины координат и ребер элементарной ячейки до температуры фазового перехода остается как в решетке соединения Cu_9Al_4 (для γ -формы), а выше - как у металла Cu_5Zn_8 (для γ_1 -формы). Интегральную интенсивность рентгеновских отражений определяли при 750 и 850 $^\circ\text{C}$ для сплава 1в (83,6% Cu + 16,4%

Al) и при 360 и 650⁰C для тройной пробы 8в (63,7% Cu + 9,0% Al + 27,3% Zn).

Двухкомпонентные пробы 1д (81,2 вес.% Cu) и 1е (78,9 вес.% Cu), близкие по составу к соединениям Cu₃₂Al₁₉ и Cu₃₀Al₂₀, а также сплавы, имеющие структуру однородных твердых растворов на их основе, при нагреве испытывают ряд превращений с изменением симметрии кристаллической решетки: $\gamma \rightarrow \gamma', \gamma'' \rightarrow \gamma \rightarrow \gamma + \varepsilon_2 \rightarrow \gamma_1 + \varepsilon_1$. Как показывают данные высокотемпературной рентгенографии, на снимках гетерогенных проб ($\gamma + \gamma'$) и ($\gamma + \gamma''$) во всех случаях не наблюдается двух систем линий, каждая из которых характеризовала бы одну из фаз, что связано, во-первых, с близостью структур этих фазовых составляющих, и, во-вторых, незначительным увеличением атомного объема сплавов при фазовых переходах $\gamma \rightarrow \gamma'$ и $\gamma'' \rightarrow \gamma$, из-за чего параметры низкотемпературных (γ' - или γ'') - модификаций близки. Изменение же типа кристаллографической симметрии (моноклинная $\rightarrow$ типа γ -латуни и ромбоэдрическая $\rightarrow$ моноклинная) фиксируется по изменению характерного для низкотемпературных модификаций расщеплению линий (930) и (941) на больших брегговских углах отражения (см. рисунок 1).

Видно, что вблизи комнатных температур профиль рентгеновских линий (930) и (941) на дифрактограммах тройного сплава 2е (76,1%Cu+22,0 Al+Zn) отражает присутствие в пробе соединения Cu₃₀Al₂₀. При повышении температуры, характерные для этого металида особенности расщепления линий сглаживаются, и вблизи 650⁰C полностью исчезают. На дифрактограммах при этих температурах обнаруживаются линии только γ -фазы. Нагрев проб 1д-4д до 700⁰ вызывает фазовый переход в γ - модификацию (твердый раствор на основе интерметаллида Cu₉Al₄) и дифрактограмма сплава 4д (73,0% Cu + 15,8% Al+Zn), полученная при этой температуре, представляет собой спектр линий, характеризующих γ -фазу.

Таблица 1. Значения параметров кристаллической решетки тройных сплавов

№ маркировки сплава	Температура фазового перехода $\gamma \rightarrow \gamma_1$, °C	Параметр кристаллической решетки, Å
1в (83,6 Cu + Al)	825	8,855
4в (73,2 Cu + 12,4 Al+Zn)	730	8,854
6в (67,4 Cu + 10,4 Al+Zn)	670	8,863
8в (63,7 Cu + 9,0 Al+Zn)	575	8,860
11в (56,5 Cu + 6,5 Al+Zn)	500	8,863

Нами установлено для тройных сплавов системы Cu-Al-Zn, что при превращении $\gamma \rightarrow \gamma_1$ происходит погасание рентгеновских отражений с нечетной суммой квадратов, что наблюдалось ранее и для двойных медно-алюминиевых сплавов [1]. Изоструктурность γ_1 - модификации соединения Cu₉Al₄ и интерметаллида Cu₅Zn₈ также подтверждается и

Значения параметра кристаллической решетки твердых растворов на основе металида Cu₉Al₄ в области концентраций от 0 до 27 вес.% цинка (сплавы 1в-8в) при температурах фазового перехода $\gamma \rightarrow \gamma_1$ близки к величине периода идентичности решетки электронного соединения Cu₅Zn₈ при 20⁰ (см. таблицу 1).

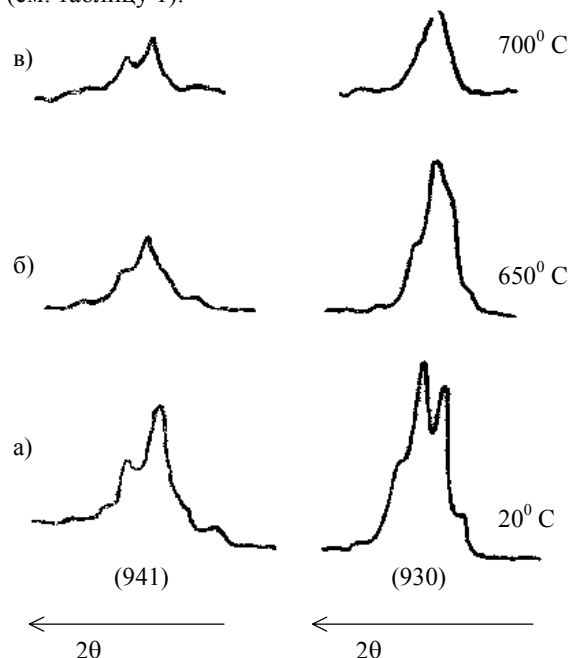


Рис. 1 Профиль дифракционных линий (941) и (930) сплавов
а), б) 2е (76,1% Cu+22,0 Al+Zn)
в) 4д (73,0 Cu + 15,8 Al+Zn) при различных температурах

установленной нами неограниченной взаимной растворимостью между этими фазами. Для проверки высказанного ранее представления [1] о принадлежности γ_1 - модификации соединения Cu₉Al₄ к пространственной группе J43 m, нами было произведено сравнение отношений вычисленных и экспериментально определенных интегральных интенсивностей рентгеновских линий ниже и выше тем-

пературы фазового перехода для сплавов 1В (83,6 вес.% Cu + 16,4 вес.% Al) и 8в (63,7 вес.% Cu + 27,3 вес.% Zn).

Из анализа полученных данных следует, что с переходом сплавов в область гомогенности γ_1 -фазы величина структурных факторов рентгеновских отражений с нечетной суммой квадратов индексов равна нулю. В то же время для большого числа линий бинарного сплава с $\sum h_i^2 = 2n$: (222), (321), (330), (420), (332) и др., интегральная интенсивность при 850° значительно выше, чем при 750°С. Для трехкомпонентной пробы увеличение интенсивности при переходе через линию фазового превращения отмечено только для отражений (330) и (411), а для линий (321), (420), (444) величина J_{hkl} практически остается постоянной.

Выводы

«Коэффициент достоверности» определения структуры (R), рассчитанный по экспериментальным данным для бинарного сплава оказался равным 0,33, а для тройной пробы 0,31, что несколько

больше величин, на основании которых устанавливается правильность выбора структуры. Такое отклонение в значениях R связано, по нашему мнению, с завышением значений экспериментально полученных значений интенсивности рентгеновских линий в результате влияния различных факторов, связанных с методом высокотемпературной рентгенографии. Однако установленное нами погасание на рентгенограммах отражений с $\sum h_i^2 = 2n+1$ при фазовом переходе $\gamma \rightarrow \gamma_1$, равносильно нулю теоретически рассчитанных для этих отражений структурных факторов, возрастание интенсивности основных линий при переходе в область гомогенности γ_1 -фазы, позволяет нам считать, что высокотемпературная γ_1 - модификация интерметаллида Cu_9Al_4 имеет кристаллографическую симметрию типа $D_{8_2} = I \bar{4} 3 m$.

Литература

- 1) Мелихов В.Д, Пресняков А.А. Строение и свойства электронных фаз. А-Ата 1973, 198с
- 2) Курманова Д.Т, Скаков М.К, Мелихов В.Д. Взаимная растворимость интерметаллидов систем медь-цинк и медь-алюминий при комнатной температуре. // В сб. Международная конференция г.Караганда, 2000, с.289//
- 3) Горелик С.С, Расторгуев Л.Н, Скаков Ю.А. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М: Металлургия, 1970, 368 с

ТЕМПЕРАТУРАҒА ТӘУЕЛДІ ҮШ МӘРТЕЛІК Cu-Al-Zn ЖҮЙЕ САЛАСЫНДАҒЫ γ - ҚОРЫТПАСЫНЫҢ РЕНТГЕНҚҰРЫЛЫМДЫҚ ЗЕРТТЕЛУІ.

²⁾Құрманова Д.Т., ¹⁾Мүкүшева М.К., ²⁾Скаков М.К.

¹⁾ Ұлттық ядролық орталық.

²⁾ Оскемен қаласындағы Шығыс-Қазақстан мемлекеттік университеті.

Берілген мақалада Cu_9Al_4 интерметаллдық қоспаны жетілдірудің - γ_1 жоғарғы температуралы кристаллдық құрылымның ерекшеліктері рентгендік кестемен көрсетілген.

X-RAY RESEARCH OF Cu-Al-Zn TRIPLE SYSTEM GAMMA-AREA ALLOYS DEPENDING ON TEMPERATURE

¹⁾D.T. Kurmanova, ²⁾M.K. Mukusheva, ¹⁾M.K. Skakov

¹⁾ National Nuclear Center,

²⁾ East-Kazakhstan State University, Ust-Kamenogorsk-city

This paper radiographically shows peculiarities of crystalline structure of high-temperature γ_1 - modification of intermetallic compound Cu_9Al_4 .

УДК 539.55:537.312.6

О ДИАГРАММЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ Cu - Al - Zn

¹⁾Курманова Д.Т., ²⁾Мелихов В.Д., ¹⁾Скаков М.К.¹⁾ Восточно-Казахстанский государственный университет, г. Усть-Каменогорск²⁾ Физико-Технический институт МОН РК, г. Алматы

В данной статье предлагается вариант диаграммы состояний системы Cu - Al - Zn, в которой главной особенностью является ограниченная растворимость электронных соединений типа γ - латуни.

Введение

Известно[1], что большинство электронных соединений с $e/a=21/13$ имеют структуру с упорядоченным расположением атомов металлов-компонентов. При этом атомы каждого из элементов распределены по двум или более структурно-неэквивалентным позициям, отличающимся по типам связей и, следовательно, по энергиям межатомного взаимодействия. С этой точки зрения атомы каждого из компонентов, занимающие узлы различных подрешеток, можно рассматривать как атомы разного сорта. Так, в интерметаллиде Cu_9Al_4 различают две структурно-неэквивалентных позиции атомов алюминия и шесть – атомов меди. В электронном соединении Cu_5Zn_8 – по два сорта атомов меди и цинка. В связи с этими особенностями строения решеток электронных фаз, представляет несомненный интерес исследование взаимодействия металлов между собой при обычных и повышенных температурах, что позволит глубже понять связь между атомно-кристаллическим строением сплавов и их физико-механическими свойствами. В этом вопросе, как известно, до настоящего времени нет полной ясности, поэтому нами в качестве исследуемых материалов были выбраны сплавы γ -области системы медь-алюминий-цинк.

Методика и экспериментальные результаты

При изучении взаимодействия металлических соединений типа γ -латуни бинарных систем медь-алюминий и медь – цинк использовали метод триангуляции. Образцы готовили сплавлением металлов-компонентов в корундовых тиглях в печи

сопротивления под защитным слоем буры. Шихтовыми материалами служили электролитическая медь и алюминий чистотой 99,99%, цинк марки ЦО чистотой 99,98%. Цинк вводился в расплав меди с алюминием. После непрерывного перемешивания до полного растворения компонентов расплав разливали в подогретую изложницу. Отливки имели цилиндрическую форму диаметром 10 и 22 мм. В работе использовали микроскопический анализ отожженных и закаленных образцов сплавов на НЕОФОТе и высокотемпературную рентгенографию на ДРОН – 2,0 с ГПВТ - 1500.

Вариант диаграммы состояния системы медь-алюминий-цинк мы представляем в виде схем фазовых превращений по 8 политермическим и 8 изотермическим сечениям. Первые 4 из 8 политермических сечений показывают изменения фазового состава с концентрацией и температурой вдоль исследованной γ - области. Четыре других вертикальных разреза, кроме общего строения участка диаграммы, позволяет сопоставить полученные экспериментальные результаты с известными [2] литературными данными. Наиболее наглядное и полное представление о строении участка тройной диаграммы дают изотермические сечения при 200, 350, 400, 500, 550, 600, 650 и 700⁰С.

На рисунке 1 приведены изотермические разрезы γ - области тройной системы медь-алюминий-цинк при 550⁰ и 600⁰С.



6)

В основу построения политермических разрезов γ -области были положены данные, полученные различными методами исследования. При этом широко использовалось правило фаз, а также некоторые следствия из него (о числе линий, сходящихся в одной точке, о расхождении невариантных линий вырожденного фазового треугольника бинарных систем в трехфазный объем и особенности изображения трехфазных областей на изотермических сечениях с учетом чередования числа фаз). В низкотемпературной области до 200-350⁰ растворимость Cu_5Zn_8 в Cu_9Al_4 не превышает 47 мол.%, а растворимость Cu_9Al_4 в Cu_5Zn_8 - 26%.

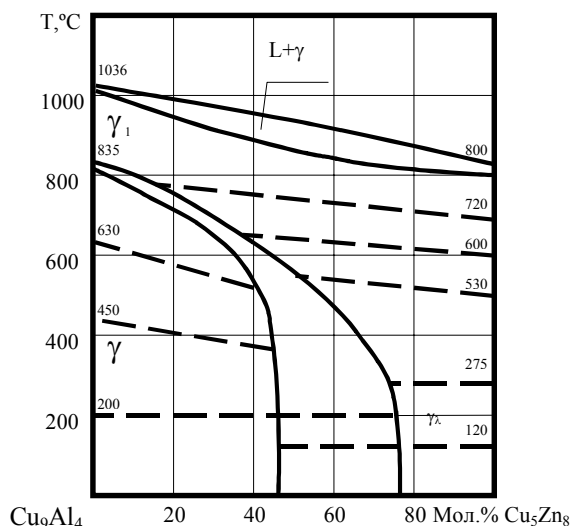


Рис. 2. Политермические сечения γ - области тройной системы (Cu_9Al_4 - Cu_5Zn_8).

Важно отметить, что в этом температурном интервале их взаимная растворимость практически не меняется с температурной и только выше 350⁰ кривая предельного насыщения твердого раствора на основе Cu_9Al_4 отклоняется в сторону меньших концентраций Cu_5Zn_8 .

Наименьшее количество цинка растворяется в металлическом соединении $\text{Cu}_{30}\text{Al}_{20}$ (не более 10 вес.%). Взаимодействия γ^{II} - фазы системы медь-алюминий с интерметаллидом Cu_5Zn_8 не обнаружено. Из приведенных политермических и изотермических сечений видно, что соединение $\text{Cu}_{30}\text{Al}_{20}$ при взаимодействии с T-, η -, γ^{I} - фазами образует двух- и трехфазные объемы ($\gamma^{\text{II}}+\eta$), ($\gamma^{\text{II}}+\text{T}$), ($\gamma^{\text{II}}+\gamma^{\text{I}}$), ($\gamma^{\text{II}}+\text{T}+\eta$), ($\gamma^{\text{II}}+\gamma^{\text{I}}+\text{T}$). При нагреве объем, ограничивающий γ^{II} - фазу, сокращается, а тройной T-фазы - увеличивается, что отражается на числе и размерах зерен этих соединений. Таким образом, область твердого раствора Cu_9Al_4 в γ - латуни значительно расширяется и при температуре равной 700⁰ в электронном соединении Cu_5Zn_8 растворяется около 70 мол.% интерметаллида Cu_9Al_4 . Объем гетерогенной облас-

ти ($\gamma + \gamma_{\lambda}$) существенно зависит от температуры - с ее повышением наблюдается ее сужение.

Некоторые трудности при построении IV политемического разреза – малые по величине фазовые объемы, микроскопическая однородность отдельных фаз (ϵ_1 и ϵ_2 -), близость межплоскостных расстояний γ^{II} -, γ^{I} - и ϵ -, ϵ_2 -, γ_1 -, составляющих и кратность у T и γ_{λ} - (в три раза) не позволили с достаточной степенью достоверности указать положение границ некоторых высокотемпературных превращений.

Диаграмма состояний тройной системы, вообще говоря, не учитывает процессов, происходящих в твердом состоянии при изменении концентрации и температуры. Общей и главной особенностью предлагаемого нами варианта диаграммы состояния является ограниченная взаимная растворимость электронных соединений типа γ - латуни бинарных систем Cu-Zn и Cu- Al вблизи комнатных температур, а также образование непрерывного ряда твердых растворов между высокотемпературной модификацией интерметаллида Cu_9Al_4 и металлическим соединением Cu_5Zn_8 , понижение температуры фазовых превращений с увеличением содержания в сплавах медно-цинковой составляющей.

Выводы

Предлагаемый нами вариант диаграммы состояния γ - области тройной системы медь-алюминий-цинк не претендует на полноту. Однако мы считаем, что полученные сведения о взаимодействии электронных соединений типа γ - латуни с хотя и близкими, но все же различными структурами и типами межатомной химической связи помогут исследователям понять процессы, происходящие в металлах при нарушении условий равновесия, а также в интерпретации физико-механических свойств и их изменения в связи протекающими в сплавах, образуемых этими соединениями, фазово- структурных превращений.

Литература

- 1) Мелихов В.Д, Пресняков А.А. Строение и свойства электронных фаз. А-Ата 1973,198с
- 2) Koster W., Moeller K. Über den Aufbau und die Volumenänderungen der Zink-Kupfer-Aluminium-Legierungen. Zeitschrift für Metallkunde, 33, Jahrgang, Heft 8/9, 1941 s278
- 3) Pearson W. B. A handbook of lattice spacings and structures of metal and alloys. London, 1958.
- 4) Хансен М. Андерко К. Структура двойных сплавов. Т.1,2. Издательство “Металлургия”, 1962, 304 с

Cu - Al - Zn. ЖҮЙЕСІ ЖАҒДАЙЫНДАҒЫ ДИАГРАММА ТУРАЛЫ

¹⁾ Құрманова Д.Т., ²⁾Мелихов В.Д., ¹⁾Скаков М.К.

¹⁾ *Өскемен қаласындағы Шығыс-Қазақстан мемлекеттік университеті*

²⁾ *Алматы қаласындағы Физика-Техникалық ҚР МОН институты*

Бұл мақалада негізгі ерекшелік болып табылатын γ - латуни төріздес электронды қоспаның шектеулі ертіндісінің, Cu - Al - Zn жүйесі жағдайындағы диаграмма түрлері ұсынылады.

DIAGRAM OF Cu - Al - Zn SYSTEM CONDITION.

¹⁾D.T. Kurmanova, ²⁾V.D. Melikhov, ¹⁾M.K. Skakov

¹⁾ *East-Kazakhstan State University, Ust-Kamenogorsk-city*

²⁾ *Physical and Technical Institute of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan*

This paper suggests the option of the diagram revealing conditions of system Cu - Al - Zn, in which the main peculiarity is in limited solubility of γ - brass type electronic compounds.

СПИСОК АВТОРОВ

- Адымов Ж.И., 26
Асанов А.Б., 89
Блехман А.М., 8
Бобыкин Б.В., 74
Буртебаев Н., 21
Васильев Ю.С., 92, 99, 106, 113
Верещак М.Ф., 54
Володин В.Н., 89
Ганеев Г.З., 30
Гусев М.Н., 67
Дерявко И.И., 120, 125
Дуйсебаев А., 8
Ерматов А.С., 26
Жакупов Ш.Р., 147
Жданов В.С., 74, 92, 99, 106, 113
Жданов С.В., 16
Зайкин А.Ю., 21
Ибраева Е.Т., 21
Кадыржанов К.К., 5, 30, 54
Карташов В.М., 50
Касымханова К.А., 147
Като М., 99, 106
Ким С.Н., 89
Кислицын С.Б., 30
Колодешников А.А., 92, 99, 106, 113
Косяк Ю.Г., 26
Котов В.М., 132
Купчишин А.А., 83
Купчишин А.И., 83
Курманова Д.Т., 151, 154
Ливенцова А.С., 63
Ливерц Е.З., 43
Лисицын В.Н., 89
Лопуга А.Д., 38
Максимкин О.П., 67
Мальцева Р.М., 136
Мелихов В.Д., 154
Мить А.Г., 54
Мукушева М.К., 151
Мульгин С.И., 16
Нагасака Х., 92, 99, 106, 113
Назаренко Л.М., 54
Околович В.Н., 16
Перепелкин И.Г., 120, 125
Петухов В.К., 136
Пивоваров О.С., 120, 125
Пятилетов Ю.С., 38
Русанов А.Я., 16
Сагиндыков Ш., 21
Сакаки И., 92, 99, 113
Саматов И.Б., 142
Сергеева Л.С., 54
Скаков М.К., 142, 151, 154
Слюсарев А.П., 54, 142
Стороженко А.Н., 120, 125
Такибаев Н.Ж., 63
Троицкая А.Г., 50
Тулеушев А.Ж., 89
Тулеушев Ю.Ж., 89
Туматова Л.А., 54
Туркебаев Т.Э., 30
Уткелбаев Б.Д., 136
Чекушина Л.В., 26
Черепнин Ю.С., 99, 113
Шериязданов А.К., 142
Щербинина Н.В., 136
Якушев Е.М., 54

ТРЕБОВАНИЯ К ОФОРМЛЕНИЮ СТАТЕЙ

Статьи представляются до 25 числа первого месяца квартала в двух экземплярах на русском языке или в виде электронной копии (на гибком диске или по электронной почте присоединенным (attachment) файлом) в формате MS WORD версий 2, 6, 95, 97 или 2000 для Windows.

Текст печатается на листах формата A4 (210×297 мм) со свободными полями:

сверху 25 мм;

снизу 25 мм;

слева 25 мм;

справа 15 мм,

на принтере с высоким разрешением (300-600 dpi).

Используйте шрифты Times New Roman или аналогичные высотой 10 пунктов для обычного текста и 12 пунктов для заголовков.

Текст печатайте через один интервал, оставляя между абзацами 2 интервала.

Название статьи печатайте заглавными буквами. Пропустив 3 интервала после названия, печатайте Ф. И. О. авторов и наименования организаций, которые они представляют. После этого, отступив 3 интервала, печатайте основной текст.

Ответственный секретарь М. К. Мукушева

тел. (095) 745-54-04, (322-51) 2-33-35, E-mail: MUKUSHEVA@NNC.KZ

Технический редактор А. Г. Кислухин

тел. (322-51) 2-33-33, E-mail: KISLUHIN@NNC.KZ

Адрес редакции: 490060, Казахстан, г. Курчатов, ул. Ленина, 6.

© Редакция сборника «Вестник НЯЦ РК», 2000.

Регистрационное свидетельство №1203-Ж от 15.04.2000г.

Выдано Министерством культуры, информации и общественного согласия Республики Казахстан

Тираж 100 экз.

Выпуск набран и отпечатан в типографии

Национального ядерного центра Республики Казахстан

490060, Казахстан, г. Курчатов, ул. Ленина, 6.

