

ISSN 1729-7516

Вестник НЯЦ РК

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

ВЫПУСК 3(51), СЕНТЯБРЬ 2012

Издается с января 2000 г.

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР – д.ф.-м.н. КАДЫРЖАНОВ К.К.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: д.ф.-м.н. БАТЫРБЕКОВ Э.Г. – заместитель главного редактора,
д.ф.-м.н. ЖОТАБАЕВ Ж.Р. – заместитель главного редактора, д.т.н. БАТЫРБЕКОВ Г.А.,
БЕЛЯШОВА Н.Н., к.ф.-м.н. ВОЛКОВА Т.В., к.б.н. КАДЫРОВА Н.Ж., к.ф.-м.н. КЕНЖИН Е.А.,
к.ф.-м.н. КОЗТАЕВА У.П., д.ф.-м.н. КОПНИЧЕВ Ю.Ф., д.г.-м.н. КРАСНОПЕРОВ В.А., ЛУКАШЕНКО С.Н.,
д.ф.-м.н. МИХАЙЛОВА Н.Н., д.г.-м.н. НУРМАГАМБЕТОВ А.Н., д.б.н. ПАНИН М.С.,
к.г.-м.н. ПОДГОРНАЯ Л.Е., д.т.н. САТОВ М.Ж., д.ф.-м.н. СОЛОДУХИН В.П.

ҚР ҰЯО Жаршысы

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҰЛТТЫҚ ЯДРОЛЫҚ ОРТАЛЫҒЫНЫҢ
МЕРЗІМДІК ҒЫЛЫМИ-ТЕХНИКАЛЫҚ ЖУРНАЛЫ

3(51) ШЫҒАРЫМ, ҚЫРҚҮЙЕК, 2012 ЖЫЛ

NNC RK Bulletin

RESEARCH AND TECHNOLOGY REVIEW
NATIONAL NUCLEAR CENTER OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

ISSUE 3(51), SEPTEMBER 2012

Периодический научно-технический журнал "Вестник НЯЦ РК", решением Комитета по надзору и аттестации в сфере науки и образования включен в перечень изданий, рекомендованных для публикации материалов кандидатских и докторских диссертаций:

- по физико-математическим наукам,
- по специальности 25.00.00 – науки о Земле.

В журнале представлены материалы победителей I Международной конференции-конкурса молодых ученых и специалистов «Актуальные вопросы мирного использования атомной энергии», посвященной 20-летию НЯЦ РК и 55-летию ИЯФ НЯЦ РК (06-08 июня 2012 г., Алматы, Казахстан) стр. 4-71.

СОДЕРЖАНИЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДИФФУЗИИ АТОМОВ ^{57}Co В МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ХРОМ	4
Бедельбекова К.А., Озерной А.Н.	
НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА ВВР-К С НИЗКООБОГАЩЕННЫМ ТОПЛИВОМ.....	7
Аринкин Ф.М., Блынский П.А., Дюсамбаев Д.С., Романова Н.К., Чекушина Л.В., Шаймерденов А.А.	
ДЕТРИТИЗАЦИЯ ОБЛУЧЕННОГО БЕРИЛЛИЯ РАЗЛИЧНЫХ МАРОК ТДС МЕТОДОМ	13
Муканова А.О., Гордиенко Ю.Н., Кульсартов Т.В., Барсуков Н.И., Понкратов Ю.В.	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА РЕАКТОРЕ ИГР ПО РЕАЛИЗАЦИИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОГО МЕТОДА КАЛИБРОВКИ МОЩНОСТИ МОДЕЛЬНЫХ ТВС	19
Витюк В.А., Вурим А.Д.	
ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ АЛЬФА-ЧАСТИЦАМИ НА СТРУКТУРУ ПОВЕРХНОСТИ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОНИКЕЛЕВОГО СПЛАВА 03X20H45M4BЧ.....	26
Сатпаев Д.А., Диков А.С., Кислицин С.Б., Нестерова А.Ю.	
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА РЕАКТИВНОСТИ ОТ ФИЗИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА ИГР	31
Иркимбеков Р.А., Вурим А.Д.	
ИСТОРИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЗАКОНОДАТЕЛЬНО-ПРАВОВОЙ БАЗЫ ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОГО НЕРАСПРОСТРАНЕНИЯ.....	38
Бекбулатова Д.Б.	
РАДИАЦИОННЫЕ РИСКИ В СВЯЗИ С ОБЪЕКТАМИ ЛИРА И ПУТИ ИХ СНИЖЕНИЯ	44
Артемова В.А., Калаханова А.С., Сейтимов Н.К.	
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ ПОЛУНАТУРНОГО ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ОТЛАДКИ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ ПЕРЕРАБОТКИ НАТРИЯ.....	48
Кривцов П.Ю., Павлов В.М.	
ФОРМИРОВАНИЕ ОФТАЛЬМОЛОГИЧЕСКОГО ПУЧКА ПРОТОНОВ.....	55
Иванов Н.А., Лебедева Ж. С.	
A NEW MEASUREMENT AND ANALYSIS OF THE REACTION $^7\text{Li}(d,t)^6\text{Li}$ AT 25 MeV	60
N. Burtebayev, A. Amar, Zh.K. Kerimkulov, N.V. Glushenko, A. Baimukhanova, S.K. Sakhiyev	
ВОССТАНОВЛЕНИЕ Ce^{4+} до Ce^{3+} В ЦЕРАТАХ БАРИЯ ПРИ РЕАКТОРНОМ ОБЛУЧЕНИИ	66
Мунасбаева К.К., Хромушин И.В., Аксенова Т.И.	
ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ПИКОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С АТОМАМИ МИШЕНЕЙ	72
Батырбеков Э.Г., Горлачев И.Д., Иванов И.А., Пеньков Ф.М.	
ИСПЫТАНИЯ МОДЕЛИ ДВИГАТЕЛЯ АРАР С РАЗОМКНУТЫМ ВОЗДУШНЫМ ЦИКЛОМ	79
Котов В.М., Тихомиров Л.Н., Райханов Н.А., Шумаев Н.С., Сергеева А.С.	
THE NEW TWO-BODY POTENTIAL APPROACHES AND THEIR ASTROPHYSICAL APPLICATION	85
R. Yarmukhamedov, S.V. Artemov, N. Burtebaev	
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗРАБОТКИ МЕСТОРОЖДЕНИЯ «КАРАЖЫРА» НА СОСТОЯНИЕ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ИСПЫТАТЕЛЬНОЙ ПЛОЩАДКИ «БАЛАПАН» БЫВШЕГО СИП	92
Субботин С.Б., Новикова Е.А., Романенко В.В., Кузеванов К.И., Быкова А.А., Тырышкина М.Н.	

УДК 621.793.7:541.15

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДИФФУЗИИ АТОМОВ ^{57}Co В МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ХРОМ

Бедельбекова К.А., Озерной А.Н.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

В данной работе методом эмиссионной ядерной гамма-резонансной спектроскопии было проведено исследование процесса диффузии атомов ^{57}Co в хром и показана возможность создания достаточно простой технологии изготовления мессбауэровских источников, учитывающей особенности поведения металлического хрома. В основу технологии положено использование металлических хромовых покрытий, полученных методом магнетронного распыления на подложки из хрома, с их последующей термообработкой в вакууме.

ВВЕДЕНИЕ

Ядерная гамма-резонансная (мессбауэровская) спектроскопия с использованием ^{57}Fe широко и успешно применяется для исследования, диагностики и неразрушающего контроля железосодержащих материалов и изделий.

Изотопные компании, занимающиеся производством мессбауэровских источников, предлагают потребителям источники ^{57}Co в родии и с нежеланием берутся за изготовление ^{57}Co в хромовой матрице, поскольку их производство сопряжено с рядом трудностей, хотя эти источники имеют ровно такие же базовые характеристики. Причины их нежелания изготавливать мессбауэровские источники ^{57}Co в хромовой матрице, состоят в следующем:

- хром является одним из самых твердых металлов и очень плохо поддается механической обработке. При малейшем загрязнении углеродом, водородом, азотом становится хрупким и ломким. Эти обстоятельства практически исключают возможность изготовления тонких фольг для матриц мессбауэровских источников традиционным путем – шлифованием или прокаткой;
- температура плавления хрома 2130К. Однако давление его паров при сравнительно невысоких температурах 1200-1400К достаточно велико (разница с родием составляет 5-6 порядков), что ограничивает возможность проведения диффузионного внедрения ^{57}Co в высоком вакууме, как это практикуется при изготовлении мессбауэровских источников в родиевой матрице [1-3].

Основной целью настоящей работы было определить с помощью ядерной гамма-резонансной спектроскопии состояние локального окружения примесных атомов в ходе изучения процесса диффузии ^{57}Co в решетку хрома для разработки технологии изготовления мессбауэровских источников.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

В качестве образца был взят брусок металлического хрома с геометрическими размерами 8×8×4 мм. На него накапыванием наносили раствор, содержащий препарат ^{57}Co , с последующим его термическим испарением (температура подложки составляла 80°C). После высыхания солянокислого раствора на поверхности образца появлялся равно-

мерный прозрачный светлый «налет». Активность образца составила 0,1 мКи.

Поверх активного слоя для фиксации атомов ^{57}Co на хромовой подложке методом магнетронного распыления был нанесен слой хромового покрытия толщиной около 30 нм.

Сопоставление справочных данных по давлению насыщенных паров хрома и кобальта [4] показало, что при одной и той же температуре кобальт заметно более летуч, чем хром. Поэтому при термических отжигах возможны большие потери активного кобальта. А использование хромового покрытия поверх активного слоя существенно препятствует потерям радиоактивного изотопа.

Хромовые покрытия создавали на установке магнетронного распыления, построенной на базе высоковакуумного универсального поста ВУП-5, где в качестве рабочего газа использовали аргон с чистотой 99,999%. Остаточное давление в рабочей камере составляло 10^{-6} мм. рт. ст., давление рабочего газа – 10^{-3} мм. рт. ст., а скорость осаждения хрома была 200 нм/час.

Серии термических отжигов для диффузии ^{57}Co в подложку были проведены в высокотемпературной безмасляной вакуумной печи под управлением программируемого терморегулятора ТП-703 при давлении в камере 10^{-6} мм. рт. ст. в интервале температур до 1050°C и продолжительностью до двух часов. Точность поддержания температуры программируемым терморегулятором составила 0.5°C.

Исследование состояния примесных атомов ^{57}Co проводилось методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии (ЭМС). Измерения эмиссионных спектров как до, так и после отжига образцов, осуществлялись на спектрометре MS – 1104Em при комнатной температуре с использованием резонансного детектора γ – квантов. Источником γ – квантов служил исследуемый образец. Обработка спектров была выполнена с помощью программного комплекса MS Tools по программе SPECTR [5].

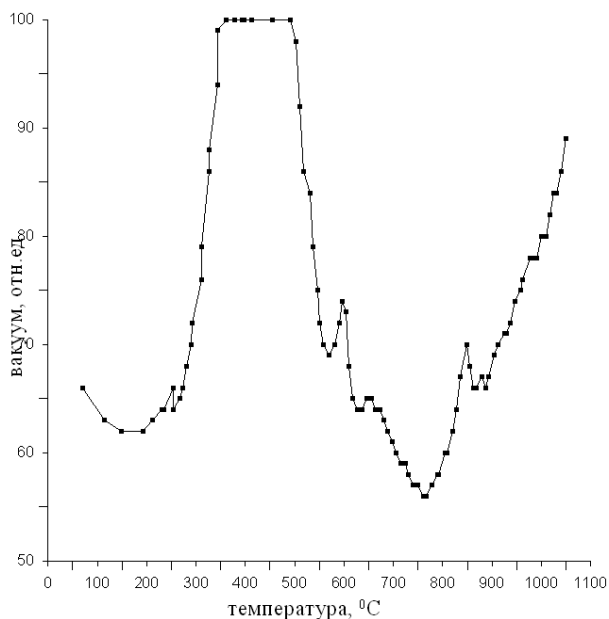


Рисунок 1. Зависимость давления от температуры отжига

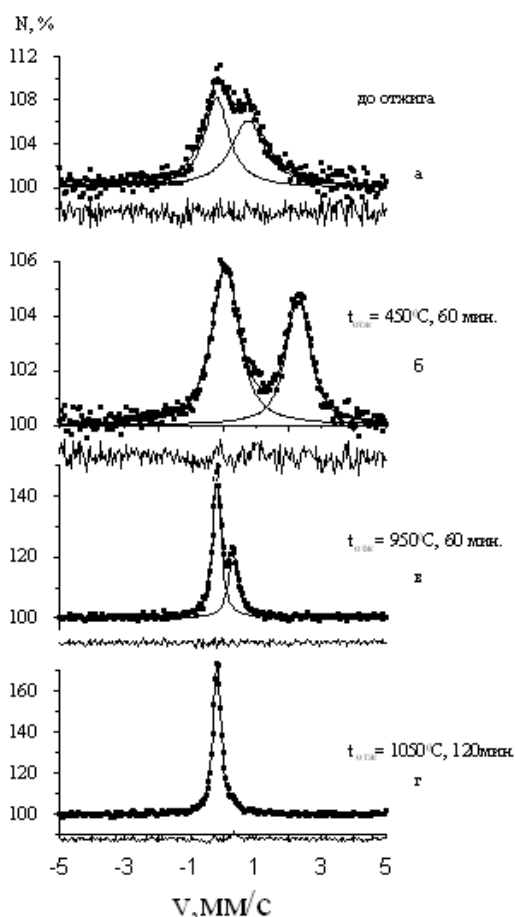


Рисунок 2. ЭМС ^{57}Co на подложке из хрома

На рисунке 1 приведена зависимость давления от температуры отжига. Обнаружено, что при 380-450 $^\circ\text{C}$ наблюдается ухудшение вакуума, свидетельствующее о газовыделении из образца.

На рисунке 2 показаны ЭМС спектры ^{57}Co в хrome. ЭМ спектр исходного образца представляет собой суперпозицию двух линий, т.е. атомы кобальта находится в двух неэквивалентных состояниях, отличающихся разной электронной плотностью в области ядра. После отжига при 450 $^\circ\text{C}$ в течение 1 часа наблюдается смещение правой линии вправо по отношению к линии, соответствующей атомам ^{57}Co в узлах решетки хрома. Дальнейший отжиг при 950 $^\circ\text{C}$ в течение часа вызывает уменьшение ширины обеих линий. Уменьшение интенсивности правой линии связано с перераспределением атомов ^{57}Co в узлы кристаллической решетки хрома.

Отжиг при 1050 $^\circ\text{C}$ в течение 2 часов преобразовывает спектр в узкую одиночную линию. Это свидетельствует о том, что все атомы ^{57}Co уже встроились в узлы решетки хрома, т.е. процесс замещения атомов хрома атомами ^{57}Co завершился.

После отработки технологии получения мессбауэровских источников на пробных образцах были изготовлены источники с большей активностью.

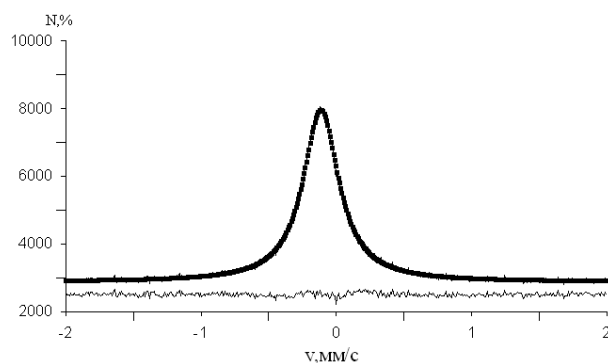


Рисунок 3. Стандартный заводской источник $\text{Co}^{57}(\text{Cr})$ 1 мКи, измеренный с резонансным детектором

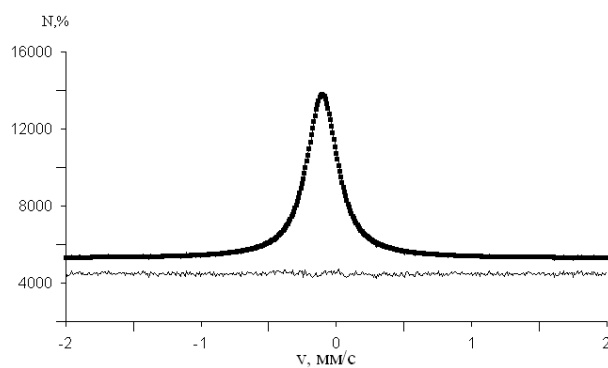


Рисунок 4. Источник $\text{Co}^{57}(\text{Cr})$ 14 мКи на подложке BeO , измеренный с резонансным детектором

На рисунках 3 и 4 – приведено сравнение ЭМС заводского и экспериментального источника. Активность заводского источника на текущий момент составляла около 1 мКи.

Экспериментальный источник был изготовлен по разработанной технологии на 1 мм подложке из оксида бериллия, на которую методом магнетронного

распыления предварительно нанесли хромовое покрытие толщиной 10 мкм. Конечная активность источника после выполнения с ним всех операций, предусмотренных технологическим регламентом, составила 14 мКи. Визуально видно, что ширина линии экспериментального практически идентична ширине линии заводского источника.

С использованием экспериментального мессбауэровского источника также измерялся резонансный спектр стандартного поглотителя – альфа-железа. Было проведено сравнение ширин линий железа,

снятого с экспериментальным источником и тех же ширин линий с заводским источником. Их разница не превысила 0,005 мм/сек.

Выводы

В результате проделанной работы:

1. Был изучен процесс диффузии атомов ^{57}Co в металлический хром при различных температурах отжига.

2. Отработана технология изготовления мессбауэровского источника $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$.

ЛИТЕРАТУРА

1. ЗАО «Циклотрон» [Электронный ресурс]/Каталог продукции. - Режим доступа: [http:// www.cyclotronzao.ru](http://www.cyclotronzao.ru), свободный. - мессбауэровские источники с радионуклидом Co-57 в родиевой и хромовой матрицах.
2. ЗАО РИТВЕРЦ [Электронный ресурс]/ Каталог продукции. -Режим доступа: <http://www.ritverc.ru>, свободный. - Мессбауэровские источники.
3. ФГУП НПО «Радиовый институт им. В.Г. Хлопина» [Электронный ресурс]/ Каталог продукции. - Режим доступа: [http://www. Khlopin.ru](http://www.Khlopin.ru), свободный. - Мессбауэровские источники.
4. Рабинович, В.А. Краткий химический справочник / В.А.Рабинович, З.Я. Хавин. – М: Химия, 1978. – 392с.
5. Русаков, В.С. Восстановление функции распределения сверхтонких параметров мессбауэровских спектров локально неоднородных систем / В.С.Русаков // Изв. РАН. Сер. физ. – 1999. – Т.63. – №7. – С.1389-1396.

^{57}Co АТОМДАРЫНЫҢ МЕТАЛЛДЫҚ ХРОМҒА ДИФФУЗИЯЛАНУ ҮДЕРІСІН ЗЕРТТЕУ

Беделбекова К.А., Озерной А.Н.

ҚР ҰАО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Бұл жұмыста эмиссиялық ядролық гамма-резонансты спектроскопия әдісімен хром ^{57}Co атомдарының диффузиялық үдерістерін зерттеу жүргізілді және металлдық хромның мінез-құлқын есепке алатын мессбауэрлік көздердің мейлінше қарапайым технологиясын жасау мүмкіндігі көрсетілген. Технология негізінде соңынан вакуумда термиялық өңделген хромды төсеніште магнетронды шашырату әдісін қолдану арқылы алынған металлдық хром жабындарды пайдалану қолданылған.

STUDY OF ^{57}Co ATOMS DIFFUSION PROCESS IN METALLIC CHROMIUM

K.A. Bedelbekova, A.N. Ozerney

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

This paper represents the study of ^{57}Co atoms diffusion process in chromium by the method of emission nuclear gamma-resonance spectroscopy and shows possibility of creating quite simple technology of Mossbauer source production considering peculiarities of metallic chromium behavior. The technology is based on using metallic chromium coatings produced by the method of magnetron sputtering on chromium substrates, with subsequent heat treatment in vacuum.

УДК 621 039

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА ВВР-К С НИЗКООБОГАЩЕННЫМ ТОПЛИВОМ

Аринкин Ф.М., Блынский П.А., Дюсамбаев Д.С., Романова Н.К., Чекушина Л.В., Шаймерденов А.А.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

В работе представлены результаты расчетных исследований нейтронно-физических характеристик активной зоны реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом.

Показано, что с выбранной топливной композицией и конструкцией ТВС, характеристики реактора, несмотря на снижение обогащения, удастся не только сохранить, но и улучшить за счет значительного уменьшения размеров активной зоны.

В активной зоне используются ТВС двух типов – восьми и пяти трубные, в которых располагаются каналы рабочих органов (РО) системы управления и защиты (СУЗ). Функциональное распределение РО СУЗ следующее – шесть РО компенсации реактивности, три РО аварийной защиты и один РО канала автоматического регулирования мощности.

Критичность реактора достигается при загрузке в активную зону 11 ТВС 1-го типа и 10 ТВС 2-го типа. Рабочая загрузка активной зоны с водяным боковым отражателем составляет 17 ТВС 1-го типа и 10 ТВС 2-го типа, при этом запас реактивности составляет 6,9 % $\Delta k/k$. Плотность потока тепловых нейтронов в центральных каналах будет составлять $\sim 2,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При наличии бокового отражателя из бериллия плотность потока тепловых нейтронов в периферийных экспериментальных каналах повысится до $\sim 1,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

ВВЕДЕНИЕ

Казахстан прилагает все возможные усилия для укрепления режима нераспространения. В связи с этим: был закрыт Семипалатинский ядерный полигон, подписан Договор о нераспространении ядерного оружия, ратифицирован Договор о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний, подписан Договор с МАГАТЭ о гарантиях и Дополнительное соглашение к нему. Завершена перевозка отработанного ядерного топлива реактора на быстрых нейтронах БН-350 на площадку долговременного хранения. В настоящее время реализуется проект перевода исследовательского реактора ВВР-К на топливо с низкообогащенным ураном (НОУ).

На реакторе ВВР-К используются ТВС типа ВВР-Ц с топливной композицией на основе $\text{UO}_2\text{-Al}$ с обогащением 36%. В процессе проведения расчетных исследований в обоснование возможности перевода реактора ВВР-К на низкообогащенное топливо в качестве основы выбрана топливная композиция на основе диоксида урана, диспергированного в алюминиевой матрице с плотностью урана $2,8 \text{ г/см}^3$ и обогащением по урану-235 19,7 %. Разработана наиболее оптимальная для реактора ВВР-К конструкция восьмитрубной ТВС 1-го типа с тонкостенными (1,6 мм) твэлами [1-4].

Результаты расчетов нейтронно-физических характеристик активной зоны реактора с топливом низкого обогащения показали, что с выбранной топливной композицией и конструкцией ТВС, а впоследствии с использованием бокового отражателя из

бериллия характеристики реактора, несмотря на снижение обогащения, удастся не только сохранить, но и улучшить.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АКТИВНОЙ ЗОНЫ

Используемое обогащение урана – 19,7 % по изотопу U-235. Плотность урана в топливном сердечнике составляет $2,8 \text{ г/см}^3$. Твэл представляет собой трехслойную композицию: оболочка – сердечник – оболочка. Толщина оболочки 0,45 мм, материал – сплав САВ-1, толщина сердечника 0,7 мм, толщина твэла 1,6 мм; длина активной части твэла 600 мм. В реакторе ВВР-К будут использоваться два типа ТВС. ТВС 1-го типа состоит из восьми твэлов; все твэлы, кроме центрального, имеют шестигранное сечение, центральный твэл – цилиндрический. ТВС 2-го типа состоит из пяти твэлов и имеет внутреннюю полость, предназначенную для установки канала РО СУЗ. Поперечные сечения ТВС показаны на рисунке 1.

Характеристики ТВС приведены в таблице 1, загрузка урана-235 имеет номинальное значение.

Последовательность загрузки ТВС при наборе критической массы приведена в таблице 2.

В соответствии с требованиями нормативных документов по ядерной безопасности РК, требуется при достижении $K_{\text{эф}} \sim 0,98$ произвести первую оценку эффективности РО СУЗ. В таблице 3 представлены расчетные значения эффективности РО СУЗ.

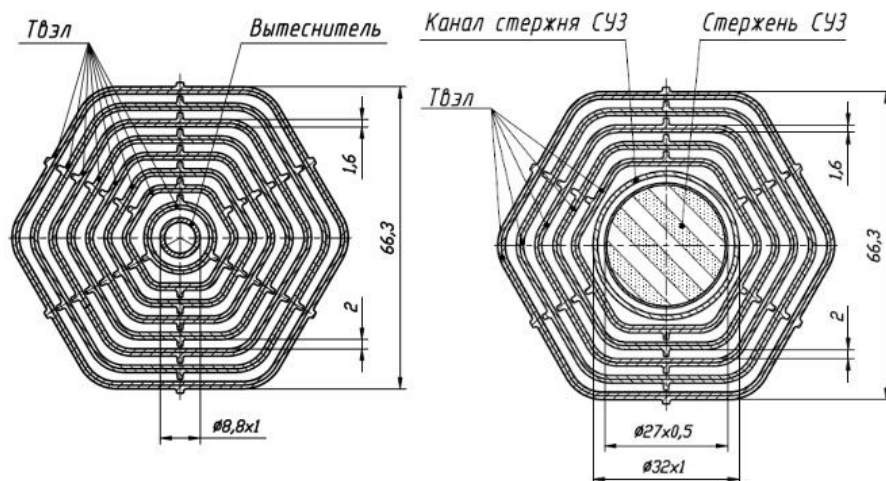


Рисунок 1. Поперечные сечения ТВС 1-го и 2-го типа

 Таблица 1. Характеристики ТВС 1^{го} и 2^{го} типа

Элемент конструкции ТВС 1 ^{го} типа	Размер, мм	Толщина, мм	Масса U- 235 в твэле, г	Элемент конструкции ТВС 2 ^{го} типа	Размер, мм	Масса U-235 в твэле, г
Твэл-1	66,3	1,6	50,22	Твэл-1	66,3	50,22
Твэл-2	59,1	1,6	44,27	Твэл-2	59,1	44,27
Твэл-3	51,9	1,6	39,33	Твэл-3	51,9	39,33
Твэл-4	44,7	1,6	33,35	Твэл-4	44,7	33,35
Твэл-5	37,5	1,6	28,42	Твэл-5	37,5	28,42
Твэл-6	30,3	1,6	22,19	Σ		195,6
Твэл-7	23,1	1,6	17,10	Канал РО СУЗ	32	-
Твэл-8	15,9	1,6	10,07	РО СУЗ	27	
Констр. труба	8,8	1,0	Σ =245			

 Таблица 2. Значения $K_{эф}$ в ходе набора критмассы

Загруж.ТВС	Кол-во ТВС	$K_{эф}$
7-3 (1А3)	3 ТВС -2	0.3651(4)
9-4 (2А3)		
5-8 (3А3)		
4-6 (2КО)	6 ТВС -2	0.4864(4)
6-3 (3КО)		
8-6 (6КО)		
7-8 (4КО)	9 ТВС -2	0.6025(4)
4-3 (1КО)		
8-3 (5КО)		
3-4 (АР)	10 ТВС -2	0. 6135(4)
6-5, 7-6	2 ТВС -1	0.7328(4)
6-4, 5-6	4 ТВС -1	0.8213(4)
7-4, 5-4	6 ТВС -1	0.8919(4)
5-7, 6-7	8 ТВС -1	0.9345(5)
4-5, 8-4	10 ТВС -1	0.9835(5)
8-5	11 ТВС -1	1.0012(5)

 Таблица 3. Эффективности РО СУЗ для картограммы 10 ТВС-1+10 ТВС-2 ($K_{эф} = 0.9835$)

РО СУЗ	Эфф-ть, % Δk/k	РО СУЗ	Эфф-ть, % Δk/k
1А3	1.26	3КО	2.36
2А3	1.04	4КО	0.72
3А3	0.88	5КО	1.34
ΣА3*	3.27	6КО	1.35
1КО	1.12	ΣКО	8.64
2КО	1.75	ΣКО*	9.76

*при одновременном погружении всех РО

Характерно, что выход в критическое состояние, произошел при догрузке только одной ТВС (таблица 2). Рабочая загрузка активной зоны составляет 17 ТВС-1 и 10 ТВС-2, при этом запас реактивности $\rho = 6.88 \text{ \% } \Delta k/k$. Эффективность рабочих органов СУЗ представлена в таблице 4.

Анализ данных таблиц 3 и 4 показывает, что интерференция РО КО положительная, т.е. разница между одновременно погруженными РО КО и суммой эффективности РО КО положительна, что делает активную зону более безопасной.

Из таблицы 4 видно, что РО СУЗ полностью удовлетворяют нормативным требованиям. Так, суммарная эффективность РО АЗ без одного наиболее эффективного составляет 2.3 $\beta_{\text{эф}}$. Эффективность РО АР меньше 0.7 $\beta_{\text{эф}}$. Расчетная величина времени

жизни нейтронов составляет $0.63 \cdot 10^{-4} \text{с}$, а эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}} = 0.783 \%$.

Картограмма рабочей загрузки активной зоны с водяным боковым отражателем приведена на рисунке 2.

Расчеты нейтронно-физических характеристик выполнены с использованием расчетного кода MCU-REA [5].

Для подготовки данных для проведения тепло-гидравлических расчетов центральная, наиболее энергонапряженная ТВС в ячейке 6-5 была разбита на шесть секторов (по числу граней ТВС) и проведены расчеты распределения энерговыделения по секторам и твэлам с целью определения наиболее «горячих» областей ТВС. В таблице 5 представлены результаты расчета.

Таблица 4. Эффективности РО СУЗ для рабочей загрузки

PO	Эфф-ть, %Δk/k	PO	Эфф-ть, %Δk/k	PO	Эфф-ть, %Δk/k
1A3	1.08	AP	0.29	4KO	0.96
2A3	0.81	1KO	0.97	5KO	1.06
3A3	1.05	2KO	1.29	6KO	1.87
Σ A3*	3.05	3KO	1.86	Σ KO	8.01
				Σ KO *	9.10
*при одновременном погружении всех PO					

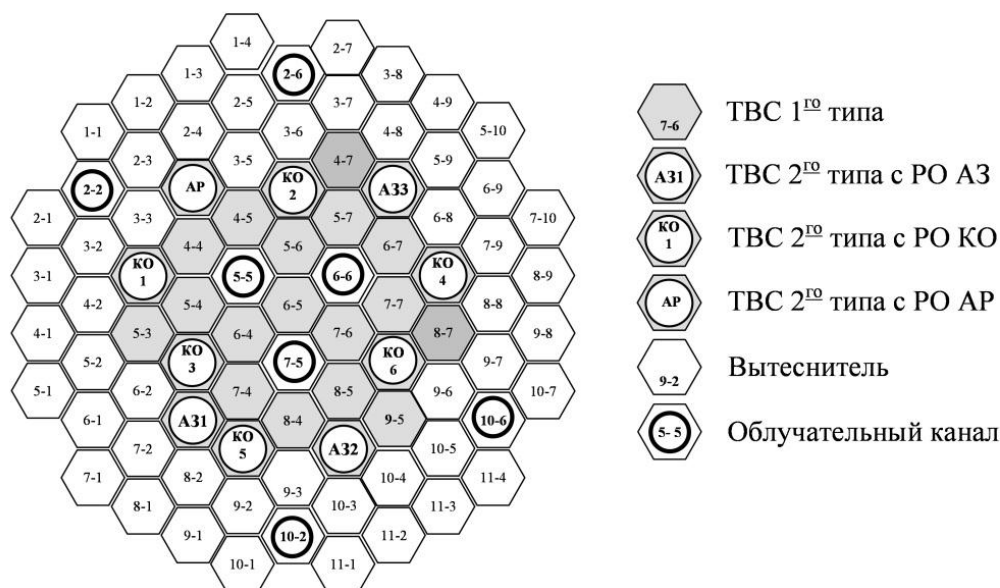


Рисунок 2. Картограмма начальной рабочей загрузки активной зоны с водяным боковым отражателем

Таблица 5. Плотность энерговыделения кВт/см³ (в топливном сердечнике) в секторах ТВС в ячейке (6 – 5)

№ твэла	Плотность энерговыделения, кВт/см ³ топливного сердечника					
	Сектор 1	Сектор 2	Сектор 3	Сектор 4	Сектор 5	Сектор 6
1	1,1728	0,8258	1,1415	0,8315	1,1863	0,8300
2	1,0196	0,8029	1,0019	0,8122	1,0274	0,8159
3	0,8867	0,7575	0,8654	0,7622	0,8987	0,7695
4	0,8169	0,7560	0,8055	0,7633	0,8435	0,7523
5	0,7857	0,7450	0,7872	0,7487	0,7950	0,7482
6	0,7726	0,7440	0,7747	0,7581	0,7820	0,7648
7	0,7831	0,7940	0,7794	0,7737	0,8049	0,7779
8	0,7961	0,8018	0,7711	0,7685	0,7862	0,7893

Для начальной загрузки активной зоны рассчитаны значения $K_{эф}$, выгорание топлива и кампании реактора при последовательном переходе от активной зоны с водяным отражателем к активной зоне с бериллиевым отражателем. При установке в активную зону 24 блоков бериллия, в ТВС расположенной в ячейке 6-5, будет достигнуто максимальное среднее выгорание ~48%.

В таблице 6 приводятся значения выгорания и энерговыделения в ТВС при поэтапной догрузке блоков бериллиевых отражателей. Выделены ячейки с наибольшим выгоранием топлива в ТВС.

Картограмма активной зоны с последовательностью загрузки блоков бериллия представлена на рисунке 3, а на рисунке 4 показано изменение реактивности по циклам работы реактора в соответствии с таблицей 6. Были проведены расчеты плотностей потоков нейтронов в облучательных каналах низко-

обогащенной активной зоны, результаты сведены в таблицу 7.

Цифры на рисунке 4 соответствуют номеру загрузки в таблице 6.

Из таблицы 6 следует, что 310 суток чистого рабочего времени активная зона с низкообогащенным топливом может работать без догрузки топлива и без увеличения её размеров.

Анализ результатов таблицы 7 показывает, что при окончательной достройке бериллиевых отражателей значения плотностей потоков тепловых нейтронов, даже в периферийных облучательных каналах, достигают $\sim 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для сравнения: в активной зоне энергопуска реактора в 1998 г.в периферийном облучательном канале 11-4 плотность потока тепловых нейтронов составляла $2,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [6].

Таблица 6. Выгорание и энерговыделение в ТВС при поэтапной догрузке отражателя

Вариант загрузки	«17+10»		«17+10»+9Be (1 загрузка)		«17+10»+17Be (2 загрузка)		«17+10»+24Be (3 загрузка)	
Циклы работы	1		2		3		4	
Ячейка	Выг, %	Р, кВт	Выг, %	Р, кВт	Выг, %	Р, кВт	Выг, %	Р, кВт
3-4 AP	6,65	176,1	18,1	183,9	30,7	207,9	36,5	191,9
4-3 КО1	6,68	176,4	17,3	170,6	29,8	203,8	35,4	185,3
4-6 КО2	7,74	205,0	20,9	210,5	33,9	215,1	39,5	197,6
6-3 КО3	7,66	201,3	19,5	191,9	31,7	201,5	37,3	193,8
7-8 КО4	6,72	176,8	17,8	176,7	28,0	166,7	33,9	199,4
8-3 КО5	7,02	184,3	18,7	186,7	29,7	181,2	35,4	195,7
8-6 КО6	7,62	201,3	20,1	201,5	31,4	187,8	37,3	195,7
7-3 А31	7,70	205,0	19,9	194,6	31,8	195,1	37,7	197,6
5-8 А33	6,65	177,6	18,2	185,0	29,1	181,6	35,0	191,9
9-4 А32	7,02	182,1	19,3	197,6	30,5	184,6	36,2	195,7
9-5	6,31	207,5	17,3	221,6	27,5	210,8	32,3	212,5
5-4	6,92	229,2	17,9	224,4	29,6	243,0	35,0	229,2
4-4	6,54	218,7	17,2	218,2	29,1	246,1	34,6	229,2
4-5	6,84	227,5	18,4	233,7	30,4	249,0	36,1	237,6
5-6	8,37	279,3	21,9	275,3	35,0	274,8	41,1	265,0
5-7	6,81	227,3	18,3	233,5	29,5	234,4	35,0	231,6
6-4	9,16	305,6	23,2	286,5	36,6	283,4	43,0	265,0
6-5	10,46	353,3	26,5	325,2	41,0	311,6	47,5	293,7
6-7	6,58	218,2	17,6	222,8	27,9	215,1	33,5	238,7
7-4	7,53	245,9	19,4	242,1	30,8	237,6	36,5	236,4
7-6	9,16	305,6	23,6	293,7	36,6	275,5	43,0	272,2
7-7	6,92	230,4	18,2	229,7	28,8	222,0	34,2	238,7
8-4	7,07	231,8	19,0	239,5	29,8	227,5	35,4	238,7
8-5	7,45	245,9	20,0	256,2	31,4	239,2	36,9	234,0
5-3	5,86	192,7	15,2	187,2	25,7	217,3	30,8	205,3
8-7	5,89	195,3	15,6	197,4	24,8	186,9	30,0	214,9
4-7	6,05	199,1	16,7	214,6	26,5	201,0	31,6	217,3
$K_{эф}$	1,0739		1,0802		1,0794		1,06	
ρ %	6,88		7,42		7,35		5,66	
$\rho_{ост}$ %	0,98		0,89		0,27		0,34	
Время работы, сут	60		160		260		310	

Таблица 7. Плотности потока тепловых/быстрых нейтронов в каналах активной зоны

Вариант	«17+10»	«17+10»+24Be	«17+10»+ 50Be
Ячейка	Плотность потока нейтронов с $E_n \leq 0.4$ эВ/ $E_n \geq 1.15$ МэВ		
5-5	$2.1 \cdot 10^{14} / 3.8 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^{14} / 3.6 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^{14} / 3.8 \cdot 10^{13}$
6-6	$2.1 \cdot 10^{14} / 3.7 \cdot 10^{13}$	$2.1 \cdot 10^{14} / 3.7 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^{14} / 3.6 \cdot 10^{13}$
7-5	$2.2 \cdot 10^{14} / 4.1 \cdot 10^{13}$	$2.3 \cdot 10^{14} / 3.8 \cdot 10^{14}$	$2.2 \cdot 10^{14} / 3.7 \cdot 10^{13}$
2-2	$5.4 \cdot 10^{13} / 4.0 \cdot 10^{12}$	$6.8 \cdot 10^{13} / 3.8 \cdot 10^{12}$	$9.2 \cdot 10^{13} / 3.4 \cdot 10^{12}$
2-6	$4.5 \cdot 10^{13} / 3.3 \cdot 10^{12}$	$6.3 \cdot 10^{13} / 2.8 \cdot 10^{12}$	$8.8 \cdot 10^{13} / 3.0 \cdot 10^{12}$
10-2	$5.7 \cdot 10^{13} / 3.8 \cdot 10^{12}$	$8.4 \cdot 10^{13} / 4.2 \cdot 10^{12}$	$1.0 \cdot 10^{14} / 4.7 \cdot 10^{12}$
10-6	$4.7 \cdot 10^{13} / 3.0 \cdot 10^{12}$	$7.3 \cdot 10^{13} / 3.4 \cdot 10^{12}$	$9.1 \cdot 10^{13} / 3.9 \cdot 10^{12}$

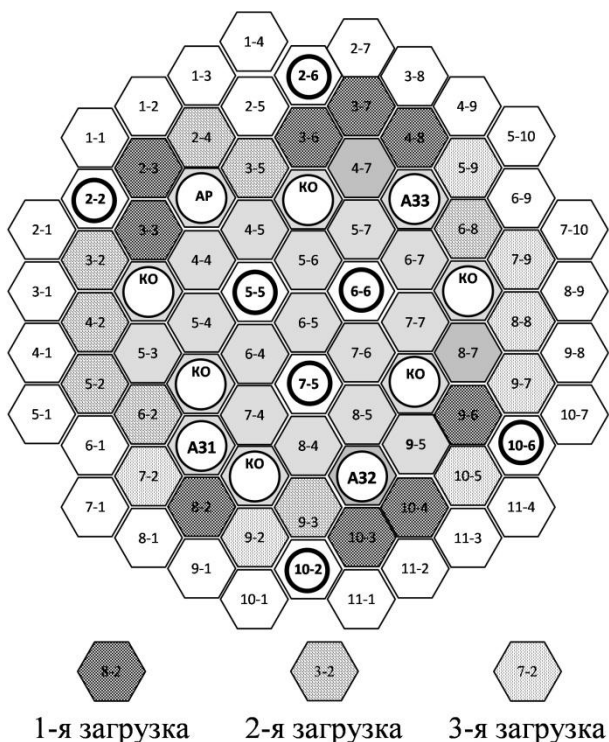
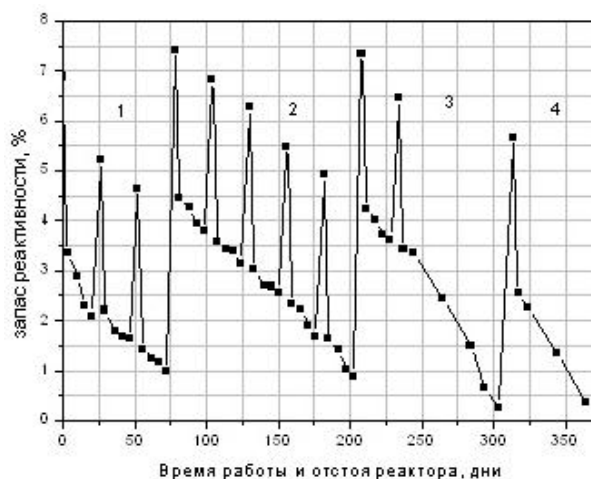


Рисунок 3. Картограмма последовательной догрузки блоков Ве отражателя до 24 шт.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выбраны наиболее оптимальная для реактора ВВР-К конструкция восьмитрубной ТВС 1-го типа с тонкостенными (1,6 мм) твэлами и топливная композиция на основе диоксида урана, диспергированного в алюминиевой матрице с плотностью урана $2,8 \text{ г/см}^3$ и обогащением по урану-235 19,7 %.

Результаты нейтронно-физических исследований активной зоны реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом показали, что по всем параметрам экспериментальные и эксплуатационные возможности активной зоны с низкообогащенным топливом, несмотря на снижение обогащения, лучше существующей активной зоны с обогащением по урану-235 36 %.


 Рисунок 4. Длительность работы реактора при переходе от водяного к бериллиевому отражателю (24 блока бериллия) до достижения максимального среднего выгорания $\approx 48\%$

Рабочая загрузка активной зоны составляет 17 ТВС 1-го типа и 10 ТВС 2-го типа, при этом запас реактивности равен 6,88% $\Delta k/k$. Расчетная величина времени жизни нейтронов составляет $0.63 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, а эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}} = 0.783$ %. Плотность потока нейтронов в центральных каналах активной зоны $\sim 2,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При наличии в активной зоне эффективного отражателя из бериллия плотность потока тепловых нейтронов в периферийных каналах возрастает до $\sim 1,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Эффективность органов СУЗ позволяет обеспечить безопасную работу реактора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arinkin, F. Feasibility Study of the WWR-K Reactor / F.Arinkin [et al] // International conference RERT, Viena, Austria, 2004. – P. 5.
2. Arinkin, F. Feasibility Analysis for Conversion of the WWR-K Reactor Using an Eight-Tube Uranium Dioxide Fuel Assembly / F.Arinkin [et al] // International conference RERT, Boston, USA, 2005. – P. 117.
3. Arinkin, F. Comparative Study of the WWR-K Reactor Using Low-Enriched U-Mo Fuel Pin- and Tube-Type / F.Arinkin, [et al] // International conference RERT, Boston, USA, 2005. – P. 122.
4. Arinkin, F. Characteristics of the WWR-R reactor core with low-enriched uranium dioxide fuel / F.Arinkin, [et al] // International conference RERT, Keiptawn, South Africa, 2006. – P. 47.
5. Программа MCU-REA с библиотекой ядерных констант DLC/MCUDAT - 2.1. // Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия «Физика атомных реакторов». Москва. – 2001. – №3. – С.55-62.
6. Возобновление эксплуатации реактора ВВР-К : сб. ст. / Отв. ред. Ж.Р. Жотабаев, С.Н. Колточник – Алматы : А.О.ИАЭ НЯЦ РК, 1998. – 247с.

ТӨМЕНБАЙЫТЫЛҒАН ОТЫНДАҒЫ ССР-Қ РЕАКТОРЫНЫҢ АКТИВТІ АЙМАҒЫНЫҢ НЕЙТРОНДЫ-ФИЗИКАЛЫҚ СИПАТТАМАЛАРЫ

Аринкин Ф.М., Блынский П.А., Дюсамбаев Д.С., Романова Н.К., Чекушина Л.В., Шәймерденов Ә.А.

ҚР ҰАО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Жұмыста төменбайытылған отындағы ССР-Қ реакторының активті аймағының нейтронды-физикалық сипаттамаларының есепті зерттеулерінің нәтижелері берілген.

Таңдап алынған ЖШЖ-ның отындық композициясы және құралымы арқасында, реактордың сипаттамасын, байытуды төмендетуге қарамастан, тек сақтап қана қоймай, активті аймақтың өлшемдерін анағұрлым кішірейту арқылы жақсартуға да қол жеткізуге болатыны көрсетілген.

Активті аймақта екі түрлі ЖШЖ қолданылады – сегіз құбырлы және бес құбырлы, оларда жұмыс органдары (ЖО) мен басқару және қорғау жүйесінің (БҚЖ) арналары орналасқан. БҚЖ мен ЖО-ның функционалдық бөлінуі – алты ЖО реактивтілік қарымтасына, үш ЖО апаттан қорғауға және арнадан бір ЖО қуатты автоматты реттеуге жұмыс істейді.

Реактордың сындылығына 1-ші түрдегі 11 ЖШЖ және 2-ші түрдегі 10 ЖШЖ активті аймаққа жүктегенде қол жеткізіледі. Сулы бүйірлік шағылдырғышы бар активті аймақтың жұмыспен жүктелуін 1-ші түрдегі 17 ЖШЖ және 2-ші түрдегі 10 ЖШЖ, ал реактивтілік қорды 6.9 % $\Delta k/k$ құрайды. Орталық арналардағы жылулық нейтрондардың ағынының тығыздығы $\sim 2.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$ құрайды. Бериллийден тиімді бүйірлік шағылдырғыш болған жағдайда шеткі эксперименттік арналардағы жылулық нейтрондар ағынының тығыздығы $\sim 1.0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$ дейін көтеріледі.

NEUTRON-PHYSICAL CHARACTERISTICS OF WWR-K REACTOR'S ACTIVE ZONE WITH LOW-ENRICHED FUEL

F.M. Arinkin, P.A. Blynskiy, D.S. Dyussambayev, N.K. Romanova, L.V. Chekushina, A.A. Shaimerdenov

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The paper presents the results of computational modeling of neutron-physical characteristics of the WWR-K reactor's active zone with low-enriched fuel.

It is shown that the selected fuel composition and structure assemblies can not only maintain but also improve the characteristics of the reactor despite the decline in concentration due to a significant reduction in size of the active zone.

Two types of assemblies are used in the active zone: eight pipe assemblies and five pipe assemblies, where channels of control and protection system (CPS) working organs (WO) are located. Functional distribution of CPS WO is following: six WO for reactivity compensation, three WO for emergency protection and one WO for automatic power control.

Reactor criticality is achieved when active zone is loaded with 11 fuel assemblies of the 1st type and 10 assemblies of the 2nd type. Workload of the active zone with water side reflector is 17 fuel assemblies of the 1st type and 10 fuel assemblies of the 2nd type, and the reactivity margin is 6.9% $\Delta k / k$. Density of the thermal neutron flux in the central channel will be $\sim 2.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. In the presence of an effective beryllium lateral reflector, density of the thermal neutron flux in peripheral experimental channels will rise up to $\sim 1.0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

УДК 621.039.55

ДЕТРИТИЗАЦИЯ ОБЛУЧЕННОГО БЕРИЛЛИЯ РАЗЛИЧНЫХ МАРОК ТДС МЕТОДОМ

Муканова А.О., Гордиенко Ю.Н., Кульсартов Т.В., Барсуков Н.И., Понкратов Ю.В.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

В работе приводятся исследования взаимодействия атомов гелия и трития в облученном бериллии. Актуальность проводимых исследований связана с необходимостью решения задачи детритизации накопленных бериллиевых материалов, а так же с целью расширения представлений о механизмах процессов взаимодействия трития с бериллием, который планируется использовать в будущих ТЯР.

Работа включает в себя ряд ключевых этапов таких, как: проведение термодесорбционных исследований по температурно-программируемой десорбции образцов облученного бериллия трех исследуемых марок, обработка и анализ экспериментальных результатов; определение основных параметров взаимодействия трития с облученным бериллием, необходимых для оценки возможности использования процедуры высокотемпературной дегазации в качестве метода детритизации, а также для расчета распределения трития в бериллиевых материалах ТЯР.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из проблем термоядерного синтеза является выбор конструкционных материалов, способных выдержать в процессе работы ТЯР высокие термические и нейтронные нагрузки на стационарных режимах, а так же при срывах плазмы. В настоящее время активно начаты работы по реализации проекта ИТЭР, в котором плазмобращенным материалом, а так же материалом для элементов замедлителя и отражателя blankets будет бериллий. В процессе работы ИТЭР бериллий будет подвержен значительным радиационным повреждениям под воздействием нейтронного излучения. Облучение бериллия быстрыми частицами способствует образованию и накоплению в нём радиационных дефектов, а также ядер гелия и трития, которые образуются в нём в результате протекания ядерных реакций на атомах бериллия.

До сих пор полная картина процессов взаимодействия трития с бериллием не является очевидной, существует значительное расхождение по определенным параметрам взаимодействия изотопов водорода с бериллием для данных, полученных различными авторами [1 – 7]. Целью проводимых исследований являлось изучение поведения трития и определение эффективных коэффициентов диффузии и энергии активации трития в бериллии различных марок.

ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В представляемой работе приводятся результаты серии термодесорбционных экспериментов (далее ТДС) по исследованию газовыделения из образцов бериллия марок S-65H, S-200F, I-220H, предварительно облученных на реакторе ВВРК до флюенса по быстрым нейтронам $\sim 10^{20}$ н/см² и выгруженных в 2011 году были из реактора.

Бериллий марки S-65H (Образцы партии BS-1). Исследуемые образцы имели форму диска диамет-

ром Ø10мм и толщиной 1,5 мм. Мощность дозы образца в плотную составляла 458 мкЗв/ч (на расстоянии 0,3 м $\approx$ 14 мкЗв/ч).

Бериллий марки S-200F (Образцы партии BS-2). Образцы имели форму диска диаметром Ø 9,98 мм и толщиной 1,51 мм. Масса образца составляла 218,3 мг (0,21830 г), мощность дозы образца в плотную была 571 мкЗв/ч (на расстоянии 0,3 м $\approx$ 23 мкЗв/ч).

Бериллий, облученный на реакторе I-220H (Образец BS-3). Бериллиевый образец BS-3 имел форму диска диаметром Ø 10,51 мм и толщиной 1,51 мм. Мощность дозы образца в плотную составляла 460 мкЗв/ч (на расстоянии 0,3 м $\approx$ 15 мкЗв/ч).

Для проведения экспериментов с разными скоростями нагрева образцов бериллия исходный бериллиевый образец (BS-1, BS-2 и BS-3) механическим способом был разрезан на четыре части. Схема резки образцов показана на рисунке 1.

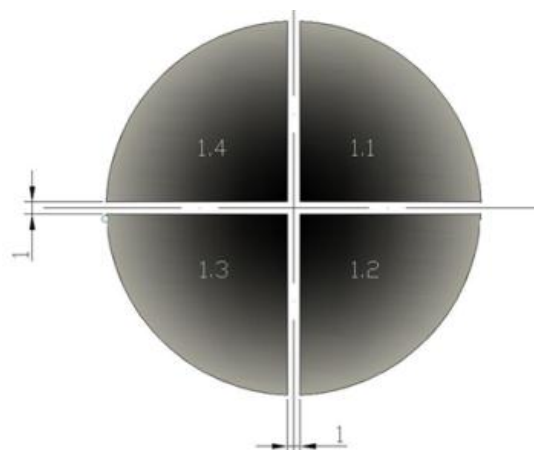


Рисунок 1. Схема резки бериллиевых образцов

Химический состав всех исследуемых марок бериллия представлен в таблице 1.

Таблица 1. Химический состав образцов бериллия

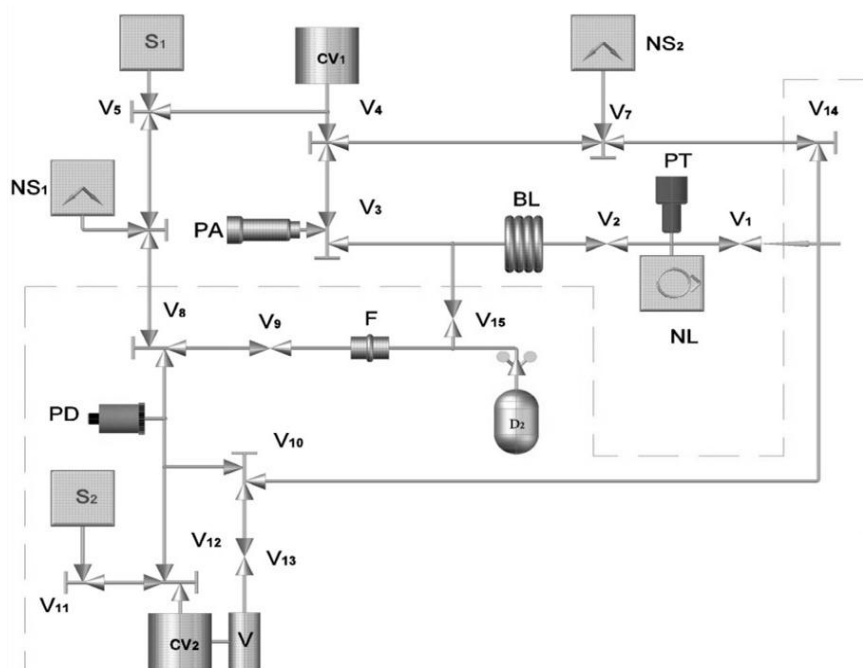
Образец	Марка	Массовая доля примесей, %							
		Be	BeO	C	Fe	Al	Si	Mg	Другие метал. эл-ты
BS-1	S-65H	99,44	0,7	<0,01	0,08	0,04	0,02	<0,01	<0,04
BS-2	S-200F	99,00	1,0	0,06	0,12	0,05	0,03	<0,01	<0,04
BS-3	I-220H	98,6	1,9	0,03	0,06	0,01	0,02	<0,01	<0,04

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты по термодесорбции образцов облученного бериллия проводились в ИАЭ НЯЦ РК, расположенного г. Курчатов, Казахстан, на экспериментальной установке ВИКА. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рисунке 2, технические характеристики сведены в таблицу 2. Подробное описание установки представлено в работе [8].

Таблица 2. Технические характеристики установки ВИКА

Интервал рабочих температур	от 30 до 1500 °С
Давление в измерительном тракте при температуре тигля 1500 °С	10 ⁻⁵ Па
Точность автоматического поддержания температуры относительно заданной	± 0,5 °С
Диапазон скоростей нагрева образца	от 2 до 50 °С /мин



S1, S2 – масс-спектрометры; NS1, NS2 – магниторазрядные насосы; CV1, CV2 – вакуумные камеры; PA, PT, PD – датчики давления; NL – форвакуумный насос; BL – азотная ловушка; F – водородный фильтр; V1-V15 – вакуумная арматура

Рисунок 2. Принципиальная схема экспериментальной установки ВИКА

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования проводились методом термодесорбционной спектроскопии (ТДС).

Методика проведения исследований заключалась в следующем, вырезанный образец облученного бериллия обезжиривался, загружался в тигель рабочей камеры экспериментальной установки. После этого проводилась дегазация образца при температуре примерно 150 °С в течение 4 часов при непрерывной откачке вакуумным магниторазрядным насосом НОРД-250. Затем образец охлаждался до комнатной температуры и далее уже проводился эксперимент по линейному нагреву бериллиевого образца до температуры плавления бериллия ($T \approx 1283$ °С), при постоянной откачке выделяющихся газов из объема рабочей камеры насосом НОРД -100 и регистрация

изменения парциальных давлений исследуемых газов (гелия ^3He (а.е.м. 3), ^4He (а.е.м. 4), и трития (а.е.м. 6) квадрупольным масс-спектрометром. Исследуемые образцы нагревались с различными скоростями нагрева 10, 20, 40 °С/мин.

РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОСТРУКТУРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

К настоящему моменту частично проведены исследования микроструктуры исследуемых образцов до экспериментов по ТДС. Микроструктуры бериллия в образцах BS-1 и BS-2 наиболее близки между собой и отличаются большей упорядоченностью и однородностью, границы зерен декорированы выделениями окиси бериллия (рисунок 3а,б). Микроструктура в образце BS-3 характеризуется большой

неоднородностью размеров зерен и их распределения в материале. Сетка выделений окислов бериллия по границам зерен в этом материале более обширная и разветвленная (рисунок 3в). Результаты микро-

структурного анализа для исследуемых марок бериллия подтверждаются данными из других литературных источников [9].

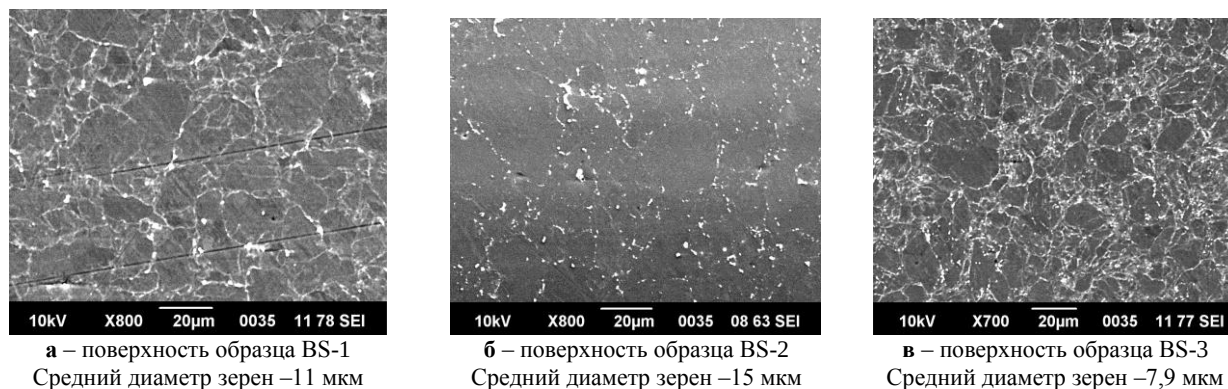


Рисунок 3. Результаты микроструктурных исследований облученного бериллия

РЕЗУЛЬТАТЫ ТДС ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ АНАЛИЗ

В ходе проведения ТДС-экспериментов с образцами облученного бериллия были получены температурные зависимости изменения парциальных давлений исследуемых газов в камере установки. По полученным данным были оценены количества трития T_2 и гелия 4He в образцах облученного бериллия, которые достаточно хорошо совпали между собой в пределах ошибки, для всех марок бериллия и составили 25 ± 3 ppm изотопа 4He , и $1,3 \pm 0,3$ ppm T_2 . Содержание изотопа 3He как и предполагалось оказалось незначительным, и составило менее 0,02 ppm.

Характер ТДС зависимостей позволил сделать выводы качественно характеризующие процесс выделения гелия и трития из исследованных марок облученного бериллия, которые заключается в следующем:

Гелий при равномерном нагреве в основном выделяется в процессе плавления бериллиевого образца, либо при температурах, близких к температуре плавления, при значительном времени выдержки (более часа при температуре выше 1150 °C). Данный факт предсказуем, так как гелий обладает гораздо более низким коэффициентом диффузии в бериллии, чем тритий;

Тритий выделяется как во время плавления (для исследуемых образцов бериллия марок S-65H, I-200F при плавлении выделяется около 50% накопленного трития, в то время как для образцов S-200F при плавлении выделяется около 10 % накопленного трития), так и в низкотемпературной области, которую можно условно разбить на 2 интервала:

1. Первые очень незначительные, но заметные пики выделения трития наблюдаются для всех исследованных марок бериллия при температурах около 300-320 °C, и 500 °C, причем при температуре 500 °C также наблюдается незначительное выделение гелия. Первое выделение (при температуре около 300-320 °C)

связано с процессом выхода трития из приповерхностных пор и полых образований на поверхности бериллия. Второе выделение (при температуре около 500 °C) определяется некоторым общим растрескиванием образца и выходом газа (здесь как гелия, так и трития – по образующимся свободным путям из полостей и трещин в теле образца).

2. Во втором интервале температур для бериллия марки S-65H (выше 700 °C) наблюдается диффузионное выделение трития. Это утверждение отчасти вытекает из анализа пиков выделения трития: как видно из рисунка 4 пики ассиметрично уширяются в область низких температур, причем положение максимума пика сдвигается в сторону высоких температур при увеличении темпа нагрева исследуемых образцов.

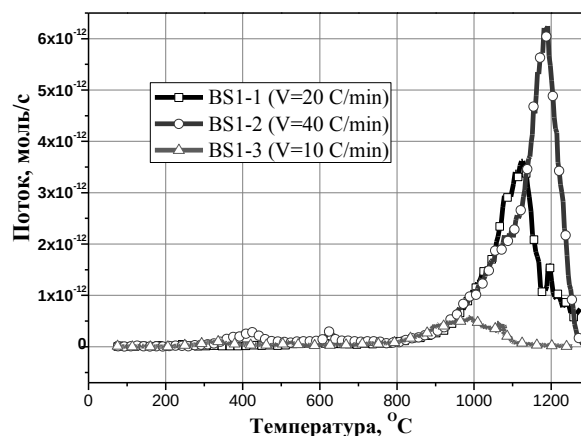


Рисунок 4. Температурные зависимости потока трития из образцов бериллия марки S-65H при разных скоростях нагрева

3. Интересно отметить, что для бериллия сорта S-200F наблюдается гораздо более эффективное выделение трития как видно, например, из рисунка 5, чем из остальных сортов исследованного бериллия. Это, по всей видимости, связано с более

развитой поверхностью данного сорта бериллия (по сравнению с другими): снижение диффузионного пути приводит к заметному ускорению выделения трития из данного сорта бериллия.

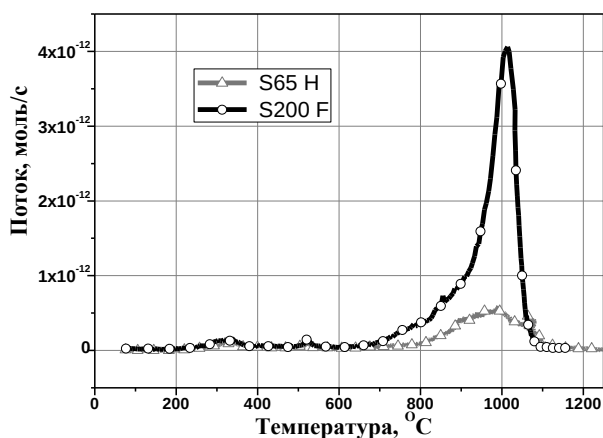


Рисунок 5. Температурная зависимость потока трития для образцов бериллия марки S-65H, S-200F при скорости нагрева 10 °C/мин

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДИФфуЗИИ ТРИТИЯ В БЕРИЛЛИИ РАЗЛИЧНЫХ МАРОК

Для анализа была использована модель, учитывающая возможность необратимого захвата диффундирующего трития некоей ловушкой (гелиевые пузырьки, кислородные ловушки и пр.). Предположение о необратимом захвате было сделано на основе характера выделения газов в ТДС-спектрах: выделение основного количества газа наблюдается при температурах близких к плавлению, соответственно это отвечает предположению, что весь тритий и гелий связан в ловушках до плавления.

Таблица 3. Параметры взаимодействия трития с образцами BS-1, BS-2, BS-3

Образцы бериллия	Эффективный коэффициент диффузии D_0 , м ² /с	Энергия активации диффузии E_D , кДж/моль
BS-1	65	280
BS-2	60	285
BS-3	110	280

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ

Движение газовых пузырьков газа с тритием внутри облученного бериллия можно разбить на две стадии: диффузия по объему до границ зерна и диффузия по границам зерен бериллия. Причем диффузия по границам зерна является достаточно быстрым процессом, и основное время выделения трития из образца тратится на выход пузырьков газа на границы зерен, которые покрыты непроницаемой пленкой в виде окиси бериллия BeO, служащей диффузионным барьером.

При высоких температурах в бериллии начинается процесс рекристаллизации зерен, который также приторможен наличием окисной пленки бериллия. Выше температур 700°C пленка BeO начинает разрушаться, коагулируясь в отдельные включения, что дает свободу процессу рекристаллизации.

Уравнения для модели диффузии в присутствии ловушек с необратимым захватом

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D(t) \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - k \cdot C$$

Дополнительно определяются параметры, также зависящие от времени и температуры

$$D(t) = D_0 \cdot \exp(-E_D / RT)$$

$$k(t) = k_0 \cdot \exp(-E_{trap} / RT),$$

$$T = T_0 + \beta \cdot t$$

где T – температура металла, К; β – скорость нагрева металла (образец линейно нагревается); E_D , E_T – энергии активации диффузии и захвата в ловушки соответственно, кДж/моль; R – универсальная газовая постоянная.

Из начальных условий известна концентрация диффузанта в металле $C_0(x, t = 0)$. В качестве приближения модели были применены граничные условия I-го рода, удовлетворяющие условиям непрерывной откачки диффузанта $C(x = 0, t) = 0$ и $C(x = l, t) = 0$, где l – толщина образца.

На основе этой модели было проведено моделирование ТДС зависимостей и получены данные по параметрам диффузии, которые сведены в таблицу 3. Значения этих данных оказались завышенными соответствовали данным по диффузии пузырьков газовых комплексов в бериллии, описанные в работе [6]. В таблице 3 видно, что они удовлетворительно совпали между собой. Погрешность определялась в ходе метода подгонки как максимально допустимое отклонение экспериментальных кривых от расчетных (~20%).

В ходе микроструктурных исследований было обнаружено, что для образцов марок BS-1 и BS-3 размер зерна меньше, чем для марки BS-2, а окись BeO лежит более равномерной пленкой по поверхности, в отличие от микроструктуры образца BS-2, где окись BeO располагается в виде отдельных включений (рисунок 3). На различие микроструктуры этих образцов, по всей видимости, влияет метод изготовления. Согласно данным Папирова [10], на поверхности зерен мелкозернистых образцов при фабрикации методом ГИП остается множество дислокаций, которые требуют дополнительных затрат энергии на аннигиляцию и оказывают дополнительное сопротивление перемещению границ в процессе рекристаллизации. Третий образец изготавливался в условиях вакуума, что избавило его от лишних загрязнений. Вследствие

чего в нем рекристаллизация протекает свободно, и зерна растут с большой скоростью.

При этом становится очевидным, что при росте зерна пузырьки трития в зернах образца BS-2 начинают более активно перемещаться, быстро оказываются на границах зерен, выходят на поверхность и выделяются, это объясняет эффективное выделение трития при диффузии ниже температуры плавления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполненных работ по изучению газовыделения из образцов облученного бериллия была проведена серия ТДС экспериментов с тремя марками облученного бериллия, в которых получены временные и температурные зависимости выделения потока гелия и трития из образцов облученного бериллия.

Для всех образцов облученного бериллия оценены количества трития T_2 и гелия ^4He , которые достаточно хорошо совпали между собой в пределах ошибки, для всех марок бериллия и составили 25 ± 3 ppm изотопа гелия 4, и $1,3 \pm 0,3$ ppm трития.

При выделении трития и гелия из трех марок зафиксированы общие особенности – это выделение в трех температурных областях: незначительные пики трития при 320°C , а при 500°C еще и гелия, обусловленные выделением с приповерхностных пор и растрескиванием материала; диффузионные пики трития в интервале температур от 900 до 1200°C – выделение трития и гелия в момент плавления.

При анализе ТДС результатов для марки бериллия S-200F основное выделение трития, зафиксиро-

вано в диффузионном пике, тогда как из двух других марок основная часть трития выделяется при плавлении.

Были проведены микроструктурные исследования поверхности бериллиевых образцов трех марок до ТДС-экспериментов, определены данные по основным характеристикам структуры образцов, в частности размеры зерен.

Опираясь на литературные данные, данные микроструктурного анализа и на зафиксированный эффект, удалось описать механизм выделения трития, принимая во внимание то, что процесс рекристаллизации зерен бериллия марки S-200F намного превышает скорость рекристаллизации для других марок. Ускоренная рекристаллизация зерен приводит к быстрому выходу газовых пузырьков с тритием.

ТДС результаты были промоделированы с помощью модели диффузии при необратимом захвате, были определены основные параметры взаимодействия газовых пузырьков с облученным бериллием трех исследуемых марок. Тем не менее, полученные данные могут служить эффективными коэффициентами диффузии для оценок диффузии комплексов молекул.

Исследование позволило сделать заключение о том, что из трех исследованных марок бериллия, метод высокотемпературной дегазации вполне применим для очистки от трития облученного бериллия марки S-200F без риска разрушения структуры материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldwin, D. L. Diffusion/Desorption of tritium from irradiated beryllium /Baldwin D. L., Billone M. C.// JNM. – 1991. – Vol. 948.– Pp. 212–215.
2. Cho, S. Analysis of tritium kinetics of SIBELIUS beryllium/ Cho S., Abdou M.A. // Fusion Engineering and Design. – 2000. – Vol. 51.– Pp. 85– 91.
3. Abramov, E. Deuterium Permeation and Diffusion in High Purity Beryllium/ Abramov E., Riehm M.P., Thomson D.A. // JNM. – 1990.– Vol.175. – Pp. 90-95.
4. Jones, P. Hydrogen in beryllium/ Jones P., Gibson R.//JNM. – 1967. – Vol. 21. – Pp. 353–354.
5. Rabaglino, E. Helium and Tritium in Neutron-irradiated Beryllium: дис...канд. инж. наук: 0947-8620: защищена 20.01.04 : утв. 20.07.04 / Rabaglino Elisa. – Karlsruhe, German, 2004. – 137 с.
6. I.L.Tazhibayeva, Hydrogen release from reactor irradiated beryllium/ I.L.Tazhibayeva, E. A. Kenzhin, V. Shestakov, E.V. Chikhray, A. Klepikov, O. Romanenko // JNM.–1996. – Vol. 233-237. – Pp. 837–840.
7. Ronchi, C. On diffusion and precipitation of gas-in-solid/ Ronchi C.// JNM. – 1987.–Vol.148. – P. 316.
8. Кульсартов, Т.В. Исследование влияния реакторного излучения на взаимодействие изотопов водорода с вольфрамом / Т. В. Кульсартов [и др.] // Ядерная энергетика Республики Казахстан. ЯЭ-2008 : доклады Междунар. конф., Курчатов Казахстан, 11 – 13 июня 2008 г. – Курчатов, ИАЭ НЯЦ РК – С. 111–115.
9. Chakin, V. P. Temperature-programmed desorption of tritium loaded into beryllium/ V. Chakin, R. Rolli, L. Ryczek, C. Dorn, A. Markovsky and et.al.// PHYSICA SCRIPTA/IOP PUBLISHING. – 2009. – № 138. – 4 с.
10. Папилов, И.И. Рекристаллизация бериллия/И.И. Папилов, И.В. Стоев// Вестник Харьковского университета/ННЦ «Харьковский физико-технический институт». – 2008. – Вып. №2/38/. № 808. – С.11-24.

СӘУЛЕЛЕНГЕН БЕРИЛИЙДЫҢ ӘРТҮРЛІ МАРКАЛАРЫН ТДС ӘДІСІМЕН ДЕТРИТИЗАЦИЯЛАУ

Муканова Ә.О., Гордиенко Ю.Н., Барсуков Н.И., Понкратов Ю.В.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

Сәулеленген бериллиймен жұмыс кезінде гелий және тритий атомдарының әсерлесуі зерттеледі. Жүргізілген зерттеулердің маңыздылығы бериллий материалдарының жинақталуының детритизациялық тапсырсырмасын шешумен байланысты, сонымен қатар келешек ТЯР-да плазмо-қайтымды материал ретінде қолданылатын тритийдің бериллиймен әсерлесуі кезінде жүретін процесстердің механизмі туралы мәлімет алу болып табылады.

Жүргізілетін жұмыс келесі этап бойынша орындалады: сәулеленген бериллий үлгілерінің десорбциясының температуро-программалық бойынша термодесорбциондық зерттеулер жүргізу, эксперименталдық зерттеулерді өңдеу анализі, сәулеленген бериллийдегі тритийдің әсерлесінің негізгі параметрлерін анықтауды, детритизация әдісі ретінде жоғары температуралы дегазация процедураларының орындалу мүмкіндігіне баға беруге, сонымен қатар ТЯР-ң бериллий материалдарында тритийдің таралуын есептеуге мүмкіндік береді.

TDS METHOD FOR DETRITISATION OF IRRADIATED BERYLLIUM OF DIFFERENT TYPES

A.O. Mukanova, Yu.N. Gordienko, N.I. Barsukov, Yu.V. Ponkratov

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

This work presents the investigation of helium and tritium atom interaction in irradiated beryllium. The actuality of conducted research is connected with solving the problem of stored beryllium material detritisation, and also explanation of mechanisms of the processes occurring during tritium interaction with beryllium which is planned to be used in the future fusion energy reactors.

The study includes a number of key stages such as: carrying out thermo-desorption experiments on gas release from irradiated beryllium of various types, processing and analysis of experiment results; definition of the basic parameters of tritium interaction with irradiated beryllium, required for estimation of high-temperature decontamination procedure used as a detritisation method, and also for calculation of tritium distribution in beryllium materials of fusion reactors.

УДК 621.039.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА РЕАКТОРЕ ИГР ПО РЕАЛИЗАЦИИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОГО МЕТОДА КАЛИБРОВКИ МОЩНОСТИ МОДЕЛЬНЫХ ТВС

Витюк В.А., Вурим А.Д.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Специфическим требованием к качеству внутриреакторного эксперимента является наличие обоснованной и верифицированной методики прогнозирования параметров испытаний, которая позволяет целевым образом подбирать режимы испытаний.

Одним из вариантов решения этой задачи при подготовке экспериментов на реакторе ИГР является применение теплофизического метода калибровки мощности модельных ТВС, основанного на определении взаимосвязи между теплофизическими и энергетическими параметрами топливных сборок. Этот метод позволяет осуществить экспериментальную проверку расчетного прогноза для энерговыделения в реакторе на много превосходящего уровни мощности реактора, при которых еще возможно применение традиционного спектрометрического метода.

Результаты экспериментальных исследований на реакторе ИГР по реализации теплофизического метода, выполненных с использованием двух типов устройств, отличающихся размерно-материальными характеристиками и конфигурацией топливных сборок, показали возможность определения энергетических характеристик (мощности и энерговыделения) модельных ТВС с погрешностью не более 6 %.

ВВЕДЕНИЕ

Качество реализации заданных параметров облучения модельных ТВС при проведении испытаний на реакторе ИГР зависит от точности определения соотношения мощности энерговыделения в модельной ТВС и в реакторе.

В настоящее время решение задачи определения этого соотношения выполняется с использованием результатов облучения физического макета модельной ТВС, оснащенного набором мониторов энерговыделения и индикаторов потока нейтронов. Энерговыделение в физическом макете модельной ТВС на физическом уровне мощности реактора определяется спектрометрическим методом [1], и полученное соотношение мощности ТВС и мощности реактора ИГР используется для установления параметров работы реактора ИГР на исследовательских пусках. Основными недостатками этого метода являются:

- необходимость изготовления физического макета модельной ТВС;
- ограниченные уровни облучения топлива и детекторов и, следовательно, относительно низкий уровень мощности реактора ИГР при проведении физических исследований в сравнении с мощностью реактора при проведении исследовательских пусков;
- низкая оперативность спектрометрического метода определения энерговыделения, обусловленная как длительностью процедуры спектрометрических измерений, так и необходимостью выдержки ТВС после облучения;
- высокая погрешность (не менее 10%) спектрометрического способа определения энерговыделения в мониторах энерговыделения.

Модельные ТВС, как правило, поступают на испытания с достаточно развитой системой измерения теплофизических параметров, что позволяет оценить энергетические характеристики ТВС (мощность и энерговыделение) по ее термическому состоянию. Основным преимуществом теплофизического метода калибровки является то, что оценка термического состояния модельной ТВС может быть выполнена практически при любом режиме облучения ТВС, не приводящем к разрушению конструкции ТВС и средств измерения параметров. Это означает, что может быть осуществлена экспериментальная проверка расчетного прогноза величины энерговыделения в реакторе, на много превосходящего уровни мощности реактора, при которых еще возможно применение традиционного спектрометрического метода, и соотношение мощности энерговыделения в ТВС и в реакторе может быть получено для области параметров, близкой к параметрам исследовательских пусков [2].

В настоящей работе представлены результаты применения теплофизического метода калибровки мощности модельных ТВС в двух сериях методических экспериментов на реакторе ИГР.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

В качестве объектов исследований использовались два экспериментальных устройства, отличающихся как конструкцией и материальным составом, так и конфигурацией ТВС (рисунок 1).

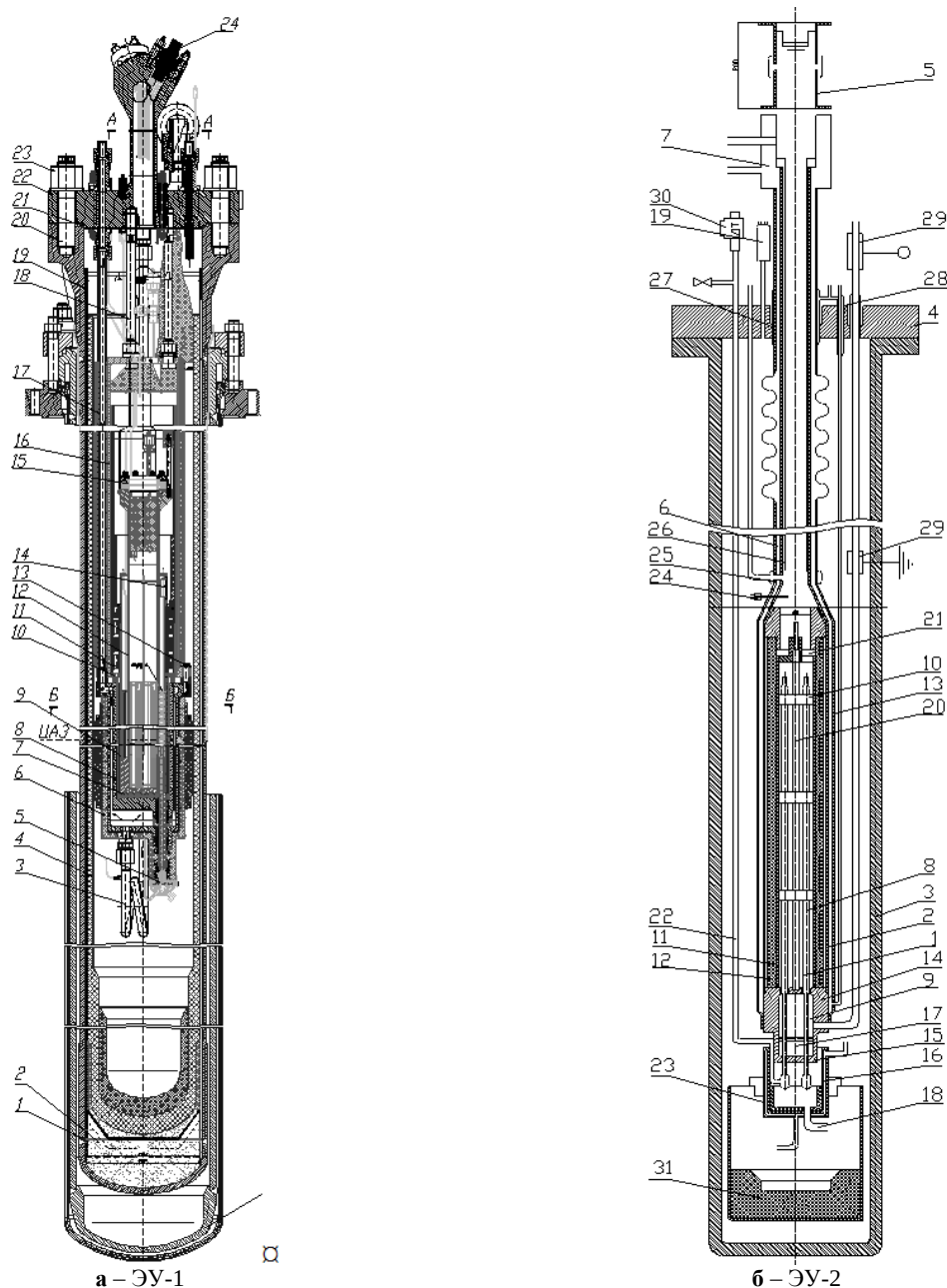
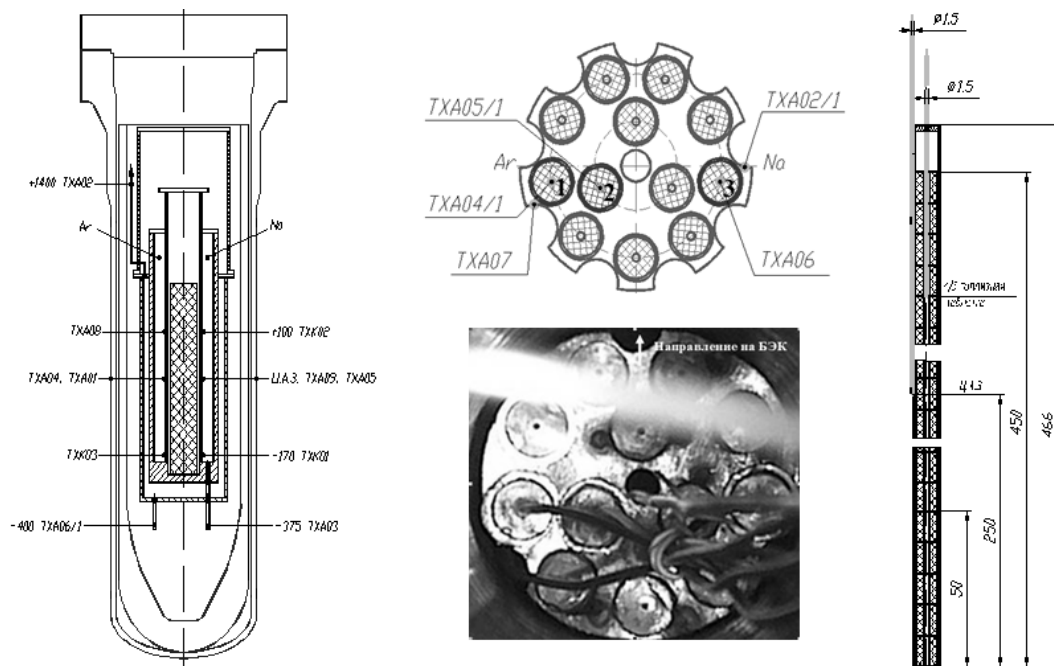


Рисунок 1. Схемы экспериментальных устройств

Экспериментальное устройство №1 (ЭУ-1) являлось физическим макетом канала, предназначенного для определения параметров процессов, протекающих в условиях моделирования тяжелой аварии энергетического ядерного реактора на быстрых нейтронах с плавлением активной зоны [3]. Внутри ЭУ-1 помещалась модельная ТВС, состоящая из 12 экспериментальных твэлов, дистанционированных верхней и нижней решетками (рисунок 2). Каждый твэл состоял из стальной негерметичной оболочки, заполненной в верхней части на длине ~400 мм топливными таблетками из диоксида урана типа ВВЭР-1000 с обогащением 4,4 % по ^{235}U (активная часть) и в нижней части на длине ~50 мм топливными таб-

летками с обогащением 0,72 % (бланкетная часть). Общая масса таблеток в активной части ТВС составила 2018 г, в бланкетной части – 236 г.

Для измерения температуры элементов конструкции ЭУ-1 использовались термопары типа ХК и ХА. В трех измерительных твэлах термопары были установлены во внутреннее отверстие топливных таблеток в направлении сверху вниз. Горячий спай термопары устанавливался во внутреннее отверстие пятой или шестой топливной таблетки, считая сверху топливного столба. Кроме этого, термопары были установлены на наружной поверхности оболочек двух измерительных твэлов (в центральном сечении по высоте топливного столба).



цифрами 1,2 и 3 на схеме ТВС обозначены измерительные твэлы

Рисунок 2. Размещение термодпар в ЭУ-1

Экспериментальное устройство №2 (ЭУ-2) предназначено для экспериментального исследования поведения модельных ТВС типа ВВЭР-1000 в условиях, моделирующих заключительную фазу аварии с потерей теплоносителя [4]. Отличительной особенностью ЭУ-2 по сравнению с ЭУ-1, помимо конструктивных различий, являлось наличие принудительного охлаждения ТВС в процессе проведения экспериментов. Внутри ЭУ-2 помещалась сборка из 18 твэлов типа ВВЭР-1000 с длиной активной части 800 мм (рисунок 3). Твэлы располагались по равно-сторонней треугольной решетке с шагом 12,75 мм.

Сборка твэлов имела одну опорную и четыре дистанционирующих решетки и заключалась в шестигранный чехол, окруженный теплоизоляцией для уменьшения утечек тепла и выравнивания поля температуры по сечению ТВС. Охлаждение ТВС ЭУ-2 осуществлялось гелием и водяным паром.

Для измерения значений температуры в экспериментальном устройстве были использованы одиннадцать пар термопреобразователей типа ВР, установленных в центре твэла и на оболочке, две термопары, установленные на входе и выходе тракта охлаждения ТВС, а также две термопары, установленные на поверхности чехла ТВС.

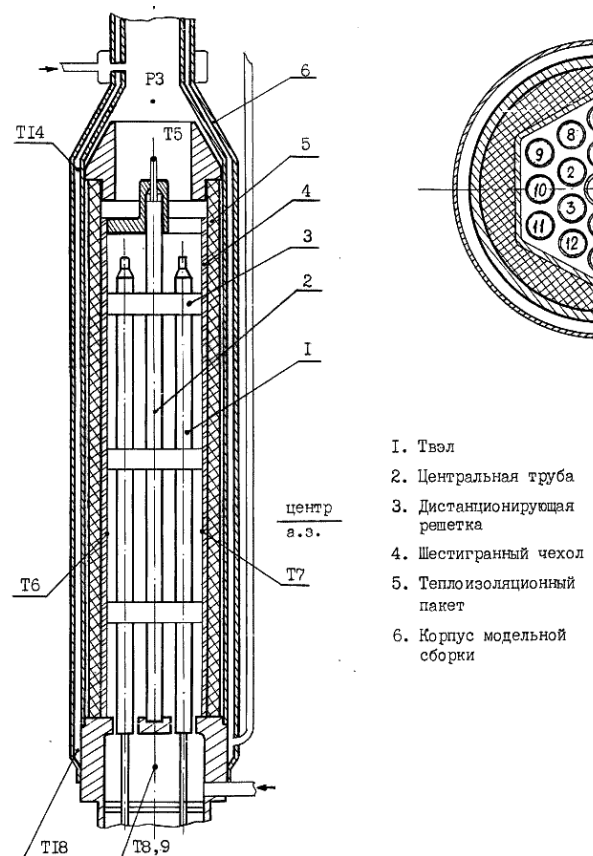


Рисунок 3. Схема модельной сборки ЭУ-2

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ МЕТОД КАЛИБРОВКИ МОЩНОСТИ МОДЕЛЬНЫХ ТВС

Теплофизический метод калибровки мощности модельных ТВС заключается в определении взаимосвязи между теплофизическими параметрами и энергетическими характеристиками модельных ТВС при проведении калибровочных внутриреакторных экспериментов, предшествующих исследовательскому пуску на реакторе ИГР. В каждом конкретном случае применения теплофизического метода имеются свои характерные особенности в отношении подхода к проведению тепловых расчетов и математического представления теплофизических процессов, протекающих в ходе испытаний ТВС, обусловленные как конструктивной спецификой каждого конкретного экспериментального устройства, так и режимами его испытаний. В общем виде связь между энергетическими и теплофизическими параметрами ТВС определяется на основании уравнений теплового баланса и может быть описана нижеследующим набором выражений.

Значение мощности ТВС в некоторый момент времени определяется из выражения:

$$N = \frac{Q_s}{Y},$$

где Q_s – суммарное энерговыделение в ТВС, Дж; Y – нормированный интеграл мощности, равный

$$Y = \int \frac{I(t)}{I_m} dt,$$

где $I(t)$ – текущее значение тока токовой камеры реактора ИГР в момент времени t ; I_m – значение тока токовой камеры реактора ИГР в момент времени, для которого определяется мощность.

Суммарное энерговыделение в ТВС определяется из уравнения теплового баланса:

$$Q_s = \sum_{i=1}^n Q_i + Q_{ym}$$

где Q_i – количество тепла, затраченное на подогрев i -го элемента ТВС, Дж; Q_{ym} – суммарное значение утечек тепла от ТВС, Дж; n – количество конструктивных элементов ТВС.

В общем виде Q_i определяется из выражения:

$$Q_i = \frac{c_i m_i \Delta T_i}{K_r K_z},$$

где c_i – теплоемкость i -го элемента ТВС, Дж/(кг·К); m_i – масса i -го элемента ТВС, кг; ΔT_i – изменение температуры i -го элемента ТВС по показаниям термоэлектрических преобразователей, К; K_r , K_z – значения радиального и высотного коэффициентов неравномерности энерговыделения в точке размещения термоэлектрического преобразователя.

В зависимости от условий охлаждения ТВС в экспериментах величина утечек тепла может определяться разными выражениями:

- в случае ЭУ-1 в рассматриваемой конструкции устройства и режимах проводимых исследований перенос тепла от ТВС характеризуется, в основном, процессом конвективной теплоотдачи. Процесс конвективного теплообмена в условиях ограниченного замкнутого пространства и наличия восходящих и нисходящих потоков в устройстве рассматривается как элементарное явление теплопроводности, при этом вводится понятие эквивалентного коэффициента теплопроводности $\lambda_{эк}$ [5] воздушного зазора между ТВС и стенкой камеры ЭУ-1. Тогда количество тепла, переданного от ТВС стенке камеры:

$$Q_{ym}^{акт} = \int_{t_0}^{t_{max}} \frac{\lambda_{эк}}{\delta} \cdot (T_{c1}(t) - T_{c2}(t)) \cdot S \cdot dt,$$

где S – площадь поверхности теплообмена между ТВС и стенкой камеры, м²; $\lambda_{эк}$ – эквивалентный коэффициент теплопроводности газового зазора, Вт/(м·К); t_{max} – время, соответствующее моменту достижения максимального значения температуры топлива, с; t_0 – время, соответствующее моменту начала реализации диаграммы энерговыделения в топливе, с; $T_{c1}(t)$ – температура поверхности твэла в момент времени t , К; $T_{c2}(t)$ – температура стенки камеры плавления в момент времени t , К;

- в случае ЭУ-2, при наличии расхода охлаждающего теплоносителя, количество тепла, затраченное на его подогрев, определяется как

$$Q_{mn} = \int_{t_0}^{t_{max}} N_{mn} dt$$

где t_{max} – время, соответствующее моменту достижения максимального значения температуры топлива, с; t_0 – время, соответствующее моменту начала реализации диаграммы энерговыделения в топливе, с; N – тепловая мощность, отводимая теплоносителем от ТВС, Вт:

$$N_{mn} = G \cdot C_p \cdot (T_{вых}(t) - T_{вх}),$$

где G – расход теплоносителя через ТВС, кг/с; C_p – теплоемкость теплоносителя, Дж/(кг·К); $T_{вых}(t)$ – температура теплоносителя на выходе из ТВС, в момент времени t , К; $T_{вх}$ – температура теплоносителя на входе в ТВС, К.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В рамках экспериментальных исследований по реализации теплофизического метода калибровки мощности ТВС проведены два реакторных пуска с ЭУ-1 и три пуска с ЭУ-2 (таблица 1) с регистрацией основных теплофизических параметров (рисунки 4, 5).

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА РЕАКТОРЕ ИГР ПО РЕАЛИЗАЦИИ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОГО МЕТОДА КАЛИБРОВКИ МОЩНОСТИ МОДЕЛЬНЫХ ТВС**

Таблица 1. Основные параметры пусков реактора ИГР с ЭУ-1 и ЭУ-2

Экспериментальное устройство	Номер эксперимента	Режим работы реактора	Энерговыделение в активной зоне, МДж
ЭУ-1	1	вспышка	325
	2	импульс	520
ЭУ-2	1	импульс	43
	2	импульс	81
	3	импульс	105

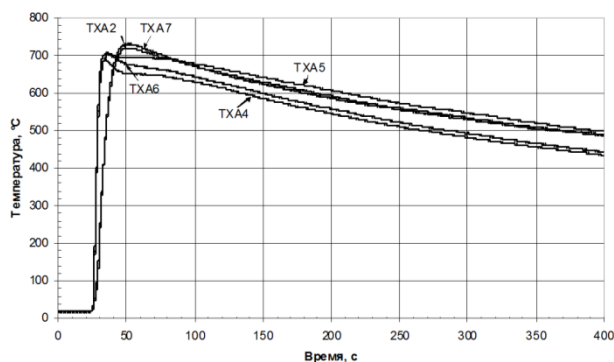


Рисунок 4. Характер изменения температуры элементов ЭУ-1 в эксперименте №2

Результаты определения энергетических характеристик модельных ТВС в экспериментах с ЭУ-1 и ЭУ-2 приведены в таблицах 2 и 3. Доверительный интервал определен по распределению Стьюдента [6, 7] для соответствующего количества измерений при доверительной вероятности 0,95.

Диаграммы изменения мощности модельных ТВС ЭУ-1 и ЭУ-2, определенные с использованием теплофизического метода, представлены на рисунках 6 и 7.

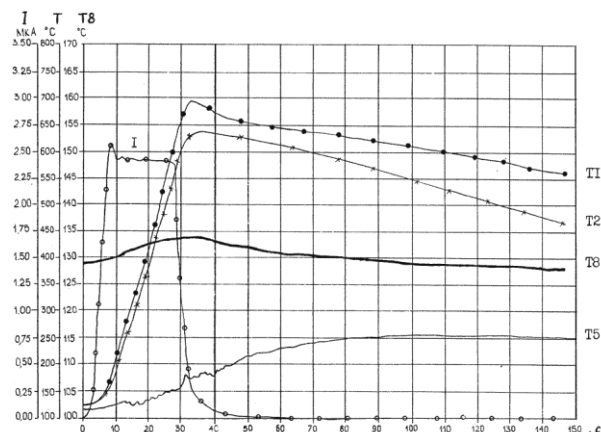


Рисунок 5. Характер изменения температуры элементов ЭУ-2 в эксперименте №3

Суммарные значения и составляющие погрешностей определения энергетических характеристик модельных ТВС приведены в таблице 4. Погрешность определения энергетических параметров ТВС в экспериментах с ЭУ-2 удалось снизить за счет применения большего количества датчиков температуры в ТВС ЭУ-2 (22 ТЭП) по сравнению с ТВС ЭУ-1 (5 ТЭП).

Таблица 2. Результаты расчета суммарного энерговыделения и мощности ТВС ЭУ-1

Номер эксперимента	1	2
Среднее количество теплоты, затраченное на разогрев активной части ТВС $Q_{\text{тоси}}^{\text{акт}} \frac{1}{2}$, кДж	493±25	733±39
Количества тепла, переданного от ТВС стенке камеры $Q_{\text{ут}}^{\text{акт}}$, кДж	7	6
Энерговыделение в активной части ТВС $Q_s^{\text{акт}}$, кДж	500±25	739±39
Энерговыделение в бланкетной части ТВС $Q_s^{\text{бл}}$, кДж	10	14
Суммарное энерговыделение в ТВС, кДж	510±25	753±39
Максимальная мощность ТВС, кВт	479±25	574±31

Таблица 3. Результаты расчета суммарного энерговыделения и мощности ТВС ЭУ-2

Номер эксперимента	1	2	3
Количество тепла, кДж, затраченное на разогрев:			
- твэлов	504±20	950±33	1134±66
- теплоносителя	гелий 18	гелий 36	водяной пар 9
- чехла ТВС	10	19	15
- головок твэлов	6	13	5
- дистанц. решеток	6,7	13,5	5,4
Энерговыделение в ТВС, кДж	545±24	1030±40	1168±66
Максимальная мощность ТВС, кВт	530±24	1065±40	44±2

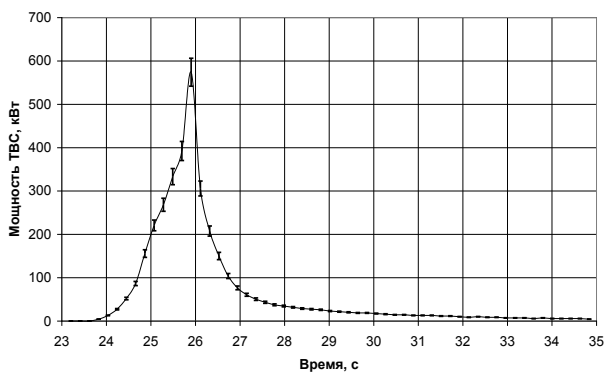


Рисунок 6. Диаграмма изменения мощности модельной ТВС ЭУ-1 в эксперименте №2

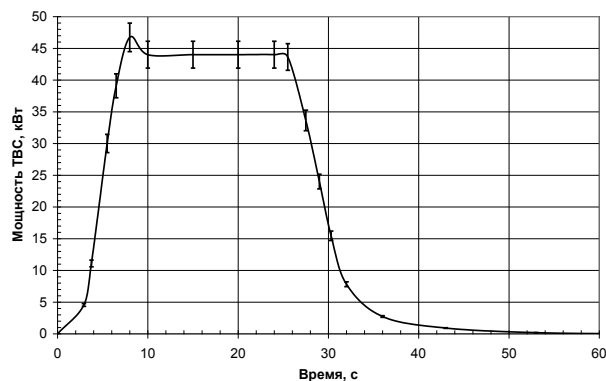


Рисунок 7. Диаграмма изменения мощности модельной ТВС ЭУ-2 в эксперименте №3

Таблица 4. Погрешность определения энергетических параметров модельных ТВС

Параметр	Значение				
	ЭУ-1		ЭУ-2		
Экспериментальное устройство	1	2	1	2	3
Номер эксперимента	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
Систематическая погрешность, %	5,2	5,4	4,5	3,8	4,5
Случайная погрешность измерений, %	5,4	5,6	4,8	4,1	4,8
Суммарная погрешность, %					

Выводы

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- теплофизический метод может применяться для определения и прогнозирования энергетических параметров модельных ТВС с использованием результатов измерений теплофизических параметров, в частности, температуры топлива, оболочек твэлов и конструкционных материалов, а также температуры и расхода рабочих тел (при их наличии);
- подтверждена возможность определения энергетических параметров (мощности и энерговы-

деления) ТВС двух типов облучательных устройств, отличающихся размерно-материальными характеристиками и конфигурацией топливных сборок, с погрешностью не более 6 %;

- теплофизический метод калибровки мощности ТВС позволяет осуществить экспериментальную проверку расчетного прогноза для энерговыделения в реакторе, намного превосходящего те уровни мощности реактора, при которых еще возможно применение традиционного спектрометрического метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Определение энерговыделения в топливных детекторах гамма-спектрометрическим методом при проведении испытаний на реакторе ИГР: методические указания / ДГП ИАЭ РГП НЯЦ РК; разработ.: М.О. Токтаганов, Ю.А. Попов [и др.]. – Курчатов, 2001. – 16 с. – АК.65000.00.728 МУ. – Инв. № К-38051 от 04.03.2001.
2. Прогнозирование энергетических параметров модельных ТВС в экспериментах на исследовательском реакторе ИГР / В.А.Витюк [и др.] // Ядерная и радиационная физика: материалы 8-ой международной конференции – Алматы, 2011. – С.141-146.
3. Васильев, Ю.С. Исследования процессов, сопровождающих тяжелые аварии энергетических реакторов с плавлением активной зоны / Ю.С.Васильев [и др.] // Экспериментальные исследования в области безопасности атомной энергии. – Курчатов, 2010. – С.225-263.
4. Разработка каналов для исследования моделей ТВС ВВЭР-1000 в реакторах 300 МВт и ИГР. Канал КИПР-100: Пояснительная записка Я1292ПЗ / НИИ НПО «Луч»; – Подольск, 1991. – Инв. №12853.
5. Михеев, М.А. Основы теплопередачи. Изд. 2-е стереотип. / М.А. Михеев, И.М. Михеева – М: «Энергия», 1977. – 344 с.
6. Тэйлор, Дж. Введение в теорию ошибок / Дж.Тэйлор. – М: Мир, 1985. – 272 с.
7. Методы обработки результатов измерений и оценки погрешностей в учебном лабораторном практикуме: учебное пособие / Н.С. Кравченко, О.Г. Ревинская – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2011. – 88 с.

**МОДЕЛЬДІК ЖШЖ ҚУАТЫН МӨЛШЕРЛЕУ ЖЫЛУ ФИЗИКАЛЫҚ ӘДІСІН
ІСКЕ АСЫРУ БОЙЫНША ИГР РЕАКТОРЫНДА ТӘЖІРИБЕЛІК ЗЕРТТЕУЛЕР**

Витюк В.А., Вурим А.Д.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

Ішкі реакторлық тәжірибе сапасына арнайы талаптар мақсатты тәсілмен сынақ режимдерін іріктеуді рұқсат ететін, сынақтар параметрларын болжау негізделген және верификациялық әдісінің бары болады.

Одним из вариантов решения этой задачи при подготовке экспериментов на реакторе ИГР реакторында тәжірибелерді дайындауда осы мәселені шешу нұсқаларының бірі отындық құрастырулардың жылу физикалық және энергетикалық параметрлар арасындағы өзара байланысты анықтауға негізделген, модельдік ЖШЖ қуатын мөлшерлеу жылу физикалық әдісін қолдану болады. Осы әдіс, дәстүрлі спектрометрлік әдісті қолдануы мүмкін, реактор қуатының деңгейін анағұрлым асып түсетін реакторда энергияны бөлуге арналған есептік болжамды тәжірибелік тексеруді жүзеге асыруды рұқсат етеді.

Отындық құрастыру конфигурациясы және өлшемді-материалдық сипаттамалармен ерекшеленетін, қондырғының екі түрін пайдаланумен орындалған, жылуфизикалық әдісін жүзеге асыру бойынша ИГР реакторында тәжірибелік зерттеулер нәтижелері, 6 % көп емес кемшілігімен модельдік ЖШЖ (қуат және энергия бөлу) энергетикалық сипаттамаларын анықтау мүмкіндігін көрсетті.

**EXPERIMENTAL STUDY OF MODEL FUEL ASSEMBLIES POWER
THERMOPHYSICAL CALIBRATION METHOD IMPLEMENTED AT IGR REACTOR**

V.A. Vityuk, A.D. Vurim

Institute of Atomic Energy NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

In order to implement a high quality in-pile test it is necessary to develop valid and verified methods to predict test parameters which enable to choose purpose-oriented test conditions.

One option is to apply thermophysical method of model FA power calibration during test preparation in the IGR reactor, based on determination of relationship between thermophysical and energy parameters of fuel assemblies. This method enables experimental verification of estimated forecast for energy release in the reactor of much superior reactor power when it is also possible to apply traditional spectrometric method.

The experimental results of thermophysical method implemented at the IGR reactor using two types of devices, differing in dimensional-material characteristics and FA configuration, confirmed capability to determine energy characteristics (power and energy release) for model FAs with an error not exceeding 6%.

УДК: 539.12.04; 539.21

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ АЛЬФА-ЧАСТИЦАМИ НА СТРУКТУРУ ПОВЕРХНОСТИ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОНИКЕЛЕВОГО СПЛАВА 03X20H45M4БЧ

Сатпаев Д.А., Диков А.С., Кислицин С.Б., Нестерова А.Ю.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

Исследовано влияние облучения низкоэнергетическими альфа-частицами ($E = 40$ кэВ, флюенс - 1×10^{18} см $^{-2}$) на структуру и физико-механические свойства высоконикелевого сплава 03X20H45M4БЧ. Установлено, что облучение приводит к появлению блистеров на облученной поверхности сплава и разупрочнению. Проведено сравнение результатов исследований влияния облучения альфа-частицами на структуру и физико-механические свойств высоконикелевого сплава 03X20H45M4БЧ и конструкционной стали 12X18H10T, широко применяющейся в качестве конструкционного материала ядерных установок.

ВВЕДЕНИЕ

Высоконикелевый сплав марки 03X20H45M4БЧ (сталь ЧС-42) [1] был разработан на основе жаропрочного коррозионностойкого сплава типа Х20Н45Б, применяемого для различных узлов энергетических установок, контактирующих с высокоагрессивными средами. Выбор сплава типа Х20Н45Б как конструкционного реакторного материала был связан с тем, что при определенном легировании молибденом и некоторыми другими элементами повышается его длительная прочность и пластичность. В состав сплава 03X20H45M4БЧ входят: хром (20 %), никель (45 %), около 4 % молибдена, 1 % ниобия, небольшое количество других элементов, в том числе иттрий (0,005 %), остальное железо. Молибден вводят в состав сплава для ослабления локализации деформации по границам зерен в процессе ползучести, способствуя перенесению деформации внутрь. Ниобий, как и в обычных аустенитных сталях, связывает углерод в первичный карбид ниобия, чтобы предотвратить выпадение карбида типа Cr_{23}C_6 . В отличие от аустенитных нержавеющей сталей типа 12X18H10T, 08X16H11M3, широко применяемых в качестве конструкционных материалов ядерной техники, вследствие высокой концентрации никеля в сплаве 03X20H45M4БЧ не образуется мартенситная фаза под действием деформации и облучения. В связи с этим и были предприняты исследования влияния облучения альфа-частицами на структуру поверхности и прочностные свойства при механических испытаниях.

МАТЕРИАЛЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Для исследований воздействия облучения альфа-частицами на структуру и свойства высоконикелевого сплава 03X20H45M4БЧ, элементный состав кото-

рого приведен в таблице 1, специально подготавливались образцы размерами рабочей части 10 мм $\times$ 2 мм $\times$ 0.3 мм в форме двойной лопатки для испытаний на одноосное растяжение с постоянной скоростью деформации; балочки, размерами рабочей части 20 мм $\times$ 2 мм $\times$ 0.3 мм для испытаний на статический изгиб и пластины размерами 10 мм $\times$ 2 мм $\times$ 1 мм для структурных исследований.

Образцы вырезались из массивных пластин сплава толщиной ~ 1 мм с помощью электроэрозионной резки, далее проводился отжиг при температуре 850 °С для снятия наклепа, после чего образцы подвергались шлифовке и полировке поверхности для изучения структуры.

Исследования структуры и физико-механических свойств необлученных и облученных альфа-частицами образцов сплава включали: оптическую металлографию, рентгеноструктурный анализ, сканирующую электронную микроскопию, измерение микротвердости, испытания на одноосное растяжение с постоянной скоростью деформации, испытания на статический изгиб [2].

Механические испытания на одноосное растяжение с постоянной скоростью деформации 0.5мм/мин и статический изгиб проводили при комнатной температуре на универсальной двухколонной испытательной машине LR5K Plus. Измерения микротвердости по методу Виккерса проводились на образцах в виде пластин по трем дорожкам при нагрузке на индентор 1,372Н, время нагружения 10 с [3].

Исследования структуры поверхности выполнялись на плоских образцах с помощью оптического микроскопа AxioObserver и сканирующего электронного микроскопа JEOL JSM-7500 FA.

Таблица 1. Химический состав сплава 03X20H45M4БЧ

Элемент	C	Si	Mn	Mo	Cr	Ni	N	Nb	S	P	Al	Cu	Ti	Y	Fe
Содержание, %	0.012	0.40	0.40	3.75	19.4	45.2	0.015	0.84	0.005	0.006	0.1	0.08	0.06	0.005	Ост.

Облучение низкоэнергетическими альфа-частицами с энергией 40 кэВ проводилось на низкоэнергетическом канале ускорителя ДЦ-60 (филиал ИЯФ в г. Астана) до флюенса 1×10^{18} ион $\times$ см $^{-2}$ при температуре не превышающей 150 °С. Согласно расчетам по программе TRIM пробег альфа-частиц такой энергии в высоконикелевом сплаве не превышает 200 нм, т.е. имплантируется гелием сравнительно тонкий приповерхностный слой. При этом концентрация гелия в этом слое достигает ~ 1 ат. %.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследования структуры и физико-механических свойств указанными выше методами выполнялись до и после облучения низкоэнергетическими альфа-частицами образцов сплава 03X20H45M4БЧ. Ниже приведены полученные при этом результаты, а также проведено сравнение с результатами влияния облучения на структуру и физико-механические свойства нержавеющей стали 12X18H10Т, облученной альфа-частицами с той же энергией и до таких же флюенсов.

Влияние облучения низкоэнергетическими альфа-частицами на структуру сплава 03X20H45M4БЧ. Облучение альфа-частицами с энергией 40 кэВ до флюенса 1×10^{18} ион $\times$ см $^{-2}$ оказывает незначительное влияние на параметр кристаллической решетки сплава 03X20H45M4БЧ. Исходное состояние сплава однофазная – гранецентрированная кубическая (ГЦК) кристаллическая решетка с параметром $a = 3,5928$ Å, (рисунок 1а.) Облученный альфа-частицами сплав также имеет однофазную структуру с ГЦК кристаллической решеткой с несколько увеличенным параметром решетки $a' = 3,5945$.

Т.е. облучение не приводит к фазовым превращениям, характерным для нержавеющей конструкционных сталей аустенитного типа 12X18H10Т и 08X16H11МЗ, в которых облучение альфа-частицами стимулирует частичное мартенситное превращение исходной ГЦК структуры аустенита в мартенситную ОЦК фазу [4]. Высокое содержание никеля препятствует формированию стимулированной облучением мартенситной фазы.

Влияние облучения на морфологию поверхности сплава 03X20H45M4БЧ. Известно [5], что облучение альфа-частицами аустенитных нержавеющей сталей, так же как и чистых металлов, ведет к формированию в них гелиевой пористости, блистерингу – выходу пор на поверхность - и флехингу, т.е. шелушению поверхности. Для стали 12X18H10Т появление блистеров на поверхности наблюдалось многократно [5] и сопровождается фазовым превращением аустенит – мартенсит. Поскольку в сплаве 03X20H45M4БЧ стимулированного облучением мартенситного превращения не наблюдается, интересным представляется вопрос о влиянии структурного состояния (аустенит или мартенсит) на формирование гелиевой пористости. Поэтому проведены исследования структуры поверхности сплава 03X20H45M4БЧ до и после облучения альфа-частицами методом оптической и растровой электронной микроскопии. Электронно-микроскопические снимки поверхности сплава до облучения (рисунок 2а), после облучения (рисунок 2б), а также, для сравнения, снимок поверхности стали 12X18H10Т (рисунок 2.в), облученной альфа-частицами при тех же параметрах облучения, показаны на рисунках 2.

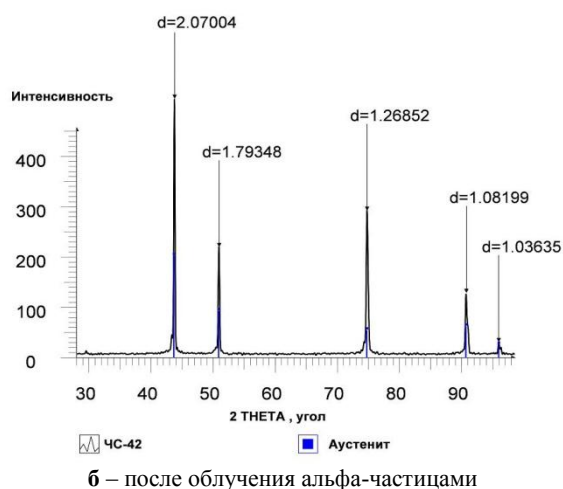
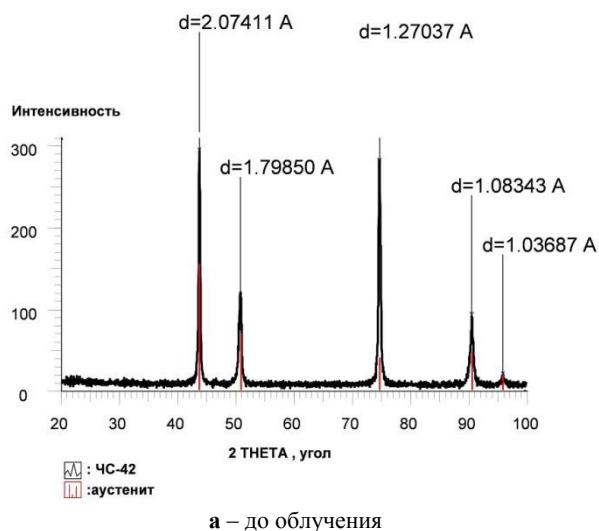


Рисунок 1. Дифрактограммы сплава 03X20H45M4БЧ необлученного и облученного низкоэнергетическими альфа - частицами

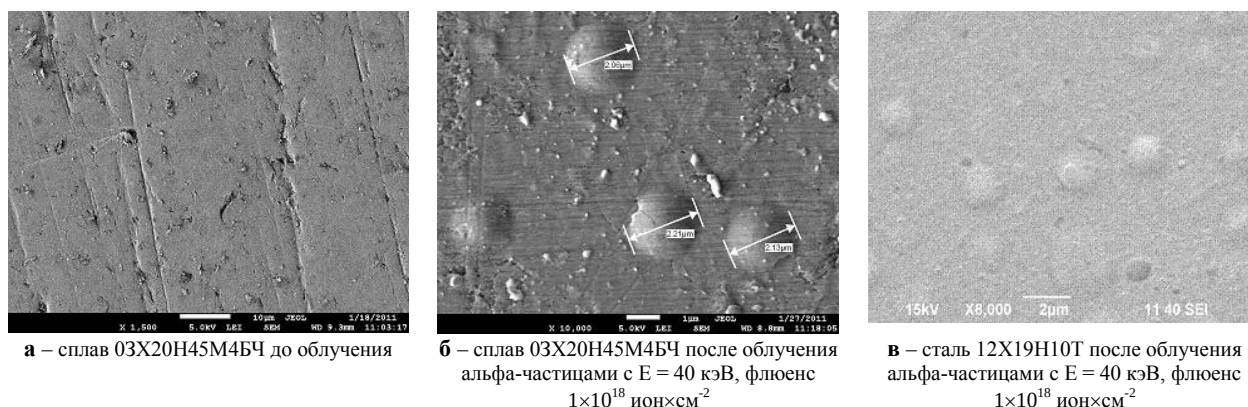


Рисунок 2. Электронно-микроскопические снимки поверхности сплава 03X20H45M4БЧ до облучения, после облучения альфа-частицами и облученной альфа-частицами стали 12X19H10Т

Из приведенных на рисунках 2б и 2в снимков видно, что на поверхности и высоконикелевого сплава и стали 12X19H10Т облучение низкоэнергетическими альфа-частицами приводит к формированию гелиевых пор. Т.е. при таких высоких степенях пересыщения гелием структурное состояние не оказывает существенного влияния на образование гелиевой пористости. Обращает на себя внимание, что гелиевые поры образовались при низкой температуре облучения (~ 150 °С), т.к. при высоких энергиях падающих альфа-частиц (~ 10 Мэв и более) формирование гелиевых пор и блистеринг наблюдаются при высоких температурах (> 500 °С).

Влияние облучения низкоэнергетическими альфа-частицами на механические свойства сплава 03X20H45M4БЧ. Измерения микротвердости высоконикелевого сплава до и после облучения альфа-частицами, (рисунок 3а,б) показали, что среднее ее значение

в облученном сплаве значительно (на $\sim 20\%$) ниже по сравнению с облученным. Также из рисунков 3 а и б видно, что микротвердость необлученного материала более однородна, чем необлученного. Это связано с наличием на поверхности пористости.

По сравнению с высоконикелевым сплавом 03X20H45M4БЧ облучение альфа-частицами оказывает прямо противоположное влияние на микротвердость стали 12X18H10Т, для которой облучение приводит к росту микротвердости, вызванной формированием упрочняющей мартенситной фазы.

Механические испытания на одноосное растяжение показали, что облучение низкоэнергетическими альфа-частицами не оказывает существенного влияния на прочностные характеристики сплава 03X20H45M4БЧ, так как объем имплантированного гелием материала мал по сравнению с не имплантированным объемом (таблица 2).

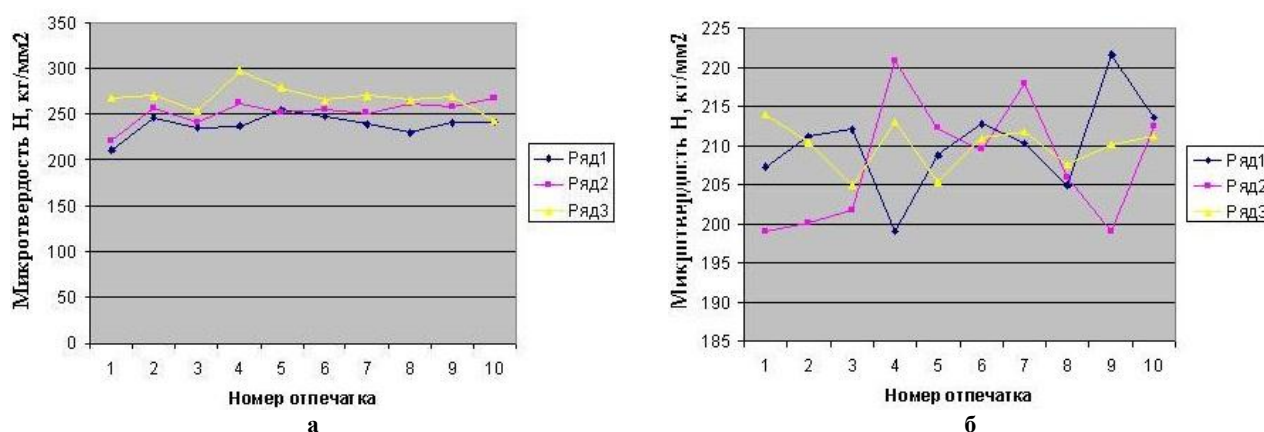


Рисунок 3. Микротвердость сплава 03X20H45M4БЧ до облучения (а) и после облучения альфа-частицами (б)

Таблица 2. Характеристики прочности и пластичности необлученного и облученного низкоэнергетическими альфа-частицами сплава 03X20H45M4БЧ

Механические свойства	$\sigma_{0.2}$, МПа	σ_B , МПа	δ , %
до облучения	510	733	42
после облучения	525	768	46

Однако, можно отметить, что пределы текучести $\sigma_{0.2}$ и прочности σ_B , а также относительное удлинение δ облученного сплава выше по сравнению с необлученным. В стали 12Х18Н10Т облучение низкоэнергетическими альфа-частицами также ведет к увеличению пределов текучести и прочности, но значительно более существенным, что также объясняется мартенситным превращением под действием альфа-частиц, при этом пластичность δ стали уменьшается.

Результаты механических испытаний на статический изгиб приведены на рисунках. Данные испытаний усреднялись, в таблицу 2 занесены средние значения нагрузки и внешнего угла загиба.

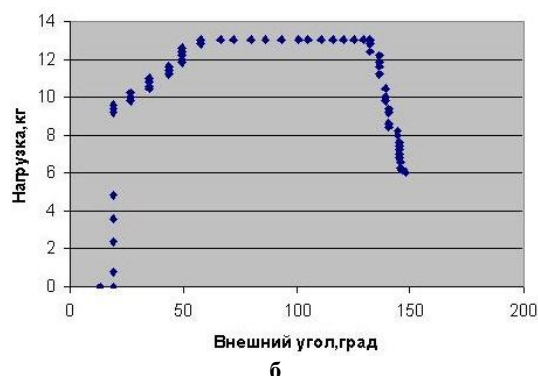
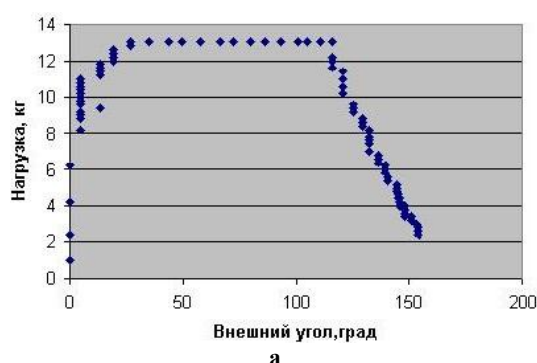


Рисунок 4. Диаграмма испытаний на изгиб необлученного (а) и облученного низкоэнергетическими альфа-частицами (б) сплава 03X20H45M4БЧ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По исследованиям влияния облучения низкоэнергетическими альфа-частицами на структуру и физико-механические свойства сплава 03X20H45M4БЧ и сравнения полученных результатов с результатами для стали 12Х18Н10Т можно сделать следующие выводы:

- Облучение альфа-частицами низкой энергии (до 40 кэВ) до высоких флюенсов ($1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) не приводит к заметным изменениям кристаллической структуры. Можно отметить смещение рефлексов ГЦК решетки аустенита в облученном образце в сторону меньших углов, что свидетельствует об изменении параметра кристаллической решетки. В этом сплав 03X20H45M4БЧ структурой аустенита с ГЦК существенно отличается от аустенитной стали 12Х18Н10Т, в которой уже при меньших флюенсах ($\sim 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$) низкоэнергетических альфа-частиц наблюдается частичный фазовый переход из ГЦК структуры аустенита в ОЦК структуру мартенсита.
- При флюенсе облучения альфа-частицами $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ на облученной поверхности сплава, так же как и стали 12Х18Н10Т появились выступы диаметром $\sim 1 \div 2 \text{ мкм}$, что свидетельствует выходе наполненных гелием пор на поверхность. Следовательно, при высокой степени пересыщения гелием в имплантированной области тип кристаллической

структуры не влияет на блистеринг поверхности, а определяется концентрацией имплантированного гелия и, по-видимому, температурой. Отметим, что развитие блистеринга в сплаве 03X20H45M4БЧ и в стали 12Х18Н10Т при облучении низкоэнергетическими альфа-частицами до высоких флюенсов наблюдается при сравнительно низких температурах $\sim 150^\circ \text{C}$, что вызвано высокой степенью пересыщения имплантированным гелием в приповерхностной области и, по-видимому, атермическим механизмом коагуляции гелия в поры.

• Изменения физико-механических свойств, вызванных облучением низкоэнергетическими альфа-частицами, существенно зависят от структурно-фазового состояния:

- микротвердость облученной поверхности сплава 03X20H45M4БЧ снижается за счет блистеринга поверхности, в то время как стали 12Х18Н10Т возрастает за счет появления упрочняющих частиц мартенситной фазы;
- характеристики прочности и пластичности ($\sigma_{0.2}$, σ_B , δ), как следует из механических испытаний на одноосное растяжение, сплава 03X20H45M4БЧ незначительно возрастают по сравнению с их значениями для необлученного материала. Для стали

12X19H10T увеличение пределов текучести и прочности более значительное, что опять таки обусловлено частичным фазовым переходом аустенит-мартенсит, в то время как пластичность стали снижается.

- испытания на изгиб показали, что как для высоконикелевого сплава, так и для стали

облучение альфа-частицами приводит к повышению сопротивляемости изгибу. При этом, сопротивление изгибу (угол изгиба при необратимой деформации, максимальная нагрузка) у стали 12X18H10T выше, чем у сплава 03X20H45M4BЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Паршин, А.М. Исследования влияния нейтронного облучения на длительную прочность и деформационную способность аустенитных высоконикелевых сплавов / Паршин А.М., [и др.] // Радиационные дефекты в металлических материалах: матер. 7-й Всесоюзного совещания, Алма-Ата, 14-16 июня, 1997. – «Наука», Алма-Ата. – 1998 - С. 135 - 151.
2. Сатпаев, Д.А. Влияние облучения низкоэнергетическими альфа-частицами на структуру и морфологию поверхности высоконикелевого сплава 03X20H45M4BЧ / Сатпаев Д.А. [и др.] // Тезисы докл. 8-й Международной конференции «Ядерная и радиационная физика», Алматы, Казахстан, 20-23 сентября 2011. - Алматы: ИЯФ НЯЦ РК – 2011. – С.40-41.
3. Диков, А.С. Испытания на длительную прочность облученной и необлученной стали 12X18H10T / Диков А.С., [и др.] // Материалы XI Междунар. конф. «Физика твердого тела», Усть-Каменогорск, Казахстан, 9 – 12 июня, 2010. - Усть-Каменогорск: ВКГТУ – 2010. - С. 595 - 600. – ISBN 978-601-208-152-7.
4. Максимкин, О.П. Исследование мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращения в аустенитной нержавеющей хромоникелевой стали, имплантированной гелием / Максимкин О.П., Цай К.В., Щербинина Н.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез – 2003 - №2 - С. 73-79.
5. Неклюдов, И.М. Гелий и водород в конструкционных материалах / Неклюдов И.М. Толстолуцкая Г.Д. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение – 2003 - № 3 (83) - С. 3-14.

03X20H45M4BЧ ЖОҒАРЫ НИКЕЛЬДІ ҚОРЫТПА БЕТІНІҢ ҚҰРЫЛЫМЫНА ЖӘНЕ МЕХАНИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІНЕ ТӨМЕН ЭНЕРГИЯЛЫҚ АЛЬФА-БӨЛШЕКТЕРМЕН СӘУЛЕЛЕНДІРҮДІҢ ЫҚПАЛЫ

Сатпаев Д.А., Диков А.С., Кислицин С.Б., Нестерова А.Ю.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

03X20H45M4BЧ жоғары никельді қорытпа бетінің құрылымына және физика-механикалық қасиеттеріне төмен энергиялық альфа-бөлшектермен ($E = 40$ кэВ, флюенс - $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) сәулелендірудің ықпалы зерттелді. Сәулелендіру сәулелендірілген қорытпаның бетінде блистерлердің пайда болуына және босаңсытуға алып келетіні анықталды. Ядролық қондырғылардың құралымдық материалдары ретінде кеңінен қолданылатын 03X20H45M4BЧ жоғары никельді қорытпа мен 12X18H10T құралымдық болаттың құрылымына және физика-механикалық қасиеттеріне альфа-бөлшектермен сәулелендірудің ықпалын зерттеу нәтижелеріне салыстыру өткізілді.

INFLUENCE OF LOW-ENERGY ALPHA-PARTICLES IRRADIATION ON STRUCTURE AND MECHANICAL PROPERTIES OF HIGH NICKEL ALLOY 03Cr20Ni45Mo4NbY

D.A. Satpaev, A.S. Dikov, S.B. Kislitsin, A.Yu. Nesterova

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The changes in structure and physical-mechanical properties of high nickel content alloy 03Cr20Ni45Mo4NbY after irradiation with low-energy alpha-particles ($E = 40$ keV, fluence - $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) have been studied in this work. It was determined that this irradiation leads to surface blistering and weakening of the alloy. The research results were compared of alpha-particles irradiation effects on structure and physical-mechanical properties of high nickel alloy 03Cr20Ni45Mo4NbY and structural steel 12Cr18Ni10Ti, which is widely used as a structural material in nuclear facilities.

УДК 621.039.573

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА РЕАКТИВНОСТИ ОТ ФИЗИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА ИГР

Иркимбеков Р.А., Вурим А.Д.

Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

Рассмотрено влияние положения стержней регулирования, наличия экспериментального устройства и температуры активной зоны реактора ИГР на величину ТКР. Показано, что разогрев активной зоны оказывает влияние на спектр нейтронов, при этом количественно изменение спектра нейтронов является различным в активной зоне, в ЦЭК и в каналах стержней регулирования.

Полученные результаты могут быть использованы при решении вопросов подготовки и проведения внутриреакторных экспериментов на реакторе ИГР и в процессе его эксплуатации.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что на динамические процессы, протекающие в импульсном исследовательском реакторе ИГР [1] оказывает влияние разогрев активной зоны реактора. Аналитические исследования зависимости динамических характеристик реактора ИГР от температуры активной зоны осложняются в связи с необходимостью учета неравномерности распределения температуры и теплообмена между элементами активной зоны с разной температурой, и, следовательно, необходимостью учета переменных нейтронно-физических характеристик материалов активной зоны в зависимости от температуры. При этом обратная связь, являющаяся следствием всех перечисленных явлений, характеризуется температурным коэффициентом реактивности (ТКР). В этой связи при эксплуатации реактора ИГР планирование его пусков осуществляется с учетом экспериментально определенного значения ТКР в диапазоне средней температуры активной зоны от 300 до 600 К, которое изменяется от -0,025 до -0,030 β/K , соответственно.

Вместе с тем, «поведение» ТКР во всей области рабочей температуры активной зоны реактора представляет несомненный интерес в связи с нарастающим объемом планируемых экспериментов, которые должны выполняться при реализации полного интеграла энерговыделения в реакторе ИГР и при разогреве активной зоны реактора до температуры, составляющей, согласно теоретическим оценкам, более 1600 К в наиболее теплонапряженных блоках. При этом необходимо принимать во внимание, что в пусках со значительным или с полным энерговыделением происходит существенное изменение положения стержней системы регулирования. Предварительные расчетные оценки показали, что эффект перемещения стержней регулирования должен прояв-

ляться уже в диапазоне температуры активной зоны 300-600 К. При этом, при полном извлечении стержней из реактора значение ТКР, согласно оценкам, должно снижаться в 2 раза и составлять от -0,016 до -0,018 β/K , соответственно. Поэтому исследования зависимости ТКР от положения стержней регулирования и от наличия в реакторе экспериментальных устройств являются актуальными для улучшения качества внутриреакторных экспериментов и для теоретического описания процессов, проходящих в реакторе.

Целью настоящей работы является расчетные исследования зависимостей ТКР от температуры активной зоны, положения стержней регулирования и спектра нейтронов реактора ИГР.

МОДЕЛЬ ИГР

Нейтронно-физические расчеты реактора ИГР выполнялись с использованием расчетного кода MCNP и соответствующей модели реактора (рисунок 1) [3 - 5], которая максимально приближена к реальной конструкции реактора.

Активная зона, боковой и торцевой отражатели реактора ИГР в расчетной модели представлены блочной структурой. Было учтено неравномерное распределение концентрации урана по активной зоне реактора в аксиальном и радиальном направлениях и задана переменная концентрация урана по топливным блокам. Заданы зазоры между графитовыми колоннами. Все зазоры в реакторе заполнены гелием с плотностью $1,78 \cdot 10^{-4}$ г/см³. Плотность пропитанного ураном графита равна 1,71 г/см³. Плотность графита, содержащегося в крестовине, отражателе, блоках с органами регулирования, а также в восьми графитовых блоках по углам ПЧК равна 1,65 г/см³. За нулевую точку отсчета по высоте взят нижний торец активной зоны в неподвижной части кладки.

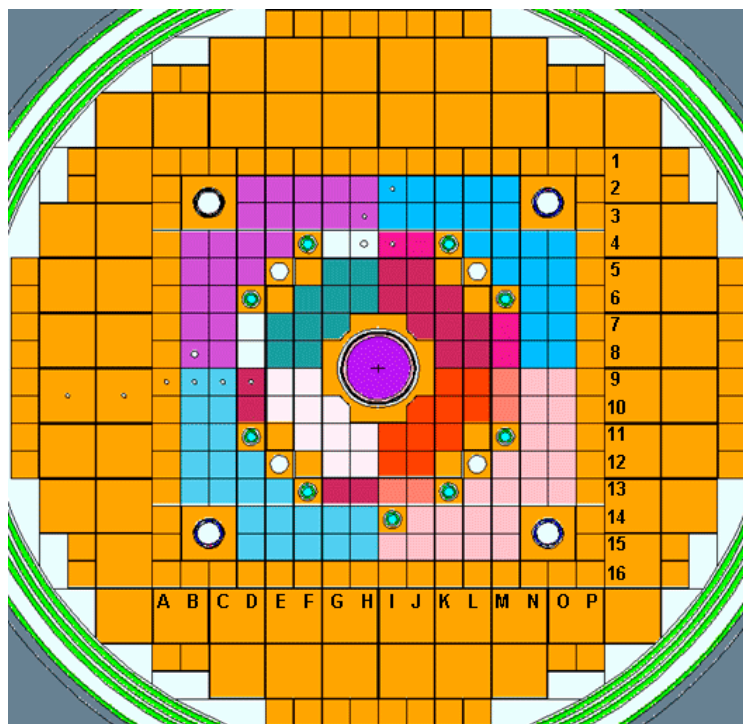


Рисунок 1. Модель ИГР, горизонтальный разрез на отметке z=50

В активной зоне имеются 13 каналов для регулирующих стержней. Три пусковых стержня (ПС1–ПС3), восемь компенсирующих стержней (КС1–КС8), стержень автоматического (АР) и ручного (РР) регулирования. В трех углах кладки расположены три уравнительных стержня (УС1–УС3). В четвертом углу кладки расположен боковой экспериментальный канал (БЭК). Имеются каналы для термопар, источника нейтронов и физических измерений.

Разработанная модель позволяет учесть перемещение органов регулирования в ходе пуска и неравномерность нагрева отдельных частей кладки. Возможно моделирование экспериментального устройства в ЦЭК.

ЗАВИСИМОСТЬ ТКР ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ АКТИВНОЙ ЗОНЫ И ПОЛОЖЕНИЯ СТЕРЖНЕЙ РЕГУЛИРОВАНИЯ

Для получения зависимости ТКР от температуры с помощью описанной выше модели рассчитывалась реактивность реактора при условии разогрева активной зоны до средней температуры 300, 400, 600, 800, 1000 и 1200 К. Кроме изменения температуры, при проведении расчетов задавалось различное положение стержней регулирования в активной зоне. Для оценки влияния экспериментального устройства на ТКР реактора выполнены расчеты в предположении наличия различных экспериментальных устройств в ЦЭК.

Анализ выполнялся с учетом предположения, что зависимость реактивности от температуры описывается степенной функцией пятого порядка:

$$\rho(T) = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5. \quad (1)$$

при этом коэффициенты $a_0 \dots a_5$ определялись при решении системы уравнений (2), каждое из которых записано для конкретного расчетного значения реактивности при конкретном заданном значении температуры активной зоны:

$$\begin{cases} a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5 = \rho(T = 300) \\ a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5 = \rho(T = 400) \\ a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5 = \rho(T = 600) \\ a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5 = \rho(T = 800) \\ a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5 = \rho(T = 1000) \\ a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5 = \rho(T = 1200) \end{cases} \quad (2)$$

В соответствии с определением температурного коэффициента реактивности [6]:

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT}. \quad (3)$$

После решения системы уравнений (2) значение ТКР может быть найдено в виде:

$$\alpha(T) = a_1 + 2 \cdot a_2T + 3 \cdot a_3T^2 + 4 \cdot a_4T^3 + 5 \cdot a_5T^4. \quad (4)$$

Строго говоря, данная зависимость применима только для интервала температуры, в диапазоне которой она рассчитана - от 300 до 1200 К, так как на границах диапазона функция имеет большую погрешность, чем внутри диапазона. Для получения функции за пределами рассчитанного диапазона необходимо выполнить соответствующие расчеты по уравнениям (2) и (4) для более высокой температуры активной зоны.

Анализ процессов, влияющих на динамические характеристики реактора ИГР, выполнен для нескольких вариантов состояния реактора, отличающихся температурой активной зоны, ее распределением по активной зоне, положением регулирующих стержней. Для этих вариантов, рассчитаны значения коэффициентов размножения и баланс поглощения и утечек нейтронов.

Проведены расчеты для следующих вариантов состояний стержней регулирования и температуры активной зоны реактора (таблица 1):

1. некоторая критическая конфигурация реактора при температуре 300К;
2. то же, что и в первом, но активная зона разогрета до температуры 1200К;
3. то же, что и во втором, но подобраны положения стержней КС для обеспечения небольшой надкритичности;
4. то же, что и в третьем, но учтена неравномерность распределения температуры.

В рассмотренных вариантах, кроме четвертого, при проведении расчетов принято, что активная зона реактора разогрета равномерно. В четвертом варианте рассматривается случай с неравномерным полем температуры [7].

На рисунке 2 представлены расчетные значения ТКР в зависимости от температуры активной зоны и

при различном положении стержней регулирования, а также для случаев, когда в ЦЭК находились различные экспериментальные устройства. Видно, что влияние температуры активной зоны и положения стержней на величину ТКР является более существенным по сравнению с влиянием экспериментальных устройств. На рисунке также отмечены точки вариантов I – IV.

По результатам расчетов для вариантов I, II и III проведено сравнение изменения доли поглощения и утечек нейтронов с целью оценки вклада поглощения в различных структурных материалах в баланс нейтронов и, в конечном итоге, оценки вклада процессов поглощения и утечек нейтронов в изменение реактивности реактора.

Изменения реактивности, определяемые изменением поглощения нейтронов, рассчитывались как разность между эффектами поглощения нейтронов при температурах 300 К и 1200 К. Эффект, вносимый в реактивность изменением поглощения-деления изотопом ^{235}U , рассчитывается как разность между долями делений при температуре 1200 К и 300 К, умноженная на долю вторичных нейтронов, равную 2,437. В таблице 2 приведены доли поглощения нейтронов в материалах активной зоны для описанных выше вариантов для случая, когда в ЦЭК отсутствуют экспериментальные устройства.

Таблица 1. Коэффициент размножения и реактивность реактора ИГР в зависимости от состояния активной зоны

	Пустой ЦЭК			
Вариант	I	II	III	IV
Температура	300	1200	1200	1200
keff	1,00707	0,87214	1,00491	0,99869
Реактивность	1,025	-21,402	0,713	-0,191
Положение КС, см	-7	-7	90	90
Положение ПС1, ПС2, см	133	133	133	133
Положение ПС3, см	53,4	53,4	53,4	53,4
Положение АР, РР, см	133	133	133	133
Положение УС 1, 2, 3	-7	-7	-7	-7

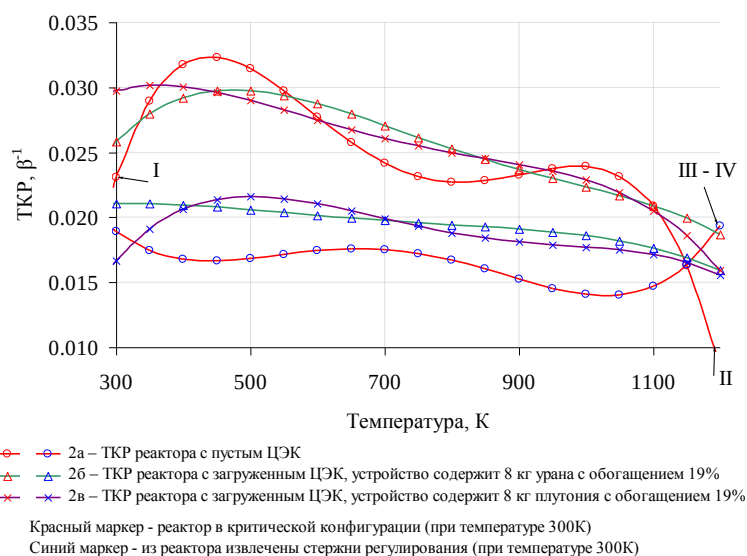


Рисунок 2. Зависимость ТКР от температуры для различных начальных композиций активной зоны

Таблица 2. Относительное поглощение нейтронов в активной зоне ИГР

Вариант	I	II	Эффект	III	Эффект
Коэффициент размножения	1,00707	0,87214		1,00491	
U235 поглощение	7,99%	7,41%	0,58%	8,52%	-0,53%
U235 деление	41,32%	35,79%	-13,48%	41,88%	1,36%
U238 поглощение	0,28%	0,29%	-0,01%	0,31%	-0,03%
Гадолиний	18,49%	21,23%	-2,74%	11,61%	6,88%
Графит в АЗ	3,25%	3,23%	0,02%	3,70%	-0,46%
Утечка из АЗ	21,40%	23,89%	-2,49%	24,97%	-3,57%
Утечка из реактора	16,45%	18,31%	-1,87%	18,90%	-2,45%

Сравнение результатов расчета для вариантов I и II показывает, что с ростом температуры доля нейтронов, вызывающих деление ^{235}U , уменьшается, и возрастает утечка нейтронов из активной зоны реактора, что обусловлено уменьшением макроскопического сечения поглощения нейтронов материалами активной зоны. Кроме того, возрастает доля поглощения нейтронов в гадолинии, то есть повышается эффективность стержней регулирования.

Для варианта III, когда из активной зоны извлечены компенсирующие стержни (КС), возрастает доля нейтронов, вызывающих деление, при этом извлечения стержней регулирования и, следовательно, снижение поглощения нейтронов в гадолинии, компенсировало утечки нейтронов из активной зоны реактора.

В работе [8] показано, что время диссипации выделившегося тепла в каком-либо графитовом блоке по активной зоне составляет несколько часов, в то время как распространение тепловой волны в пределах одного графитового блока размерами $10 \times 10 \times 13$ см происходит приблизительно за 15 секунд. Таким образом, характер изменения ТКР реактора в режиме короткого импульса или вспышки будет несколько отличаться от изменения ТКР в режиме относительно продолжительных импульсов и в режиме расхолаживания реактора. Результаты расчетов (таблица 2) показывают, что в варианте IV (с неравномерным нагревом активной зоны), реактивность меньше на $0,9 \beta$, чем в варианте III, с равномерным полем температуры.

Исходя из этого, можно вычислить среднюю ошибку расчета реактивности, которая формируется при допущении о равномерном разогреве активной зоны:

$$\Delta\rho = + \frac{0,9}{1200 - 300} = +0,001\beta / K \quad (5)$$

Таким образом, выполненные исследования показывают, что в процессе выбора и обоснования режимов работы реактора ИГР с большим интегральным энерговыделением в активной зоне, характеризующихся перемещением стержней системы регулирования, необходимо учитывать влияние температуры активной зоны и положения стержней системы регулирования на величину утечек нейтронов и, следовательно, на значение ТКР. Это означает, что во

всем диапазоне эксплуатационных характеристик реактора ИГР при выборе способов регулирования мощности реактора ИГР, необходимых для реализации заданных параметров в экспериментальных устройствах, нельзя пользоваться значениями характеристик реактора (ТКР, распределение энерговыделения), полученными для «холодного» реактора на физических уровнях мощности. Всякий раз необходимо использовать поправки, которые могут быть получены в результате расчетов, аналогичных показанным выше

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ НА ТКР

Как было показано выше, значение ТКР связано с положением и эффективностью стержней регулирования. Для выявления причины увеличения эффективности стержней регулирования при разогреве активной зоны реактора проведены расчеты нейтронного спектра в каналах органов регулирования, в активной зоне и в ЦЭК ИГР. Рассматривалось две возможные причины относительного увеличения поглощения нейтронов в гадолинии:

1. Смещение энергетического спектра нейтронов в область резонансного поглощения в гадолинии. Расширение резонансных областей поглощения гадолиния за счет роста температуры и одновременное смещение спектра нейтронов в область резонансов может привести к увеличению поглощения.

2. Охлаждение нейтронного газа в каналах органов регулирования ниже температуры нейтронного газа в активной зоне. Сечения поглощения нейтронов в тепловой области обратно пропорциональны скорости этих нейтронов. Поэтому более интенсивное поглощение нейтронов стержнями регулирования может быть в случае падения температуры нейтронного газа ниже температуры в активной зоне.

На рисунке 3 видно, что максимум спектра нейтронов при нагреве активной зоны заметно смещается в сторону более высокой энергии (результаты расчета для двух значений температуры активной зоны нормированы на один рожденный нейтрон, мощность реактора при этом составляет примерно 67 МэВ/с). Если считать что спектр нейтронов соответствует распределению Максвелла, тогда температуре нейтронного газа будет соответствовать наиболее вероятная энергия (6):

$$E_m = kT, \quad (6)$$

где $k = 8,617 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} / \text{К}$ – постоянная Больцмана.

Для значений наиболее вероятной энергии нейтронов, которая соответствует пикам спектральных распределений при температуре активной зоны 294 К и 1200 К (рисунок 3) температура нейтронного газа в активной зоне равна 700К и 2100К, соответственно.

Интегралы распределения нейтронов по энергиям, показанные на рисунке 3, физически являются концентрацией нейтронов. Обычно считается, что мощность реактора и количество (поток) нейтронов пропорциональны, такое приближение оправдано во многих случаях в физике реакторов. Соотношение значений концентраций нейтронов при одинаковой мощности показывает, что в реакторе ИГР их количество в активной зоне при температуре 1200К должно быть на 10% больше количества нейтронов при температуре 294К. Это означает, что с ростом температуры активной зоны поток нейтронов в реакторе будет расти немного быстрее, чем его мощность.

Этим, в частности, объясняется изменение соотношения токов ионизационных камер с мощностью энерговыделения в экспериментальных устройствах, которое должно учитываться при планировании экспериментов на реакторе ИГР со значительным разогревом активной зоны. Отсюда следует, что в упомянутых выше процедурах настройки систем реактора для проведения экспериментов необходимо учитывать изменения спектрального состава нейтронов.

Увеличение эффективности органов регулирования с ростом температуры активной зоны объясняется тем, что температура нейтронного газа в канале стержня системы регулирования ПС1, рассчитанная по спектрам нейтронов, показанных на рисунке 4, увеличивается в полтора раза (с 750 К до 1150 К), тогда как температура нейтронного газа в активной зоне реактора возрастает в три раза, как это было показано выше. Кроме этого увеличивается относительная концентрация нейтронов в области канала стержня системы регулирования.

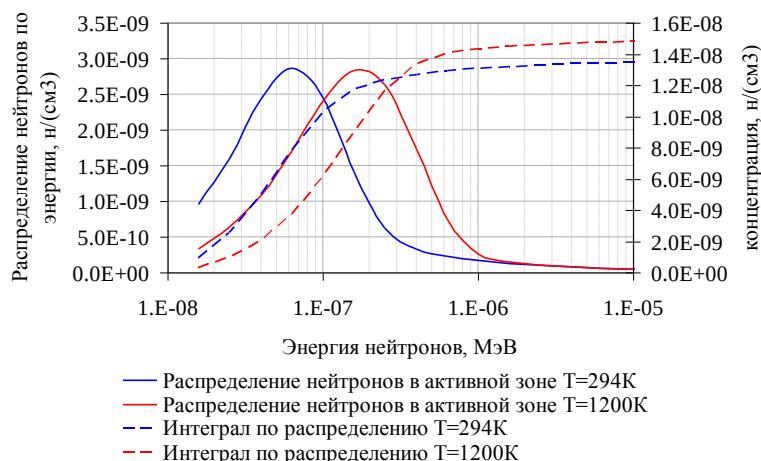


Рисунок 3. Спектр нейтронов в активной зоне ИГР при температуре 294 и 1200 К

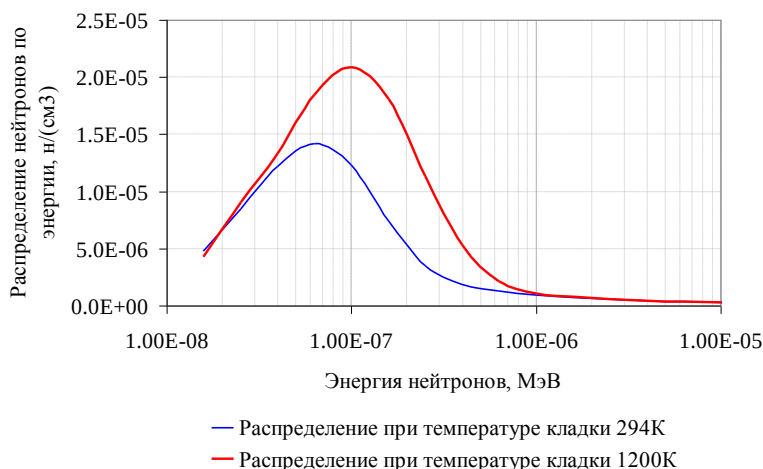


Рисунок 4. Спектр нейтронов в канале ПС1

Спектр нейтронов, рассчитанный в канале ПС1, совпадает со спектрами нейтронов рассчитанных в каналах стержней КС, АР, МР и ПС. В каналах стержней УС и в БЭК температура нейтронного газа с ростом температуры активной зоны не меняется. Наличие или отсутствие самого стержня регулирования влияет только на абсолютные значения параметров распределения нейтронов и не влияет на форму распределения.

На рисунке 5 показан спектр нейтронов в ЦЭК. Как видно, нейтронный газ в ЦЭК не нагревается

даже при разогретой активной зоне. Поэтому при наличии экспериментального устройства в ЦЭК следует ожидать увеличения вводимой отрицательной реактивности этим устройством с ростом температуры кладки реактора.

Таким образом, наличие в активной зоне холодных графитовых блоков приводит к значительной пространственной неравномерности температуры нейтронного газа, что также необходимо учитывать при проведении исследований зависимости ТКР реактора ИГР от энерговыделения в активной зоне.

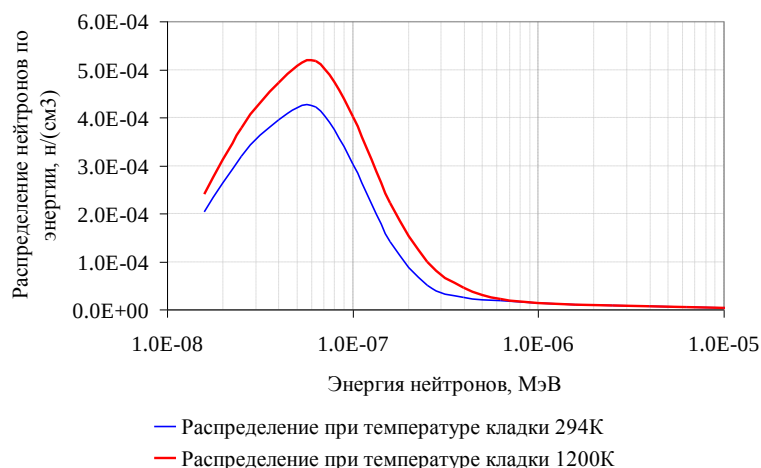


Рисунок 5. Спектр нейтронов в ЦЭК

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе установлено, что ТКР ИГР зависит от следующих факторов:

1. Утечка нейтронов из реактора. Утечка нейтронов обусловлена уменьшением макроскопического сечения деления и поглощения нейтронов в активной зоне вследствие смещения спектра нейтронов в область высоких энергий.

2. Изменение эффективности стержней регулирования. Эффективность стержней регулирования возрастает за счет различного смещения температуры нейтронного газа в каналах со стержнями регулирования и в активной зоне. Это связано с тем, что графитовые блоки, в которых устроены каналы стержней регулирования и соседние графитовые блоки, не содержащие топлива, не нагреваются в режиме коротких импульсов.

3. Наличие экспериментального устройства. В случае загрузки в ЦЭК какого-либо экспериментального устройства, отрицательный эффект, вносимый этим устройством в реактивность, будет расти с ростом температуры активной зоны, поскольку температура нейтронного газа в ЦЭК практически не изменяется с ростом температуры кладки.

4. Неравномерности нагрева активной зоны. Неравномерность нагрева активной зоны обусловлена неравномерным распределением мощности энерговыделения по ее объему и увеличивает значение отрицательного эффекта реактивности. Наличие в активной зоне холодных графитовых блоков приводит к значительной пространственной неравномерности температуры нейтронного газа, что также необходимо учитывать при проведении исследований зависимости ТКР реактора ИГР от энерговыделения в реакторе.

Таким образом, в процессе выбора и обоснования режимов работы реактора ИГР с большим интегральным энерговыделением в активной зоне, характеризующихся перемещением стержней системы регулирования, необходимо учитывать влияние температуры активной зоны и положение стержней системы регулирования на динамические характеристики реактора. Одними из возможных способов корректировки параметров настройки систем реактора является установление поправок к значениям показаний нейтронных детекторов, включенных в систему управления мощностью реактора, и внесение поправок к значениям эффективности стержней регулирования при различных температурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курчатov, И.В. Импульсный графитовый реактор ИГР / И.В. Курчатov, С.М. Фейнберг, Н.А. Доллежалъ // Атомная энергия. – Москва 1964. – Т. 17, № 6. – с. 463-474.
2. Горин, Н.В. Обзор результатов исследований импульсного реактора ИГР / Н.В. Горин [и др.] // Известия Челябинского научного центра. – 2004. – Вып. 1(22). – С.37-61.
3. Котов, В.М. Бенч-Марк модель реактора ИГР. / Котов В.М., Иркимбеков Р.А., Курпешева А.М. - Сборник тезисов 8-ой Международной конференции «Ядерная и радиационная физика», Алматы, 2011. – С.37.
4. Описание реактора ИГР: отчет «Deliverable 1.1 under Contract 0J-30461-0001A» / ДГП ИАЭ РГП НЯЦ РК; рук. А.Д. Вурим, А.А. Колодешников, В.А. Гайдайчук. – Курчатov, 2011. – 40 с.
5. Характеристики активной зоны реактора ИГР с высокообогащенным ураном: отчет «Deliverable 1.2 under Contract 0J-30461-0001A» / ДГП ИАЭ РГП НЯЦ РК; рук. А.А. Колодешников, А.Д. Вурим, В.А. Зуев – Курчатov, 2011. – 23 с.
6. Ганев, И.А. Физика и расчет реакторов / И.А. Ганев. – М.: Энергоатомиздат, 1981. – 368 с
7. Котов, В.М. Расчет характеристик ИГР / В.М. Котов, А.М. Курпешева, Р.А. Иркимбеков // Атомная энергия. – Москва, 2011. – Т.111, вып.2. – С. 116
8. Горин, Н.В. Расчетно-экспериментальное исследование температурного поля кладки ИГР / Н.В. Горин [и др.] // Атомная энергия, – Москва 2000, том 88, выпуск 4, с. 247 – 251

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРНОГО ИГР РЕАКТОР БЕЛСЕНДІ БЕЛДЕУІНІҢ ФИЗИКАЛЫҚ ЖАҒДАЙЫНАН РЕАКТИВТІЛІКТІҢ ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ КОЭФФИЦИЕНТ МАҒЫНАСЫНЫҢ ИӘУЕЛДІЛІГІН ЗЕРТТЕУ

Иркимбеков Р.А., Вурим А.Д.

ҚР ҰАО Атом энергиясы институты, Курчатov, Қазақстан

РТК мөлшеріне ИГР реакторының белсенді белдеу температурасын және тәжірибелік қондырғының бары реттеу стерженьдердің әсері қарастырылды. Белсенді белдеуді қыздыру нейтрондар спектрына әсер білдіреді, сонымен қатар нейтрондар спектрінің санды өзгеруі белсенді белдеуде, ОЭК және реттеу стерженьдер каналдарында болатыны көрсетілді.

Алынған нәтижелер ИГР реакторында және оны пайдалану үдерісінде ішкі реакторлық тәжірибелерді дайындау және жүргізу мәселелерін шешуде пайдалануы мүмкін.

RESEACH ON DEPENDENCE OF REACTIVITY TEMPERATURE COEFFICIENT VALUES ON PHYSICAL STATE OF IGR REACTOR ACTIVE ZONE

R.A. Irkimbekov, A.D. Vurim

Institute of Atomic Energy NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The effects of control rod location, presence of experimental device and reactor active zone temperature on feedback value have been studied. It was shown that heating of the core has effect on the neutron spectrum, and a quantitative change in the neutron spectrum is different in the active zone, in CEC and in the channels of the control rods.

The obtained results can be used for preparation and conduction of in-pile experiments at the IGR reactor during its operation.

УДК 621.039.9

ИСТОРИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЗАКОНОДАТЕЛЬНО-ПРАВОВОЙ БАЗЫ ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОГО НЕРАСПРОСТРАНЕНИЯ

Бекбулатова Д.Б.

Институт геофизических исследований НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан

В статье рассматриваются исторические предпосылки распространения ядерного оружия. Анализируются основные международные правовые документы, направленные на создание и укрепление режима ядерного нераспространения.

Проблема ядерного оружия вызывает беспокойство мировой общественности с момента, когда было произведено первое ядерное испытание. На протяжении более чем 60 лет международное сообщество с разной степенью успеха пытается решить проблемы, связанные с распространением ядерного оружия. Данный вопрос постоянно поднимается на международных встречах высшего уровня, являясь одной из важных составляющих как внутренней, так и внешней политики многих государств. В этой связи интересно проследить эволюцию развития проблемы ядерного оружия и ядерного нераспространения, а также провести анализ основных международных законодательно-правовых документов, призванных решать данный вопрос на юридической основе. Основательное и объективное понимание истории создания, нераспространения и разоружения может помочь выявить и наметить перспективы дальнейшего укрепления режима ядерного нераспространения, конечной целью которого является мир без ядерного оружия.

Исторически сложилось так, что первыми обладателями ядерного оружия стали США. 16 июля 1945 г. было произведено первое испытание американской атомной (плутониевой) бомбы в районе Аломогордо (штат Нью-Мексико) [1]. Боевое применение первых же атомных бомб против Японии заставило СССР ускорить работы по созданию собственного ядерного оружия. В 1949 г. на Семипалатинском ядерном полигоне был успешно осуществлен взрыв первой советской атомной бомбы. Таким образом, первыми обладателями ядерного оружия стали идеологические враги – США и СССР.

Ядерное оружие было привлекательно в связи с его разрушительным характером, способностью уничтожать не только людей, но и объекты, материальные ценности, а также крайне тяжелым долгосрочным воздействием на окружающую среду. Новое оружие не признавало линий фронта, а для его побочного продукта – радиации – не существовало национально-государственных границ. Очевидные преимущества обладания столь мощным оружием способствовали тому, что все развитые страны мира стремились к его приобретению. Так, в 1952 г. свой первый ядерный взрыв произвела Англия, а в 1960 г. – Франция.

В условиях биполярного мира две сверхдержавы – СССР и США, безусловно стремились к тому, чтобы их идеологические сторонники также стали если и не обладателями ядерного оружия, то по крайней мере имели возможность его создания. Так, в 1950-1960-е гг. СССР заключил двусторонние соглашения и протоколы о сотрудничестве с 26 странами (Польша, Чехословакия, ГДР, Болгария, Венгрия, Румыния, Югославия, Куба, Египет, Ирак, Индия, Китай, КНДР и др.). Соглашения предусматривали «проектирование и изготовление силами Советского Союза опытных реакторов и ускорителей элементарных частиц, помощь в монтаже, наладке и пуске этих научно-экспериментальных установок. Объектом ряда соглашений, кроме того, является разведка сырьевых ресурсов, изучение экономических аспектов мирного использования атомной энергии» [2]. К середине 1960-х гг. США имели 36 соглашений в области мирного использования атомной энергии с отдельными странами. Таким образом, соперничество двух сверхдержав привело к тому, что мир на долгие годы оказался ввергнутым в опасную гонку ядерных вооружений. Именно в этот период (1960-1970-е гг.) «были реализованы наиболее масштабные военные ядерные программы Израиля, Индии, ЮАР и, несколько позже, Пакистана. Развернулись углубленные исследования в Аргентине, Бразилии, Иране, Ираке и КНДР» [3]. Развивая атомную энергетику, целый ряд стран разрабатывал программы по производству ядерного оружия. В результате мир оказался на пороге широкомасштабного распространения ядерного оружия с далеко идущими последствиями для международной безопасности.

После Карибского кризиса 1962 г. стало очевидно, что бесконтрольное производство и дальнейшее распространение ядерных технологий может привести к непредсказуемым последствиям. 16 октября 1964 г. было произведено успешное испытание первой атомной бомбы КНР на основе высокообогащенного урана, что только еще раз подтвердило обеспокоенность стран по поводу дальнейшего распространения ядерного оружия. Таким образом, к началу 1965 г. в мире образовалось уже пять ядерных держав: СССР, США, Великобритания, Франция, Китай, которые вместе с тем являлись постоянными членами Совета Безопасности ООН, которые

согласно статье 24 Устава ООН несут главную ответственность за поддержание международного мира и безопасности.

Несмотря на все преимущества обладания ядерным оружием, опасность, таящаяся в ядерном распространении, стала для большинства государств очевидной и в мире начал формироваться широкий консенсус в пользу принятия коллективных мер по предотвращению дальнейшего расползания ядерного оружия. Многие страны были готовы отказаться от ядерного оружия при условии, если соседние государства возьмут на себя такие же обязательства.

Справедливости ради следует отметить, что попытки контролировать, ограничивать и запрещать ядерные испытания предпринимались практически сразу после проведения первого ядерного испытания (с 1946 по 1963 гг. около 11 различных документов (конвенции, договоры, проекты, планы) были посвящены решению проблемы ядерного оружия в мире). На протяжении нескольких лет со стороны США и СССР поступали предложения в ООН о запрещении и уничтожении атомного оружия, однако, ни советские, ни американские предложения реалистичностью не отличались. Достичь чего-то существенного в данном вопросе оказалось возможным лишь к осени 1966 г., когда начались переговоры по договору о нераспространении ядерного оружия. Как ни парадоксально, но именно ситуация противостояния и одновременно сотрудничества двух сверхдержав, которые могли в той или иной степени контролировать поведение многих государств мира, способствовала успешному принятию первого документа по ядерному нераспространению – Договору о нераспространении ядерного оружия (ДНЯО), который был открыт для подписания в 1967 г., а в 1995 г. был продлен на неопределенный срок. На сегодняшний день участниками ДНЯО являются более 170 государств.

ДНЯО заложил фундамент международных отношений по ядерному вопросу на долгие годы вперед, а также явился основой режима ядерного нераспространения. Основными положениями ДНЯО являются обязательства о непередаче и непринятии ядерного оружия от кого бы то ни было. Следует отметить, что данная договоренность, в которой содержатся основные обязательства ядерных и неядерных государств по вопросу нераспространения, можно назвать исторической. Несмотря на прошедшие годы, эта договоренность до сих пор отвечает основным интересам безопасности многих стран. Она заложила фундамент на многие годы для устойчивого сотрудничества между странами в этой области. Договор предусматривает и меры контроля, чтобы не допустить переключения ядерной энергии с мирного применения на ядерное оружие. Помимо этого, предусматривается дальнейшее производство и использование ядерной энергии в мирных целях, а также обмен оборудованием, материалами, научной

и технической информацией об использовании ядерной энергии.

Однако, несмотря на достаточно детальную проработку Договора (достижение консенсуса по одной статье могло затягиваться до полугода), первый прецедент возник уже в 1974 г., когда свое первое ядерное испытание провела Индия. Принять ее в качестве ядерного государства оказалось невозможным, так как ядерные державы официально обладающие ядерным оружием в Договоре уже были определены, а в качестве неядерного – политически неприемлемо. Таким образом, разделение государств на официальные ядерные и неофициальные (которые стали обладателями ядерного оружия после 1968 г.) затрудняет контроль за ядерной деятельностью и применение каких-либо санкций последним. Вероятно, по этой же причине участниками Договора, помимо Индии, не являются Израиль и Пакистан.

Более того, как показал исторический опыт, оставаясь в рамках Договора, любое государство может создать практически полностью потенциал производства ядерного оружия, в чем можно убедиться на примере Северной Кореи. Воспользовавшись в качестве члена ДНЯО плодами международного сотрудничества в области мирной ядерной энергетики и науки (согласно ст. IV), а затем, открыто выйдя из Договора с положенным уведомлением за три месяца (ст. X), Северная Корея создала свое ядерное оружие и продемонстрировала его миру в 2006 г. и в 2009 г. [4].

Одним из обязательных условий Договора со стороны неядерных государств явилась статья VI, согласно которой ядерные государства взяли на себя обязательства по ядерному разоружению [4]. Спустя 40 лет можно констатировать, что в данном направлении мало что было сделано. Более того, отсутствие в Договоре запрета на совершенствование ядерных технологий и проведение ядерных взрывов ставило в неравные условия участников Договора. Не рассматривается в ДНЯО и проблема гарантий безопасности неядерных государств.

Однако, несмотря на все изъяны ДНЯО, следует помнить о том, что в условиях «холодной войны» данный Договор сыграл большую историческую роль. Это был первый реалистичный шаг мирового сообщества и, прежде всего, ядерных государств по вопросу нераспространения ядерного оружия. Несмотря на то, что ДНЯО был составлен в интересах ядерных государств, которые, оставаясь в рамках Договора, могли продолжать испытания и совершенствование ядерного оружия, тем не менее, основная цель Договора была достигнута – распространение ядерного оружия по миру было остановлено.

Неотъемлемой частью режима ядерного нераспространения является запрещение ядерных испытаний.

Первым Договором, направленным на запрещение ядерных испытаний, явился Московский Договор 1963 г. запрещающий ядерные испытания в атмосфе-

ре, космосе и под водой. Договор был подписан СССР, Великобританией и США [5]. Китай и Франция не присоединились к данному Договору и продолжали проводить испытания в атмосфере: Франция до 1974 г., а Китай до 1980 г. Изначально Договор предусматривал запрещение ядерных испытаний и под землей. Однако, ядерные державы не смогли прийти к общему консенсусу по данному пункту. Как показали последующие годы, именно подземные ядерные взрывы позволили ядерным державам совершенствовать ядерное оружие. Несмотря на то, что запрет подземных ядерных испытаний Договором не предусматривался, Московский договор явился важным шагом в вопросе дальнейшего ограничения гонки ядерных вооружений. Со временем, помимо СССР, США и Великобритании к договору присоединились Индия, Пакистан, Израиль еще 120 неядерных государств. Следует отметить, что данный договор соблюдался всеми странами-участниками без каких-либо существенных нарушений, что позволило в будущем продолжать работу по вопросу о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний.

Следующим шагом на пути ядерного разоружения стал Договор об ограничении мощности подземных взрывов, который был подписан между США и СССР в 1974 г. Разрешались взрывы мощностью не более 150 кт [6]. Две ядерные державы достаточно быстро договорились о пороговом значении ядерных взрывов во-многом и потому, что «к началу 1970-х гг. и США, и Советский Союз в основном отработали наиболее мощные ядерные боеголовки, в том числе для межконтинентальных баллистических ракет и баллистических ракет подводных лодок с разделяющимися головными частями индивидуального наведения (МБР и БРПЛ с РГЧ ИН), и необходимость в испытаниях чрезмерно мощных ядерных взрывных устройств практически отпала» [6].

В 1976 г. был заключен Договор о ядерных взрывах в мирных целях. В частности, взрывы могли производиться в таких целях как увеличение добычи нефти, строительство дамб, сейсмозондирование и т.д., однако их мощность не должна была превышать 150 кт.

Несмотря на то, что данные договоры вступили в силу лишь в 1990 г., в них содержалась очень проработанная и серьезная система контроля ядерных взрывов, некоторые составляющие которой были использованы при составлении ДВЗЯИ.

Распад Советского Союза и, как следствие, исчезновение биполярности привело к тому, что вопрос по ядерному фактору столкнулся с новой проблемой. Перестала существовать сверхдержава, которая в свое время имела возможность влиять на развитие событий по данному вопросу. Более широкое развитие получили ранее существовавшие конфликты между государствами, а также стали появляться новые. В этих условиях наличие ядерного оружия у того или иного государства приобрело новый статус - оно стало выполнять роль гаранта ненападения и обеспечения национальной безопасности. При новом устройстве мира снова появилась угроза того, что страны, не обладающие ядерным оружием, начнут стремиться к его приобретению, тем более, что пятёрка ядерных стран продолжала производить подземные ядерные испытания. Таким образом, возникла острая необходимость в принятии новых мер, направленных на дальнейшее укрепление режима ядерного нераспространения и безопасности.

В результате, 1994 г. были начаты многосторонние переговоры о всеобъемлющем запрещении испытаний ядерного оружия. По решению Генеральной Ассамблеи ООН в 1996 г. был открыт для подписания Договор о Всеобъемлющем Запрещении Ядерных Испытаний (ДВЗЯИ). Данный Договор явился расширенным вариантом Московского договора 1963 г. Отличительной чертой ДВЗЯИ является запрет испытаний во всех средах. Таким образом, запрет носит всеобъемлющий характер [7]. Неядерные государства надеялись, что вступление данного Договора в силу будет способствовать существенно ограничению или полному запрету на модернизацию ядерного оружия.

Ко времени подписания ДВЗЯИ ядерные страны провели 2049 ядерных испытаний. Распределение государств по количеству произведённых взрывов показано на рисунке 1.

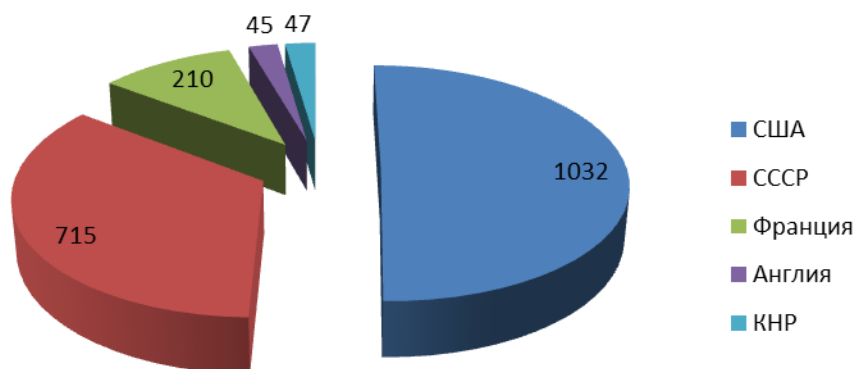


Рисунок 1. Количество ядерных испытаний, проведенных ядерными державами с 1945 г. по 1997 г.

ДВЗЯИ имеет бессрочный характер. Одной из особенностей ДВЗЯИ и его отличий от ДНЯО является перечень из 44 государств, наиболее развитых в ядерном отношении, без присоединения которых он не вступит в силу. Иначе, возникал риск того, что некоторые страны смогут создавать и совершенствовать оружие, в то время как участники Договора лишат себя этой возможности. С этой точки зрения ДВЗЯИ отличается от ДНЯО, в котором такое условие не предусматривалось.

По прошествии пятнадцати лет после открытия Договора для подписания, можно отметить, что было сделано очень многое. Была создана специальная организация – ОДВЗЯИ со штаб-квартирой в Вене. Ключевой составной частью ДВЗЯИ является система мер контроля, состоящая из четырех элементов: международной системы мониторинга (МСМ), международного центра данных (МЦД), инспекции на месте и укрепление мер доверия.

Мониторинг будет осуществляться с помощью 337 объектов, расположенных по всему миру, включая 170 сейсмических, 11 гидроакустических, 60 инфразвуковых и 80 радионуклидных станций наблюдения. Для равномерного распределения станций мониторинга, было принято решение установить их в 89 странах мира. Станции наблюдения должны передавать данные мониторинга международному центру данных (МЦД), в котором осуществляется анализ и обработка информации. Эти данные полностью доступны всем участникам Договора. В случае возникновения разногласий в оценке того или иного события возможно проведение инспекции на месте.

Казахстан ратифицировал ДВЗЯИ в 2002 г. и постоянно выступает за его скорейшее вступление в силу. В Казахстане имеется 5 станций наблюдения: 4 сейсмических и 1 инфразвуковая, расположенные в восточной, западной и северной части страны.

Однако, ДВЗЯИ не вступил в силу до сих пор ввиду того, что восемь стран входящих в список 44 государств (Китай, Индия, Пакистан, Иран, Египет, Израиль, Северная Корея, США) до сих пор не подписали, или подписали, но не ратифицировали ДВЗЯИ. Следует отметить, что до последнего времени в данный список входила и Индонезия. 6 декабря 2011 г. парламент Индонезии ратифицировал ДВЗЯИ.

Причины, по которым восемь оставшихся государств затягивают с подписанием и ратификацией ДВЗЯИ можно, в целом, свести к двум: региональные конфликты и недостаточно надежная система контроля. Так, Индия ожидает, когда ДВЗЯИ будет ратифицирован Китаем с которым имеются давние разногласия по территориальному вопросу; ввиду сложных региональных политических отношений Пакистан не присоединится к ДВЗЯИ, пока Индия не станет участником Договора; Египет обеспокоен наличием ядерного оружия у Израиля, а Израиль, в свою очередь, волнует ядерные программы Ирана

(безусловно, наличие ядерного оружия у одной из этих стран существенно нарушило бы баланс сил на Ближнем Востоке). Китай и Северная Корея, вероятно, ожидают, когда ДВЗЯИ будет ратифицирован США, в то время как сенат США отказался ратифицировать Договор мотивируя это «несовершенством мер контроля, которые, по мнению многих сенаторов, не позволили бы США надежно удостовериться, что другие страны не проводят испытаний» [8].

Договор о Всеобъемлющем Запрещении Ядерных Испытаний еще не вступил в силу, но его анализ показал, что он уже имеет ряд недостатков.

Если рассматривать ДВЗЯИ как неотъемлемую часть режима ядерного нераспространения, которой она по существу и призвана быть, то остается непонятным, почему ДВЗЯИ, опираясь на опыт ДНЯО и прецедент с Северной Кореей, не содержит конкретных рекомендаций в случае его нарушения участником Договора, а также содержит почти идентичную статью о выходе из Договора с единственным отличием, что уведомление предоставляется не за три месяца, как в ДНЯО, а за шесть. Несмотря на то, что Договор является всеобъемлющим, т.е. запрещающим любые ядерные взрывы, тем не менее статья VIII предусматривает, что через десять лет после вступления Договора в силу конференция его участников может разрешить проведение подземных мирных ядерных взрывов, но только «консенсусом» [7]. Однако, как известно, мирные ядерные взрывы (МЯВ) ничем не отличаются от военных, и именно данный факт вызывал острые разногласия по согласованию мер контроля, например при обсуждении Договора об ограничении ядерных взрывов в середине 1970-х гг. Более того, мирные ядерные взрывы контролировать сложнее, так как они могут проводиться в любом месте, в отличие от военных, которые проводятся только на полигонах. Следовательно, любое ядерное государство, будет иметь формальный повод для дальнейшей разработки ядерных технологий, что может перечеркнуть все усилия мирового сообщества, достигнутые за последние сорок лет в области ядерного разоружения и нераспространения. Также согласно ДВЗЯИ участники Договора имеют право проводить неядерно-взрывные эксперименты, что ставит в неравные условия участников Договора.

Тем не менее, несмотря на слабые стороны ДВЗЯИ, без этого Договора международные нормы относительно запрещения ядерных испытаний со временем могут перестать действовать. Несмотря на то, что некоторые ядерные страны до сих пор не ратифицировали ДВЗЯИ, тем не менее, они соблюдают мораторий на ядерные испытания. Однако, ратификация ДВЗЯИ является крайне необходимой для поддержания и усиления режима нераспространения. Пока ДВЗЯИ не вступил в силу, но созданная по Договору система контроля эффективно помогает реализовывать такие гражданские цели, как пре-

дупреждение о цунами, оценка сейсмической опасности и др.

В 1998 г., спустя два года после того, как ДВЗЯИ был открыт для подписания, Индия и Пакистан бросили новый вызов миру, произведя серию ядерных взрывов, что только усилило и без того сложный процесс ядерного разоружения. Ядерные испытания продемонстрировали не только наличие ядерных боеприпасов. За ними стояло стремление подчеркнуть самостоятельность государства во внешней политике в условиях глобальной монополярности и показать мировому сообществу, что военная сила сохраняет роль инструмента внешней политики, а значит, и потребность в ядерном оружии будет сохраняться на высоком уровне. Более того, не являясь участником ни ДНЯО, ни ДВЗЯИ, с формальной точки зрения Индия не нарушила ни одного международного соглашения. А ожидать, что применение каких-либо ограничений к столь крупному участнику системы международных отношений и экономического взаимодействия может дать какой-либо положительный результат, не представляется возможным. Но Индия, тем не менее, ввела односторонний мораторий на проведение ядерных испытаний, который соблюдается до сих пор. Таким образом, несмотря на то, что ДВЗЯИ до сих пор не вступил в силу, данный Договор явился важным шагом на пути к безъядерному миру, так как ядерные державы, включая Индию и Пакистан, воздерживаются от проведения ядерных

испытаний на протяжении пятнадцати лет. Исключение пока составляет только Северная Корея.

Ядерный фактор на всем протяжении своего развития постоянно ставит миру новые задачи. Ядерное оружие, создававшееся для ведения войны и устрашения, сегодня воспринимается скорее в качестве рычага политического давления. Тем не менее, несмотря на всю сложность вопроса, со всей очевидностью можно сказать, что на данный момент многое уже сделано на пути к безъядерному миру. На протяжении пятнадцати лет ядерными державами соблюдается запрет на ядерные испытания, постепенно сокращается ядерный арсенал ведущих ядерных держав, довольно успешно функционирует режим ядерного нераспространения. Но многое еще предстоит: усовершенствовать Договоры, в которых в результате исторического развития были выявлены некоторые изъяны; всеми силами способствовать ликвидации ядерного оружия; усовершенствовать меры контроля по применению знаний о ядерных технологиях, во избежание возобновления производства ядерного оружия; создать новый формат отношений, при котором обладание ядерным оружием никоим образом не влияло бы на принятие политических решений. Таким образом, формулирование реалистических новых инициатив и, прежде всего, политическая воля государств в области ядерного разоружения и безопасности должны явиться эффективным методом на пути к безъядерному миру.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ядерное оружие и национальная безопасность / Отв. ред. В. Н. Михайлов. – Саранск : Красный октябрь, 2008. – 214 с.
2. Тимербаев, Р. М. Мирный атом на международной арене / Р. М. Тимербаев. – М. : Международные отношения, 1969. – 176 с.
3. Ядерное нераспространение / Отв. ред. В. А. Орлов. – Москва : ПИР-Центр, 2002. – 528 с.
4. Договор о нераспространении ядерного оружия [Электронный ресурс] / Официальный сайт Организации Объединенных Наций. – Режим доступа: www.un.org/ru/documents/decl_conv/conventions/npt.shtml
5. Московский договор 1963 г. [Электронный ресурс] / Официальный сайт Организации Объединенных Наций. – Режим доступа: <http://www.un.org/ru/events/againstnucleartestsday/docs.shtml>
6. Тимербаев, Р. М. О пороговых договорах по ограничению ядерных взрывов 1974 – 1976 гг. / Р. М. Тимербаев // Индекс безопасности. – 2008. – Т. 14, №1. – С. 125.
7. Договор о Всеобъемлющем Запрещении Ядерных Испытаний [Электронный ресурс] / Официальный сайт Организации Договора о Всеобъемлющем Запрещении Ядерных Испытаний. – Режим доступа: www.ctbto.org/the-treaty/treaty-text/?Fsize=sfwdkwhky71
8. Detect and Deter: Can countries verify the Nuclear Test Ban? / S. Mykkeltveit [et al]. – New York: Springer, 2006. – 271 p.

ЯДРОЛЫҚ ҚАРУДЫ ТАРАТПАУ ЖӨНІНДЕГІ ҚҰҚЫҚТЫҚ-ЗАҢНАМАНЫҢ ТАРИХИ АСПЕКТІСІ

Бекбулатова Д.Б.

ҚР ҰЯО Геофизикалық зерттеулер институты, Курчатов, Қазақстан

Бұл мақалада ядролық қарудың таралуының тарихи себептері қарастырылған. Ядролық қаруды таратпау режимін жасауға және нығайтуға бағытталған негізгі халықаралық құқықтық құжаттарға талдау жүргізілген.

HISTORICAL ASPECTS OF LEGAL BASE IN NON-PROLIFERATION ISSUES

D.B. Bekbulatova

Institute of Geophysical Researches NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

The current paper considers historical prerequisites of nuclear weapon proliferation. The basic international legal documents are analyzed for the purpose of non-proliferation regime creation and strengthening.

УДК 621.039

РАДИАЦИОННЫЕ РИСКИ В СВЯЗИ С ОБЪЕКТАМИ ЛИРА И ПУТИ ИХ СНИЖЕНИЯ

Артемова В.А., Калаханова А.С., Сейтимов Н.К.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

Приведена оценка радиационных рисков в связи с газовой опасностью на объектах «ЛИРА». Проведен анализ радиоэкологической напряженности для двух сценариев: при аварии на объекте с выбросом сырого газа в атмосферу и при проведении отжига газа на горизонтальной факельной установке. Качественная и количественная характеристики выбросов и максимальных значений приземных концентраций в атмосферном воздухе вредных веществ определены типом и параметрами факельной установки и составом сжигаемой смеси. Для получения значений риска были рассчитаны количественные показатели радиационного ущерба и их оценка на основании фактора безопасности.

ВВЕДЕНИЕ

Объекты «ЛИРА» представляют собой подземные полости ТК-1 - ТК-6, созданные в 1983-84 г.г. с применением энергии ядерных взрывов на глубине 800-900 м, с целью формирования резервных емкостей в технологической схеме перекачки газового конденсата на газоперерабатывающий завод. Объекты расположены на территории Бурлинского района Западно-Казахстанской области, в непосредственной близости от них находятся 9 населенных пунктов и районный центр - г. Аксай.

С 1995 года объекты «ЛИРА» не эксплуатируются. Во избежание сжатия и обрушения кровли скважин в подземных полостях поддерживается давление порядка 20-50 кгс/см² путем закачки сырого газа с нефтегазового комплекса. С 2002 года в результате прекращения подачи газа мероприятия по ремонту технологического оборудования скважин не проводятся. В настоящее время установлено, что внутренняя поверхность всего технологического оборудования подвержена коррозионному износу и возникает потенциальная угроза разрыва трубопроводов или задвижек и выброса сырого газа в окружающую среду. Радиационную опасность для загрязнения окружающей среды при аварийной ситуации представляет радиоактивный компонент в составе газа – тритий, находящийся в полостях в результате ядерного взрыва.

Возможным решением по предотвращению аварийной ситуации является сброс чрезмерного давления из полостей. В производственной практике в качестве основной меры по снижению газовой опасности принимается отжиг сырого газа. Операция проводится поэтапно, на горизонтальной факельной установке, в специально оборудованном амбаре при постоянном экологическом и радиационном мониторинге.

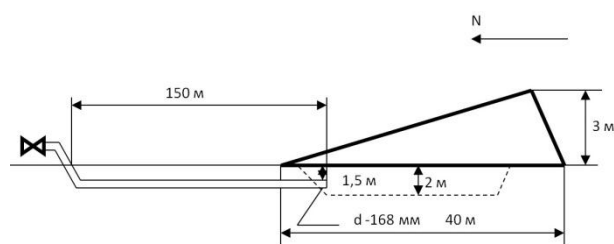
В работе приведена оценка радиационных рисков в связи с газовой опасностью на объектах ЛИРА. Проведен анализ радиоэкологической напряженности для двух сценариев: при проведении отжига газа на горизонтальной факельной установке и при аварии на объекте с выбросом сырого газа в атмосферу. Для получения значений риска были рассчитаны количественные показатели радиационного ущерба и их оценка на основании фактора безопасности.

венные показатели радиационного ущерба и их оценка на основании фактора безопасности.

ТЕХНОЛОГИЯ (ПРОЦЕДУРА) СЖИГАНИЯ ГАЗА

Отжиг газа из полостей сжиганием проводится в соответствии с Рабочим проектом на отжиг газа, технической процедурой отжига и действующим на КНГКМ, документом системы управления ОТ, ТБ и ООС «Процедура проведения отжига углеводородного сырья на скважинах и трубопроводах на месторождении Карачаганак».

Отжиг газа будет производиться в специально оборудованном амбаре (рисунок 1), расположенном в 150 м от устья технологической скважины.



а – Схема амбара и отводной линии от амбарной задвижки



б – Амбар с горизонтальной факельной установкой

Рисунок 1. Амбар для отжига газа

Проведение работ по отжигу газа из подземных полостей осуществляется при наличии Разрешения МООС РК на эмиссии загрязняющих веществ в окружающую среду. Работы проводятся поочередно из каждой подземной полости. Отжиг газа производится, исходя из погодных условий и метеопараметров

(скорость ветра, осадки, температура воздуха), а также с учетом проведения работ на близлежащих объектах.

ОЦЕНКА ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ОТЖИГА ГАЗА

Работы проводятся на локальных территориях объекта ЛИРА, характеризуются отсутствием сбросов и не затрагивают недра и подземные воды, следовательно, воздействия на недра, подземные и наземные водные системы нет. Воздействия на растительность, почвы и фауну за пределами территории объекта ЛИРА также не будет. В пределах участков работ на ограниченной территории, прилегающей к скважинам (амбары) не произойдет полного уничтожения растительности (травяного покрова), т.к. амбары являются технологическими объектами с отсутствием травяного покрова. Вырубки деревьев и кустарников не предполагается. Таким образом, реальное воздействие на окружающую среду рассматриваемой деятельности будет выражено воздействием на атмосферу (выбросы вредных веществ).

Состав выбросов вредных веществ, образующихся при отжиге газа из подземных полостей объекта ЛИРА следующий: азота диоксид; сажа; сера диоксид (образуется за счет сжигания серосодержащего газа); сероводород; углерод оксид; метан; метантиол (метилмеркаптан); тритий. Для оценок мощности выбросов, оксида углерода, оксидов азота (в пересчете на диоксид азота), а также сажи в случае невыполнения условия беспламенного сжигания используются опытные значения удельных выбросов на единицу массы сжигаемого газа.

Моделирование рассеивания загрязнителей в атмосферном воздухе при отжиге углеводородов при заданных расчетных метеопараметрах и условиях неединовременности работы источников наглядно показывает отсутствие загрязнения по всем ингредиентам. Максимальная концентрация не превышает 0,5 ПДК для производственной зоны. В расчетных точках, на расстоянии 3, 5 км концентрация веществ в приземном слое не превышает 0,01 ПДК для рабочей зоны по всем загрязнителям и группам суммации.

Оценка допустимости значений выбросов трития при проведении операций по сбросу давления в скважинах выполнена на основании результатов исследований газа, отобранного из подземных полостей и расчета фактора безопасности. Фактор безопасности – мера приближения соотношения безопасности к своему верхнему пределу, равному единице, характеризующая благополучие населения и окружающей среды с точки зрения радиационного воздействия выбросов.

$$\eta_{\text{трита}} = C_{\text{трита}} / \text{ДОА}_{\text{трита}}$$

где: $\eta_{\text{трита}}$ – фактор безопасности; $C_{\text{трита}}$ – расчетная среднегодовая объемная активность трития в воздухе ($\text{Бк}/\text{м}^3$); $\text{ДОА}_{\text{трита}}$ – допустимая объемная актив-

ность трития, учитывающая факторы, формирующие дозу облучения населения ($\text{Бк}/\text{м}^3$).

Фактические значения ($C_{\text{трита}}$) приземных концентраций (объемных активностей) трития при проведении операций по сбросу давления в скважинах получено в результате расчета рассеивания трития. Допустимая объемная активность трития, учитывающая факторы, формирующие дозу облучения населения рассчитана по соотношению $1/\text{ДОА} = \sum 1/\text{ДОА}_i$, которое учитывает вклад за счет ингаляции и потребления продуктов питания. Согласно расчетам ДОА_i равен $670 \text{ Бк}/\text{м}^3$. Результаты расчета фактора безопасности сведены в таблицу 1.

Таблица 1. Результаты расчета объемных активностей трития и фактора безопасности при проведении отжига газа

Технологическая скважина	$C_{\text{трита}}, \text{Бк}/\text{м}^3$	$\eta_{\text{трита}}$
ТК-1	12,2	0,018
ТК-2	10,6	0,016
ТК-3	21,7	0,032
ТК-4	10,0	0,015

Из проведенных расчетов следует, что во всех случаях фактор безопасности меньше единицы, а концентрации трития в выбросах при проведении отжига значительно ниже допустимой объемной активности во вдыхаемом воздухе для населения и не превышают установленных санитарными правилами пределов, вне зависимости от продолжительности проведения отжига при выбранных условиях сжигания. Расчетами показано, что критическая точка, где реализуется расчетное максимальное значение фактора безопасности, располагается в радиусе до 30 метров от источников выбросов.

Однако согласно принципу оптимизации защиты, необходимо поддержание индивидуальных доз облучения и числа облучаемых лиц на возможно низком и достижимом уровне с учетом экономических и социальных факторов. Вследствие чего, отжиг газа рекомендуется проводить поэтапно.

ОЦЕНКА ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЯХ

Аварийный выброс газа из полостей объекта ЛИРА в атмосферу рассчитан в случае разрыва устья скважины. В течение аварийной ситуации на объекте ЛИРА продолжительностью 24 часа прогнозируется повышение объемной активности трития в приповерхностном слое атмосферы за счет неравномерного распределения концентраций трития и высокого фактора разбавления. Прогнозируемые объемные активности трития в критических точках на расстояниях 27 м от скважин ТК-1 – ТК-4 и значения фактора безопасности представлены в таблице 2.

Из приведенной таблицы следует, что в результате аварии максимально разовые выбросы будут создавать активность трития в приповерхностном слое атмосферы в критической точке на расстоянии 27 м, превышающие установленные нормативы.

Таблица 2. Результаты расчета объемных активностей трития и фактора безопасности при аварии

Технологическая скважина	$C_{\text{трита}}, \text{Бк/м}^3$	$\eta_{\text{трита}}$
ТК-1	1219	1,819
ТК-2	12021	17,942
ТК-3	18178	27,131
ТК-4	10043	14,990

АНАЛИЗ РАДИАЦИОННОГО РИСКА

Анализ радиационного риска показал следующее:

- В случае аварии ожидается неконтролируемый единовременный выброс большого объема сырого газа и трития в атмосферный воздух. Прогнозируется повышение объемной активности трития в приповерхностном слое атмосферы за счет неравномерного распределения его концентраций в приземном слое атмосферы. Максимальная концентрация трития может превысить установленные нормативы для населения. Радиационный риск оценивается в реальной угрозе загрязнения экосистемы и здоровья людей, находящихся в зоне активного загрязнения, т.к. основными путями воздействия трития на организм человека являются ингаляция и использование загрязненных продуктов питания.
- Безопасный и контролируемый отжиг газа уменьшает риск возникновения аварийной ситуации. При горении газа происходит разбавление трития на величину объемного расхода продуктов сгорания, покидающих факельную установку, что значительно снижает его концентрацию в атмосферном воздухе. Результаты расчета свидетельствуют, что

при таком сценарии концентрация трития, например, при отжиге газа на скважине ТК-3, в точке максимума составит $21,7 \text{ Бк/м}^3$, что значительно ниже допустимой объемной активности во вдыхаемом воздухе для населения, и не превышают установленных пределов. Расчет фактора безопасности показал значение меньше единицы вне зависимости от продолжительности проведения отжига при выбранных условиях сжигания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам оценки радиационного риска, проведенной по условию его реализации, установлено, что радиационный риск от аварийного выброса трития в окружающую среду на объектах ЛИРА классифицируется как недопустимый, и должен быть ликвидирован. При сбросе давления из полостей путем отжига газа на факельной установке радиационный риск для окружающей среды будет классифицироваться как допустимый. Однако следует учесть, что после снижения давления в полостях, т.е. нарушения геологического равновесия, возникает другой вид риска – обрушение кровли подземной полости. Во избежание данной ситуации до проведения операций по снижению давления в полостях необходимо выполнить исследования устойчивости геологической среды и, возможно, предусмотреть закачку газа после замены устьевого оборудования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Документ системы управления ОТ, ТБ и ООС «Процедура проведения отжига углеводородного сырья на скважинах и трубопроводах на месторождении Карачаганак» КРО/HSE/PR/201, 2004.
2. Методика расчета концентраций в атмосферном воздухе вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий. РНД 211.2.01.01-97. Алматы, 1997.
3. Инструкция по проведению оценки воздействия намечаемой хозяйственной и иной деятельности на окружающую среду при разработке предпроектной, проектной документации. Утверждена МООС РК №204-П от 28.06.2007 года, Астана, 2007.
4. Методики расчета параметров выбросов и валовых выбросов вредных веществ от факельных установок сжигания углеводородных смесей. Утверждена МООС РК №23П от 30.01.2007 года. Астана, 2007.

**ЛИРА ОБЪЕКТЕРІМЕН БАЙЛАНЫСТЫ РАДИАЦИЯЛЫҚ
ҚАТЕРЛЕР ЖӘНЕ ОЛАРДЫ ТӨМЕНДЕТУ ЖОЛДАРЫ**

Артемова В.А., Калаханова А.С., Сейтимов Н.К.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

«ЛИРА» объектерінде газ қауіпмен байланысты радиациялық қатерлерді бағалау берілген. Екі сценарий үшін радиэкологиялық шырығысты талдау жүргізілген: объекте апат болғанда атмосфераға шикі газды шығару және көлденең алаулық қондырғыда газды жағуды жүргізгенде. Шығулардың сапалық және сандық сипаттамасы мен атмосфералық ауада зиянды заттардың жерге жуық концентрацияларының максимал мәндері алаулық қондырғының түрі мен параметрлері арқылы және жандыратын қоспаның құрамымен анықталды. Қатер мәндерін алу үшін радиациялық залалдың сандық көрсеткіштері және оларды бағалау қауіпсіздік факторы негізінде есептелді.

RADIATION RISKS RELATED TO LIRA FACILITIES AND RISK REDUCTION METHODS

V.A. Artemova, A.S. Kalakhanova, N.K. Seitimov

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

This work presents an assessment of radiation risks related to gas hazard at Lira facilities. The analysis of radio-ecological tension was performed for two scenarios: an accident occurs at a facility with release of sour gas into the atmosphere and an accident occurs during gas burning in a horizontal flare facility. The qualitative and quantitative characteristics of emissions and maximum values of ground level contaminant concentrations in the air were determined by type and parameters of the flare facility and composition of the burned mixture. In order to assess the risk values, the quantitative indicators of radiation damage were calculated and the evaluation on the basis of safety factor was performed.

УДК 51-73

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ ПОЛУНАТУРНОГО ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ОТЛАДКИ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ ПЕРЕРАБОТКИ НАТРИЯ

¹⁾Кривцов П.Ю., ²⁾Павлов В.М.¹⁾Национальный ядерный центр Республики Казахстан, Курчатов²⁾Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия

Показана возможность использования методов полунатурного имитационного моделирования для отладки системы управления пожаро- и взрывоопасным технологическим процессом переработки натриевого теплоносителя. Дана структура имитационного комплекса, математической модели технологического процесса, программного тренажера, определены функциональные характеристики системы управления, подлежащие проверке на имитационном комплексе. Представлены результаты испытаний системы управления.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие ядерной энергетики связано с решением комплекса задач, направленных на повышение эффективности и безопасности энергетических объектов, методов утилизации, переработки и захоронения ядерных отходов. Начатая в Республике Казахстан программа по выводу реактора БН-350 из эксплуатации затрагивает широкий комплекс проблем, одной из которых является переработка и захоронение натрия, который использовался в качестве теплоносителя [1, 2].

Важным этапом работ по утилизации теплоносителя является изучение технологии переработки, которая включает в себя решение задач, связанных с синтезом оптимальных алгоритмов управления технологическим процессом, проектированием информационного обеспечения, анализом аварийных ситуаций и обучением оперативного персонала методам безаварийного управления установкой. Решение поставленного комплекса задач на реальной установке не представляется возможным ввиду того, что процесс переработки относится к взрыво- и пожароопасной категории работ. Одним из современных методов изучения и исследования поведения динамических систем или физических процессов является имитационное (компьютерное) моделирование, основу которого составляет математическое описание моделируемого объекта или динамической системы.

Важным направлением в области имитационного моделирования является полунатурное моделирование (Hardware In the Loop Simulation /HILS/). Суть метода заключается в том, что часть агрегатов или устройств реального объекта включается в состав имитационного комплекса, а моделируется только технологическая составляющая, отражающая физические особенности работы моделируемой системы [3, 4]. Так, представленный в работе полунатурный имитационный комплекс установки по переработке натрия (УПН) содержит контроллерное оборудова-

ние автоматизированной системы управления технологическим процессом (АСУ ТП) и рабочие станции операторов установки. Математическая модель позволяет имитировать показания средств измерения технологических параметров и индикаторов состояния исполнительных элементов установки.

СТРУКТУРА ИМИТАЦИОННОГО КОМПЛЕКСА

Имитационный комплекс, рисунок 1, кроме оборудования системы управления включает в себя модельный комплекс, состоящий из станции моделирования и контроллера имитации сигналов нижнего уровня.

Программно-технический комплекс АСУ ТП содержит контроллер сбора данных и управления, выполненный на платформе ControlLogix фирмы Allen Bradley, а также рабочие станции управления технологическим процессом, которые предоставляют информацию о технологическом процессе при помощи графического интерфейса, выполненного в SCADA системе RSVIEW32.

Модельный комплекс представляет собой набор программно-технических средств фирмы National Instruments. Аппаратная часть построена на архитектуре PXI и включает в свой состав шасси, контроллер реального времени и набор плат аналогового и дискретного ввода-вывода. Программная часть разработана с использованием пакета LabVIEW, позволяющего создавать распределенные системы моделирования, работающие на ядре реального времени, либо под управлением ОС Windows. Для разработки программного обеспечения моделирования, а также для настройки и конфигурации модельного комплекса, используется станция моделирования. Подключение станции моделирования к контроллеру имитации осуществляется посредством сети Ethernet.

Модельный комплекс обеспечивает имитацию показаний 200 датчиков и обработку 90 сигналов управления.

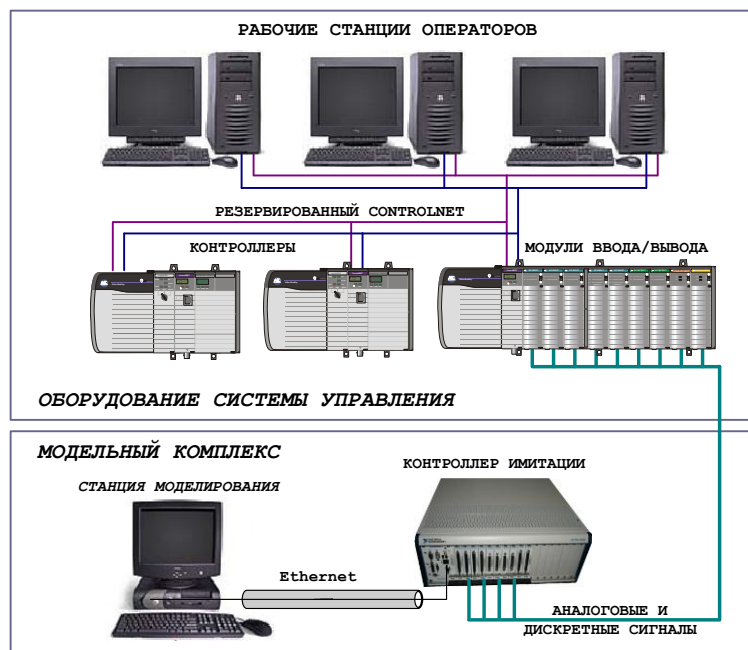


Рисунок 1. Структурная схема имитационного комплекса

РЕАЛИЗАЦИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПРОЦЕССА

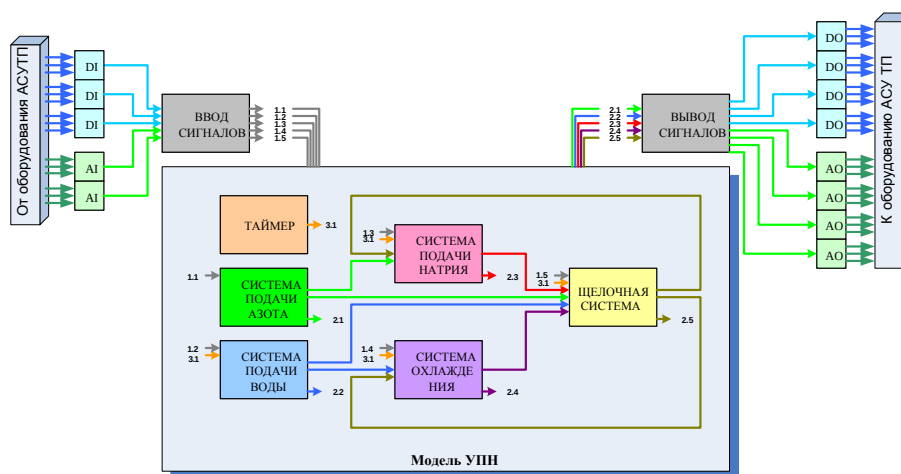
Основное назначение модельного комплекса – имитация изменения технологических параметров основных систем УПН при формировании управляющих воздействий со стороны системы управления.

Для удобства разработки, тестирования и отладки, программное обеспечение, реализующее модель технологического процесса, иерархически структурировано. Все структурные элементы программы реализуют либо модели технологического оборудования УПН, либо – физического процесса. Структура программы приведена на рисунке 2.

Подсистема имитации строится на основе математического описания, отражающего основные ха-

рактеристики объекта и процесса. Для УПН моделируются:

- химическая реакция натрия с водой в растворе гидроксида в химическом реакторе;
- гидродинамические процессы течения жидкостей, изменение уровня в емкостях;
- термодинамические процессы нагрева оборудования и рабочих сред (жидких и газовых);
- термодинамические процессы в теплообменниках;
- изменение объема газов и жидкостей при изменении температуры и плотности;
- потоки газов с учетом конфигурации оборудования и физических параметров.



1.1–1.5 сигналы управления; 2.1–2.5 моделируемые сигналы; 3.1 – время таймера; DI – модули дискретного ввода; DO – модули дискретного вывода; AI – модули аналогового ввода; AO – модули аналогового вывода

Рисунок 2. Структурная схема программного обеспечения модели УПН

При реализации математического описания УПН учитывалась конфигурация и состав оборудования, свойства материалов и рабочих сред, природа протекающих процессов и их взаимосвязь.

Рассмотрим основные уравнения, выражающие характер изменения технологических параметров во времени.

Структурное представление входных и выходных потоков химического реактора установки по переработке натрия приведено на рисунке 3.

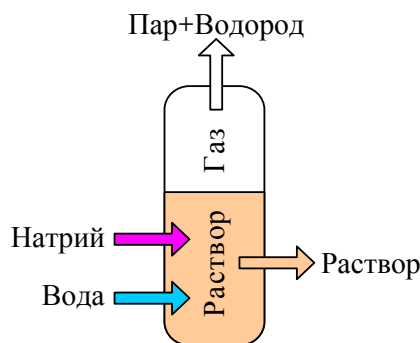


Рисунок 3. Потоки реагентов и продуктов химической реакции

Принцип работы установки по переработке натрия заключается в осуществлении реакции натрия с водой в концентрированном растворе гидроксида в химическом реакторе. Для получения раствора заданной концентрации необходимо осуществлять подачу натрия и воды в строго определённых количествах.

При взаимодействии натрия с водой выделяется большой объём водорода и высвобождается значительное количество тепловой энергии. Избыток тепла отводится за счёт испарения воды, таким образом, температура в химическом реакторе поддерживается на уровне температуры кипения раствора при заданной концентрации.

В реакторе происходят две химические реакции – реакция взаимодействия натрия с водой с образованием гидроксида натрия и водорода, и растворение гидроксида натрия в воде. Обе реакции экзотермические. Уравнение реакции записывается следующим образом:

	Na	+	H ₂ O	=	NaOH	+	1/2 H ₂	
ν	1		1		1		1/2	моль
M_r	22,99		18,02		40,00		2,02	г/моль
m	22,99		18,02		40,00		1,01	г
H	0		285,83		426		0	кДж

где ν – количество молей вещества; M_r – молярная масса; m – масса; H – энтальпия образования.

Для построения модели проведен расчёт массового баланса входящих и выходящих из реактора веществ. Расчёт массовых соотношений производится согласно закону сохранения масс: общая масса реа-

гентов равна суммарной массе получающихся в реакции продуктов. Изменение общей массы раствора в реакторе зависит от входящих потоков натрия и воды, образующегося водорода, пара и отвода готового раствора из реактора и определяется следующим выражением:

$$\frac{dm}{dt} = G_{\text{Na}} + G_{\text{H}_2\text{O}} - G_{\text{Sol}} - G_{\text{Steam}} - G_{\text{H}_2},$$

где m – масса раствора в реакторе, кг; t – время, с; G – массовый поток, кг/с; Sol – раствор; Steam – пар.

Формула выходного массового потока водорода получена из соотношений химической реакции и выражает выход водорода пропорциональный про-

$$G_{\text{H}_2} = 0,04393 G_{\text{Na}}.$$

Формула скорости изменения массы гидроксида натрия в реакторе получается при условии мгновенного реагирования натрия из соотношений химической реакции и учитывает образование гидроксида в результате реакции, а также отток гидроксида с выходным потоком раствора из реактора:

$$\frac{dm_{\text{NaOH}}}{dt} = 1,73989 G_{\text{Na}} - G_{\text{Sol}} W,$$

где W – массовая доля гидроксида в растворе.

Изменение массы воды в реакторе зависит от количества поступающей в реактор воды, её расхода на реакцию, парообразование и на отвод воды с готовым раствором:

$$\frac{dm_{\text{H}_2\text{O}}}{dt} = G_{\text{H}_2\text{O}} - 0,78382 G_{\text{Na}} - G_{\text{Steam}} - G_{\text{Sol}} (1 - W).$$

В рабочем режиме, в реакторе происходит постоянное кипение раствора, и его температура стабилизируется на уровне температуры кипения щелочи текущей концентрации. Лишняя энергия, выделяющаяся в результате химической реакции, отводится за счет испарения воды из раствора. Для расчёта массы образующегося в реакторе пара, составлено уравнение энергетического баланса. Изменение количества внутренней энергии раствора в реакторе определяется по входным и выходным потокам энергии и зависит от текущей концентрации раствора и его температуры. При этом поток пара должен быть таким, что температура раствора при заданной концентрации не превышала температуру кипения.

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dt} = & G_{\text{Na}} h_{\text{Na}} + G_{\text{H}_2\text{O}} h_{\text{H}_2\text{O}} + \Delta H_{\text{R+S}} V - \\ & - G_{\text{H}_2} h_{\text{H}_2} - G_{\text{Sol}} h_{\text{sol}} - G_{\text{Steam}} h_{\text{Steam}}, \end{aligned}$$

где h – удельная энтальпия; $\Delta H_{\text{R+S}}$ – энтальпия тепловыделения реакции и растворения гидроксида.

Для составления уравнений, описывающих материальный баланс в химическом реакторе, определены зависимости плотности компонентов и продуктов реакции от температуры. Для энергетического

баланса заданы зависимости энтальпии компонентов от температуры.

Для получения зависимости плотности раствора щелочи от концентрации и температуры проведена аппроксимация табличных значений по двум переменным. Ввиду отсутствия доступной информации о физических свойствах щелочи при температурах выше 100 °С, требуемые зависимости определены экстраполяцией [5, 6]. Получена следующая форма зависимости плотности от температуры и концентрации раствора:

$$\rho = -237,91W^2 + 1202W + 999,84 - \frac{T - 273}{100} \times \\ \times (65,384W^3 - 141,9W^2 + 110,71W + 42,713),$$

где ρ – плотность раствора, кг/м³, T – температура, К.

Зависимость энтальпии водного раствора щелочи от концентрации и температуры определяется выражением:

$$H_0 = 6,3174 \cdot 10^5 - 3,2186 \cdot 10^5 W + 5,0987 \cdot 10^6 W^2 - \\ - 4,0076 \cdot 10^7 W^3 + 1,5109 \cdot 10^8 W^4 - 2,5871 \cdot 10^8 W^5 + \\ + 2,0929 \cdot 10^8 W^6 - 6,5277 \cdot 10^7 W^7 + (T - 273) \times \\ \times (4,2389 \cdot 10^3 - 3,6361 \cdot 10^3 W - 1,0095 \cdot 10^4 W^2 + \\ + 1,4328 \cdot 10^5 W^3 - 4,6442 \cdot 10^5 W^4 + 5,9596 \cdot 10^5 W^5 - \\ - 2,7052 \cdot 10^5 W^6).$$

Зависимость тепловыделения в реакции натрия с водой и растворения гидроксида определяется следующим выражением:

$$\Delta H_{R+S} = G_{Na} \cdot (1,51351 \cdot 10^7 W^6 - 6,75877 \cdot 10^7 W^5 + \\ + 1,05815 \cdot 10^8 W^4 - 6,62949 \cdot 10^7 W^3 + 1,15367 \cdot 10^7 W^2 - \\ - 4,53606 \cdot 10^5 W + 8,03306 \cdot 10^6).$$

В реакции, при взаимодействии единицы массы натрия с водой, выделяется фиксированное количество тепла. Также тепло выделяется при последующем растворении полученного в результате реакции гидроксида натрия в концентрированном растворе. Тепловыделение при растворении, максимально при низких концентрациях раствора и стремится к нулю при высоких концентрациях. Количество выделяемого в обоих случаях тепла можно суммировать и привязать к количеству прореагировавшего натрия.

В случае, когда необходимо моделировать изменение уровня жидкости в емкости, используется выражение:

$$A_i \frac{dL_i(t)}{dt} = \sum_{i=1} F_{Vin-i}(t) - \sum_{i=1} F_{Vout-i}(t),$$

где A_i – площадь днища моделируемой емкости, м²; $L_i(t)$ – уровень жидкости (натрий, вода или гидроксид натрия), м/с; $F_{Vin-i}(t)$, $F_{Vout-i}(t)$ – объемный входной/выходной расход жидкости в емкость, м³/с.

Выходной расход жидкости моделируется при помощи следующего выражения:

$$F_{Vout-i}(t) = a_p \sqrt{2gL_i(t) + \frac{2P_i(t)}{\rho_i}},$$

где a_p – площадь поперечного сечения трубы, м²; g – ускорение свободного падения, м/с²; ρ_i – плотность жидкости, кг/м³; $P_i(t)$ – перепад давления на линии подачи жидкости, Па/с; t – время, с.

При моделировании выхода газа из емкости используется выражение

$$F_{gm}(t) = \sqrt{\frac{P_{gm}^2(t) - P_{gm-out}^2(t)}{kR_{gm}T_{gm}(t)}},$$

где $F_{gm}(t)$ – выходной расход газовой смеси, кг/с; $P_{gm}(t)$ – давление газовой смеси в моделируемой емкости, Па/с; $P_{gm-out}(t)$ – давление на последующем элементе, Па/с; k – общий коэффициент гидравлического сопротивления, 1/м⁴; R_{gm} – газовая постоянная смеси, Дж/(кг·К); $T_{gm}(t)$ – температура газовой смеси, К/с.

Уравнения материального баланса газовой смеси представляет собой выражение

$$\frac{dP_{gm}(t)}{dt} = \frac{R_{gm}T_{gm}(t)}{V_{gm}} \left(\sum_{i=1} F_{gin-i} - F_{gm}(t) \right) + \\ + \frac{R_{gm}M_{gm}(t)}{V_{gm}(t)} \frac{dT_{gm}(t)}{dt} - \\ - R_{gm}T_{gm}(t)M_{gm}(t) \frac{dV_{gm}(t)}{dt},$$

где $V_{gm}(t)$ – объем газовой смеси, м³/с; $F_{gin-i}(t)$ – массовый входной расход газа (водород, азот или водяной пар), кг/с; $M_{gm}(t)$ – масса газовой смеси в моделируемой емкости, кг.

Тепловой баланс газовой смеси описывается как

$$C_{gm}M_{gm}(t) \frac{dT_{gm}(t)}{dt} = Q_{gm-in}(t) + V_{gm} \frac{dP_{gm}(t)}{dt},$$

где C_{gm} – теплоемкость газовой смеси, Дж/кг К; $Q_{gm-in}(t)$ – количество энергии, вносимой газами в моделируемую емкость, Дж/с.

Для всех подсистем УПН моделируется состояние запорной и регулирующей арматуры, а также показания датчиков температуры, давления, расхода. Модели исполнительных элементов представляют собой нормировочные логические выражения, которые в зависимости от сигнала управления возвращают текущее состояние устройства. Так для модели запорного клапана используется выражение

$$DV_i = \begin{cases} U_{\max} \rightarrow 1 \\ U_{\min} \rightarrow 0 \end{cases},$$

где $U_{\min}$ и $U_{\max}$ – минимальное и максимальное напряжения на клапане; DV_i – коэффициент, характеризующий состояния запорного клапана.

Состояние регулирующего клапана определяется как:

$$CV_i = \lim\{I_{\min}; I_{\max}\} (I_c - I_{\min}) / (I_{\max} - I_{\min}),$$

где $I_{\min}$ и $I_{\max}$ – минимальный и максимальный токовые сигналы; CV_i – коэффициент, характеризующий состояния регулируемого клапана; I_c – токовый управляющий сигнал.

Датчики температуры, давления и расходомеры описываются с помощью выражения вида:

$$I_i = \lim\{h_{\min}; h_{\max}\} \frac{x}{h_{\max}} (I_{\max} - I_{\min}) + I_{\min},$$

где $h_{\min}$ и $h_{\max}$ – нижний/верхний пределы измерения; x – измеряемый параметр; I_i – выходной токовый сигнал.

В модельном комплексе нет жесткой привязки к временной оси, что позволяет проводить испытания системы управления в ускоренном масштабе времени. При этом секунда модельного времени соответствует минуте реального, что позволяет значительно быстрее привести виртуальную установку в состояние готовности. На реальном оборудовании процесс разогрева элементов конструкции УПН и заполнения основных емкостей натрием, щелочью и водой продолжается порядка 12 ч.

ИСПЫТАНИЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ

Целью проведения исследований является проверка соответствия характеристик разработанной конфигурации программно – технических средств системы управления как функциональным и техническим требованиям, так и требованиям эргономики и технической эстетики. Помимо представленных выше требований выполняется проверка исправности технических средств и правильность подключения каналов аналогового и дискретного ввода/вывода. Исследования программно – технических средств АСУ ТП на полунатурном имитационном комплексе позволили оценить качество управления технологическим процессом и определить степень законченности проекта в целом.

В ходе проведения исследований системы управления, оценке подлежат следующие качественные (функциональные) характеристики системы:

- измерение, регистрация и отображение измеряемых технологических параметров, таких как температура, давление, расход, уровень, концентрация;
- оперативный контроль, обеспечение цветовой индикации и звуковой сигнализации отклонений технологических параметров относительно заданных значений (уставок);

- контроль положения и состояния запорной арматуры, мощности выделяемой на электрических нагревателях;
- управление исполнительными устройствами (задвижка, клапан, насос, регулятор мощности нагревателя) в соответствии с заданным алгоритмом управления;

За время существования полунатурного имитационного комплекса была проведена серия исследований, в результате которых был переработан объем «виртуального» натрия, в 2 раза превышающий его реальные запасы на БН-350, рисунке 4. Проведена оценка функциональных характеристик системы управления, которая полностью подтвердила правильность технических решений принятых на этапах проектирования и разработки АСУ ТП. На рисунке 5 показаны результаты работы контура управления уровнем в химическом реакторе.

ПРОГРАММНЫЙ ТРЕНАЖЕР

Имитационные комплексы, которые в максимально возможной степени приближены к реальным установкам, играют большую роль в подготовке операторов сложных систем и позволяют тренирующимся приобрести правильные и устойчивые навыки управления процессом [7].

После проведения комплексных испытаний, оборудование АСУ ТП было передано в монтаж на УПН, а полунатурный имитационный комплекс был преобразован в программный тренажер, который используется для обучения операторов установки, рисунок 6.

Программное обеспечение системы управления исключает вмешательство оператора в технологический процесс в режиме прямого ручного управления исполнительными механизмами, но управление процессом не обходится без участия человека. Операторы установки участвуют в настройке технологического процесса и управляют им в тех ситуациях, когда требуется разрешение нештатных и неплановых ситуаций, в том числе запроектных аварий. Программный тренажер обеспечивает:

- выработку навыков безопасного и эффективного управления в пусковых, переходных и стационарных режимах;
- обучение операторов своевременному обнаружению и устранению отклонений в ходе технологического процесса;
- проведение компьютерных экспериментов для исследования различных условий работы оборудования, в том числе критических режимов и аварийных ситуаций;
- ведение архива действий операторов;
- объективный контроль уровня знаний операторов.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ ПОЛУНАТУРНОГО ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ОТЛАДКИ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ ПЕРЕРАБОТКИ НАТРИЯ

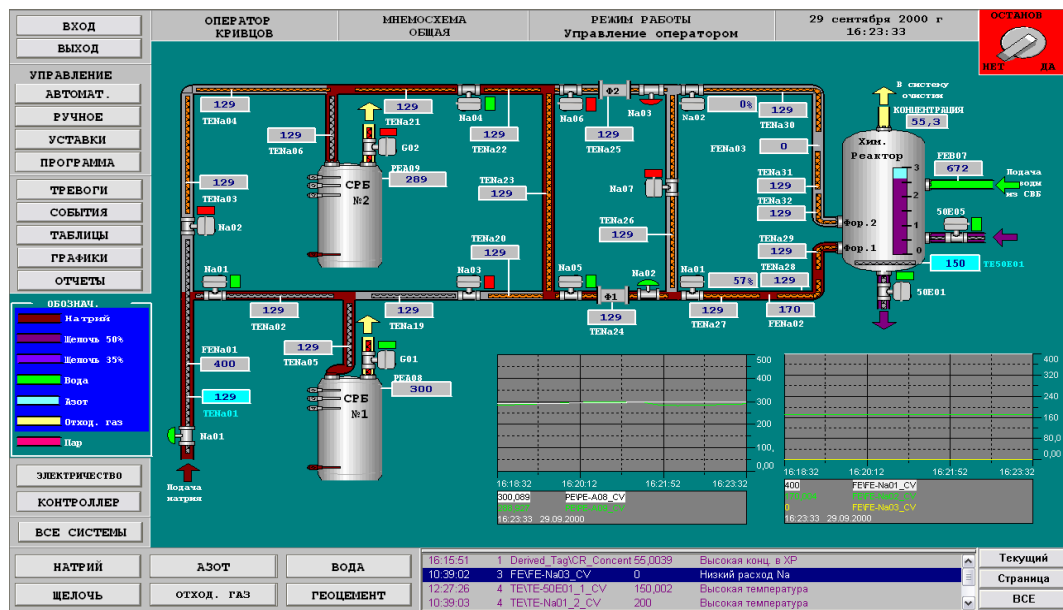
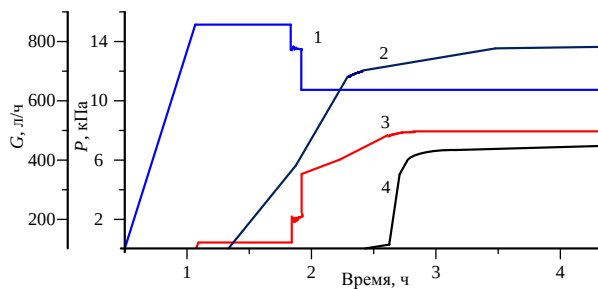


Рисунок 4. Процесс переработки натрия на имитационном комплексе



1- давление в нижней части реактора; 2- расход воды; 3- давление в верхней части реактора; 4- расход щелочи

Рисунок 5. Контур управления уровнем в химическом реакторе

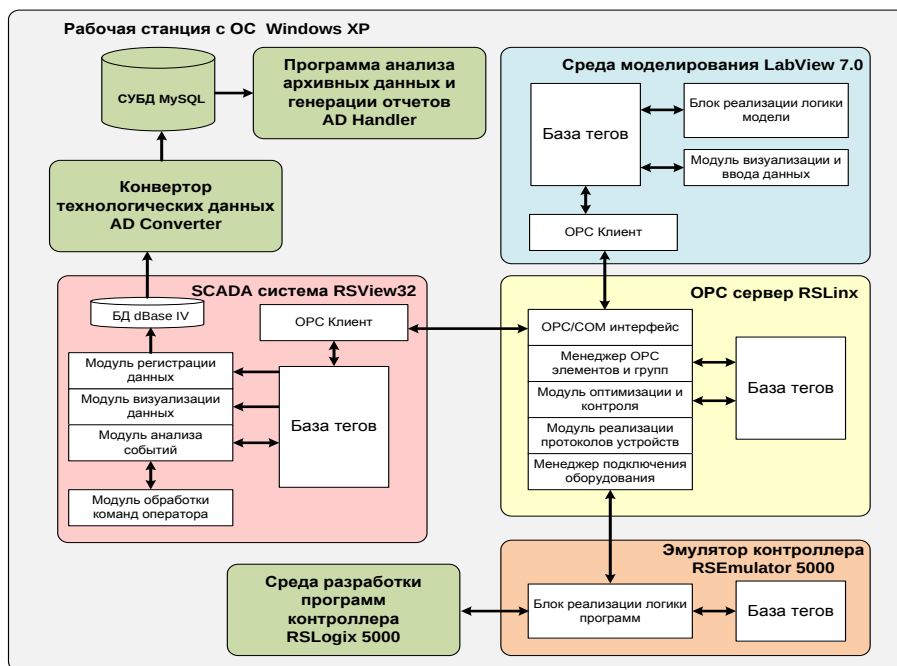


Рисунок 6. Структура программного тренажера

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение современных методов проектирования систем управления технологическими процессами, связанных с использованием компьютерного имитационного моделирования, позволило обеспечить оптимальное решение задач отработки, отладки технологии переработки, разработкой алгоритмов управления, сбора, обработки и представления технологической информации, отладки и апробации операционных схем функционирования технологического процесса. Математическое описание процессов, происходящих на установке по переработке натрия, дало возможность провести изучение пове-

дения элементов системы в различных режимах работы установки и выполнить анализ реакции объекта управления на управляющие воздействия. Экономический эффект комплексного подхода к созданию системы проявляется в виде решения поставленных задач без натурных испытаний и исследований, имеющих высокую стоимость и опасных в реализации. Разработанная система управления прошла комплексные испытания в г. Актау, Казахстан; во время проведения пусконаладочных работ потребовалась лишь «тонкая» настройка отдельных контуров управления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tazhibayeva, I. Sodium Coolant Handling Project of BN-350 Fast Breeder Reactor / I. Tazhibayeva, A. Herrick. – Almaty : Glory Ltd, 2010. – 304 p.
2. Garcia, H.E. Modeling and Control of a Sodium Conversion Process Applied to Nuclear Decommissioning Activities / H.E. Garcia // Nuclear Technology. – 1998. – Vol. 123, № 8. – P. 54–60.
3. Максимей, И.В. Имитационное моделирование на ЭВМ / И.В. Максимей. – М. : Радио и связь, 1988. – 232 с.
4. Дорф, Р. Современные системы управления / Р. Дорф. – М. : Лаборатория базовых знаний, 2002. – 832 с.
5. Chemistry WebBook [Электронный ресурс] / NIST Standard Reference Database Number 69 ; ред. Daubert T.E. ; – Режим доступа <http://webbook.nist.gov/chemistry/>, свободный. – Загл. с экрана.
6. Caustic Soda Handbook [Электронный ресурс] / Occidental Chemical Corporation – Режим доступа: <http://www.oxchem.com>, свободный. – Загл. с экрана.
7. Мамросенко, К.А. Имитационно-тренажерные и обучающие распределенные системы / К.А. Мамросенко // Программные продукты и системы. – 2008. – № 3. – С. 35–40.

НАТРИЙДІ ӨНДЕУ ПРОЦЕСІН БАСҚАРУ ЖҮЙЕСІН БАПТАУҒА АРНАЛҒАН ЖАРТЫЛАЙ ТАБИҒИ ИМИТАЦИЯЛЫҚ МОДЕЛЬДЕУ ӘДІСТЕРІН ҚОЛДАНУ

¹Кривцов П.Ю., ²Павлов В.М.

¹*Қазақстан Республикасының Ұлттық ядролық орталығы, Курчатов*
²*Томск политехникалық ұлттық зерттеу университеті, Ресей*

Натрий жылу тасымалдағышын өндеудің өрт және жарылыс қауіпті технологиялық процесін басқару жүйесін баптауға арналған жартылай табиғи имитациялық модельдеу әдістерін қолдану мүмкіндігі көрсетілген. Имитациялық кешеннің, технологиялық процестің математикалық моделінің, бағдарламалық тренажердың құрылымы берілген, имитациялық кешенде тексерілуі тиіс басқару жүйесінің функционалдық сипаттамалары анықталды. Басқару жүйесін сынау нәтижелері берілген.

IN-LINE SIMULATION METHODS APPLICATION FOR SODIUM TREATMENT PROCESS CONTROL SYSTEM DEBUGGING

¹P.Yu. Krivtsov, ²V.M. Pavlov

¹*National Nuclear Center of the Republic of Kazakhstan, Kurchatov*
²*National Research Tomsk Polytechnic University, Russia*

Possibility of in-line simulation methods application is demonstrated for control system debugging during fire- and explosion-dangerous technological process of primary sodium treatment. Structures of simulation complex, mathematical model of technological process as well as software training simulator are given; functional characteristics of control system to be tested on simulation complex are defined. Results of control system tests are presented.

УДК 621.384.663

ФОРМИРОВАНИЕ ОФТАЛЬМОЛОГИЧЕСКОГО ПУЧКА ПРОТОНОВ

Иванов Н.А., Лебедева Ж.С.

ФГБУ «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова», Гатчина, Россия

В рамках разработки проекта изохронного циклотрона Ц-80 в ФГБУ «ПИЯФ» рассмотрена схема доставки пучка протонов с энергиями порядка 60 МэВ до пациента с целью лечения офтальмологических заболеваний. Анализируются критерии оценки характеристик пучка на выходе системы формирования. Получены оценки влияния продуктов ядерных реакций в воде на пространственное распределение поглощенной дозы. Показана необходимость учета ядерных взаимодействий при моделировании таких процессов. Анализ системы доставки и качества пучков проводился на основе компьютерного моделирования в программном комплексе Geant4. Произведен анализ использующихся в комплексе алгоритмов.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно данным ВОЗ (Всемирной организации здравоохранения) онкологические заболевания являются одной из основных причин смерти в мире. В 2008 г. произошло 7,6 миллиона случаев смерти от рака (около 13 % всех случаев смерти). Предполагается, что смертность от рака в мире будет продолжать расти и к 2030 году превысит 11 миллионов [1]. Радиационная терапия рака (облучение опухоли пучками различных типов частиц) и ее комбинация с другими методами лечения широко применяются на практике. В ряде развитых стран радиационная терапия применяется в 70 % случаев онкологических заболеваний.

Методы терапии, использующие облучение опухоли фотонами и электронами, имеют ряд серьезных ограничений. В связи с этим на протяжении вот уже нескольких десятилетий в клинической практике все шире применяются пучки тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ). Известно, что в большом ряде случаев лечение фотонными и электронными пучками оказывается не вполне эффективным из-за невозможности подвести излучение к очагу достаточно локально. Это связано с тем, что электроны и фотоны сильно рассеиваются в веществе, в результате чего максимум дозы сосредоточен на малых глубинах в теле пациента (рисунок 1).

При прохождении через вещество ТЗЧ теряют свою энергию главным образом на ионизацию атомов среды. Разброс длин протонных треков составляет не более нескольких процентов. При этом практически полностью исключается облучение области за пределами их максимального пробега (дистальная область). Поглощенная доза возрастает вдоль пробега частицы и имеет резкий максимум в конце пробега (кривая Брэгга для ТЗЧ), что делает возможным облучение интересующих областей дозой, в несколько раз превышающей дозу на входе в ткань (даже с одного направления). Регулируя энергию протонов, можно подобрать ее так, чтобы пик Брэгга пришелся как раз на объем, который необходимо облучить. На практике пучок должен быть сформирован таким образом, чтобы он покрывал макси-

мально равномерно опухоль, имеющую линейные размеры порядка нескольких сантиметров. В связи с этим необходимо создавать модифицированную кривую Брэгга (МКБ), являющуюся суммой пиков Брэгга от протонов различной энергии.

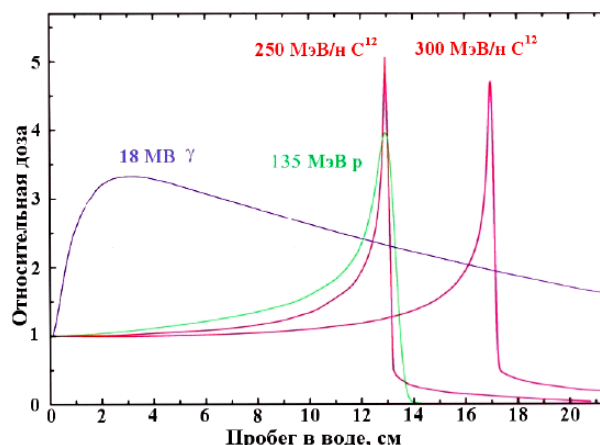


Рисунок 1. Распределение поглощенной дозы по глубине для различных видов излучения

Относительно необходимости применения протонной терапии для различных локализаций в мире ведется активная дискуссия. Однако, в офтальмоонкологии данный вид излучения при лечении агрессивной опухоли глаза – меланомы, часто является единственной альтернативой энуклеации (удалению глаза). При этом в большом ряде случаев удается сохранить пациенту не только жизнь, но и зрение, обойдя чувствительный к облучению зрительный нерв.

МЕТОДЫ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

В настоящий момент можно выделить два метода протонной терапии: метод пассивного рассеяния и метод активного сканирования. Реализация метода пассивного рассеяния представлена на рисунке 2. МКБ создается посредством так называемого гребенчатого фильтра, представляющего собой набор пластин с изменяющейся толщиной в виде пропеллера. При формировании поперечного профиля пучка должна быть решена аналогичная задача: создание профиля заданной ширины с наличием макси-

мально равномерного плато во всей облучаемой области. Это достигается использованием двух рассеивающих фольг и поглотителя центральной части пучка, выполненного из латуни.

Вторым способом, обеспечивающим импульсно-модулированную лучевую терапию, является методика «карандашного пучка», диаметр которого не превышает 5 мм. На рисунке 3 показана схема сканирования объема мишени с использованием магнитов, отклоняющих пучок в двух направлениях [3]. При динамическом изменении энергии.

Очевидно, что быстрое включение и выключение пучка технически трудно обеспечить, что приводит к сложностям при проведении процедур гарантии качества. В связи с этим, метод пассивного рассеяния, обладая тем недостатком, что при его использовании на элементах системы формирования рождается поток вторичных частиц, остается более простым и дешевым. Благодаря этому он часто применяется в офтальмоонкологии.

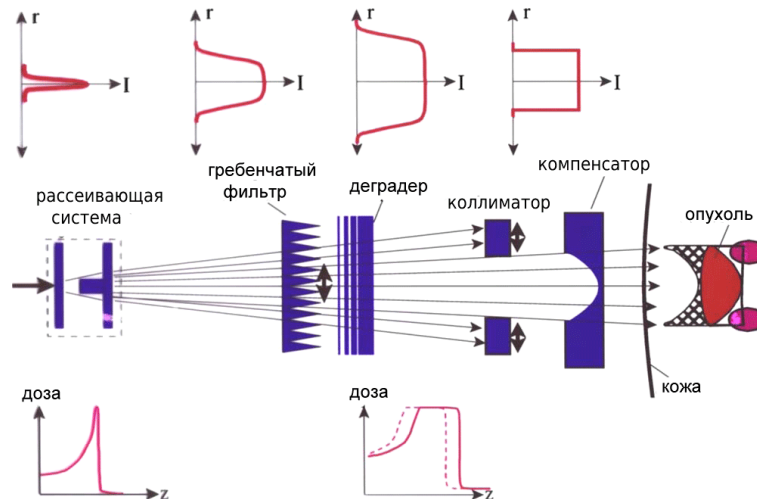


Рисунок 2. Схема типичной системы пассивного рассеяния [2]

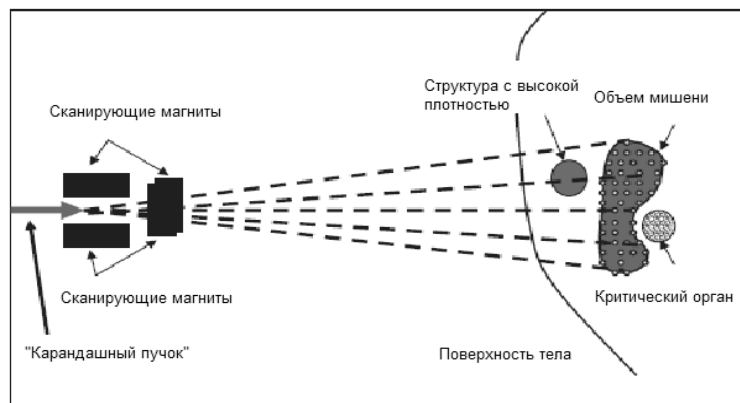


Рисунок 3. Схема типичной системы сканирующего «карандашного пучка» [3]

ЦЕЛЬ РАБОТЫ И МЕТОДЫ ЕЕ РЕШЕНИЯ

Задача создания пассивной системы формирования пучка решается в настоящий момент в ПИЯФ им. Б. П. Константинова. Целью данной работы являлось создание виртуальной модели системы, подбор оптимальных компонент и расчет прохождения пучка протонов с энергией 60 МэВ через фантом.

Моделирование проводилось в программном комплексе Geant4 v. 9.5 [4], позволяющем рассчитывать методом Монте-Карло различные процессы, происходящие при прохождении элементарных частиц через вещество. Geant4 является открытым ре-

сурсом и содержит большую библиотеку примеров, помогающих решать широкий спектр физических задач, включая медицинское применение. Данная система библиотек написана на языке программирования C++. Комплекс позволяет достаточно гибко выбирать параметры геометрической конфигурации, генерации частиц и физических процессов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Основные компоненты системы без геометрических особенностей размещения представлены на рисунке 4.

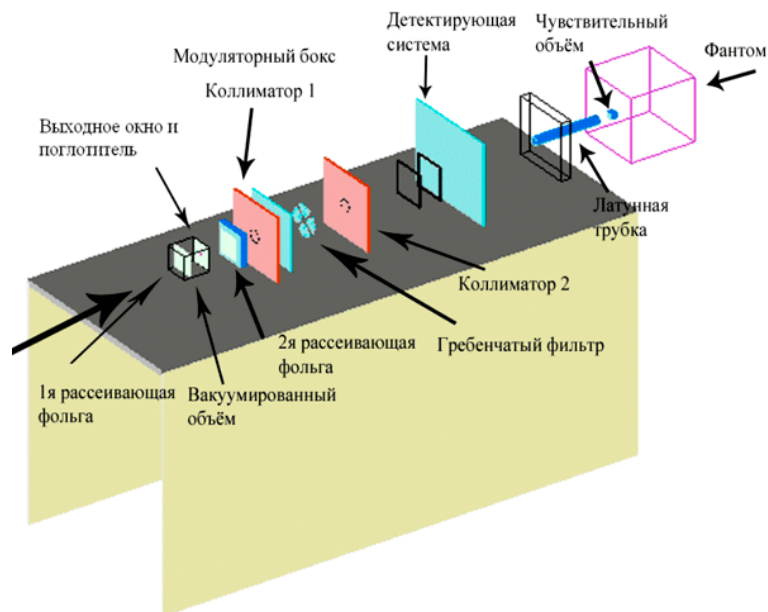


Рисунок 4. Схема виртуальной экспериментальной установки

Система рассеяния представлена двумя танталовыми фольгами с толщинами от 20 до 40 мкм в зависимости от необходимых выходных параметров и латунным поглотителем центральной части пучка. Для создания МКБ коллимированный пучок попадает в модуляторный бокс на входе и выходе которого расположены коллиматоры из полиметилметакрилата (ПММА). Внутри модуляторного бокса, выполненного из алюминия, расположен гребенчатый фильтр в виде крыла (рисунок 5), также изготовленный из ПММА. Создание модулятора в *Geant4* является одной из самых сложных задач при моделировании системы доставки пучка до пациента. Аналогичная проблема была успешно решена группой исследователей из CATANA (Centro di AdroTerapia ed Applicazioni Nucleari Avanzate, Catania, Italy) [5].

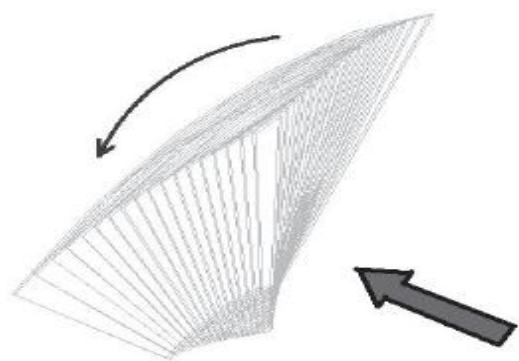


Рисунок 5. Элемент крыла гребенчатого фильтра (тонкая стрелка указывает направление вращения фильтра, а толстая – направление движения пучка) [5]

Затем после очередного коллиматора он попадает на профилометры и мониторные камеры, непосредственно перед пациентом размещается финаль-

ная трубка из латуни, защитная ширма и персональный конечный коллиматор. В качестве фантома выбран куб с размерами 40 см × 40 см × 40 см, заполненный водой, которая является стандартной дозиметрической средой. Внутри этого фантома вплотную к передней стенке размещается чувствительный объём с размерами 4 см × 4 см × 4 см, который может быть разделен на слои или элементарные объёмы малых размеров – воксели. Характерная толщина слоя составляет 20 мкм. Линейный размер элементарного кубика (вокселя) – 50 мкм.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В предложенной конфигурации системы удалось подобрать характерные параметры элементов модификации, которые позволяют достичь относительно равномерного плато с ширинами от 1 до 3.5 см в плоскости, перпендикулярной плоскости пучка, и плато МКБ с длиной в несколько сантиметров. Окончательные размеры всех компонент будут определены расчетами с параметрами пучка, полученными на выходе ускорителя, после завершения его монтажа.

Второй целью данной работы был расчет прохождения пучка протонов обозначенной выше энергии через водную среду. Основные особенности, на которые стоит здесь обратить внимание: расчет потока вторичных частиц и расчет выхода дельта-электронов.

Существующие на настоящий момент планирующие системы в основном основаны на аналитическом расчете, в связи с чем, некоторые из них не учитывают вклада от рождающихся вторичных частиц. Между тем этот вклад для воды может составлять порядка 4% (для тканеэквивалентной среды это значение еще больше), что приводит к изменению положения пика Брэгга на несколько миллиметров.

При лечении глазных опухолей, когда толщина сетчатки составляет не более 0.5 мм, а диаметр центральной части макулы, отвечающей за детальное цветное зрение - 1.5 мм, данная неточность может оказаться критичной.

Geant4 включает в себя наборы библиотек физических взаимодействий, подходящих для различных областей физики. В данной работе применялся QGSP_BIN, к которому также прибавлялся более точный вариант расчета ионизационных потерь LowEnergy, в котором детально рассчитываются электроны низких энергий. Данный вариант расчета позволяет определять порог, при котором возможно рождение вторичной частицы. Он может быть определен как энергетически, так и по пробегу. Сравне-

ние результатов расчетов с различными порогами приведено в таблице 1. Изменение порога обрезания для электронов со значения 0.01 мм (14.087 кэВ) на 0.1 мм (84.66 кэВ) приводит к сильному изменению энергетического вклада первичных протонов и дельта-электронов в общую дозу при сохранении суммы этих вкладов. Так, для порога 0.01 мм вклад от первичных протонов и дельта электронов соответственно 88.545% и 9.495% от общего энерговыделения, а для порога 0.1 мм – 97.422% и 0.584%. При дальнейшей сверке результатов расчета с экспериментальными данными необходимо учитывать возможности учета дельта электронов в использующихся детекторах.

Таблица 1.

Частица	Пробег 0.01 мм (14.087 кэВ)		Пробег 0.1 мм (84.66 кэВ)	
	Энергия на 1 протон (МэВ)	Процент от общего энерговыделения	Энергия на 1 протон (МэВ)	Процент от общего энерговыделения
Электроны	5,598	9,495	0,3443	0.584
Гамма-кванты	1,249E-4	0,000	1,130E-5	0.000
Позитроны	0,006385	0,011	0,006923	0.012
Нейтроны	8,554E-8	0,000	9,184E-8	0.000
Первичные протоны	52,20	88,545	57,44	97.422
Вторичные протоны	0,7380	1,252	0,7616	1.292
Дейтроны	0,09697	0,164	0,09509	0.161
Ядра трития	0,001089	0,002	0,001457	0.002
He3He3	0,01219	0,021	0,01236	0.021
Альфа-частицы	0,1497	0,254	0,1488	0.252
Ядра отдачи	0,151	0,256	0,150	0.254
Всего	58,953	100	58,956	100

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе программного комплекса Geant4 разработана модель виртуальной экспериментальной установки для формирования пучка протонов при лучевой терапии онкологических заболеваний глаза и проведены расчеты энерговыделения при прохождении протонов с энергиями 60 МэВ через эту установку и водный фантом.

Исследованы характеристики виртуальной установки при различных параметрах пучка протонов и показано, что может быть реализован вариант примерно постоянной поглощенной дозы в облучаемом объекте на протяжении 25 мм в области максимума энерговыделения.

Проанализирована применимость различных моделей электромагнитных взаимодействий комплекса

Geant4, и показано, что низкоэнергетическая модель с малой величиной энергии обрезания дает лучшие результаты.

Проведенные расчеты позволили установить, что вклад продуктов ядерных реакций в полное энерговыделение составляет около 4 % для протонов с энергией 60 МэВ. Неупругие ядерные взаимодействия протонов с ядрами атомов облучаемых материалов увеличивают поглощенную дозу в области до пика Брэгга. Высокая относительная биологическая эффективность продуктов ядерных реакций (нейтронов, альфа-частиц, остаточных ядер) может приводить к существенному увеличению биологической дозы в области до пика, что в пациенте является областью здоровых тканей.

ЛИТЕРАТУРА

1. World Health Organization [Электронный ресурс] / World Health Statistic 2012 – Электрон. Дан. – Ж.: Швейцария, – 2012. – Режим доступа: www.who.int, свободный. – Загл. с экрана.
2. Schardt, D. Heavy-ion Tumor Therapy: Physical and Radiobiological Benefits / D.Schardt, T.Elsässer, D.Schulz-Ertner // Rev. Mod. Phys. – 2010. – Vol. 82(1).
3. Smith, A. R. Proton Therapy // Med. Phys. – 2009. – № 36(2). – с. 556-68.
4. Geant4 [Электронный ресурс] / Geant4 User's Guide for Application Developers, Version: geant 4.9.5 – Электрон. Дан. – Ж.: Швейцария, 2011 – . – Режим доступа: <http://geant4.cern.ch/>, свободный. – Загл. с экрана.
5. Cirrone, G.A.P. Monte Carlo Based Implementation of an Energy Modulation System for Proton Therapy / G.A.P.Cirrone et al // IEEE . – 2004. – № 4. – с. 2133 – 2137.

ПРОТОНДАРДЫҢ ОФТАЛЬМОЛОГИЯЛЫҚ ШОҒЫНЫҢ ҚАЛЫПТАСУЫ

Иванов Н.А., Лебедева Ж. С.

«Б.П. Константинов атындағы Петербург ядролық физика институты» ФМБМ, Гатчина, Ресей

«ПЯФИ» ФМБМ-індегі Ц-80 изохрондық циклотрон жобасын әзірлеу шеңберінде офтальмологиялық ауруларды емдеуде 60 МэВ ретті энергиялы протондар шоғын емделушіге дейін жеткізу сұлбасы қарастырылған. Қалыптастыру жүйесі шығысында шоқтар сипаттамаларын бағалау критерийлеріне талдау жасалды. Судағы ядролық реакция өнімдерінің жұтылған дозасының кеңістіктікте таралуына ықпалы бағаланды. Осындай үрдістерді моделдеуде ядролық өзара әрекеттесулерді есепке алу қажеттілігі көрсетілді. Geant4 компьютерлік программалық жинақта моделдеу негізінде жеткізу жүйесіне және шоқтар сапасына талдау жасалған. Жинақта қолданылатын алгоритмдерге талдау жүргізілді.

FORMATION OF OPHTHALMOLOGICAL PROTON BEAM

N.A. Ivanov, Zh.S. Lebedeva

FSBU «B.P. Konstantinov Petersburg Institute of Nuclear Physics», Gatchina, Russia

The accelerator C-80 for proton therapy of eye is under construction in B. P. Konstantinov PNPI. As part of this project, the proton beam delivery system with energies near 60 MeV was designed for the purpose of ophthalmiatrics. The requirements to the beam characteristics were defined. Nuclear reaction product effects on spacial distribution of internal absorbed dose in water were assessed. It was confirmed that nuclear interactions should be considered during such process modeling. The delivery system and beam quality analysis was made on the basis of computer modeling on the Geant4 software system. The algorithms used in the complex were analyzed.

УДК 539.1

NEW MEASUREMENT AND ANALYSIS OF THE REACTION ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ AT 25 MeV¹N. Burtebayev, ²A. Amar, ¹Zh.K. Kerimkulov, ¹N.V. Glushenko, ²A. Baimukhanova, ³S.K. Sakhiev¹*Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan*²*Al-Farabi Kazakhstan National University, Almaty, Kazakhstan*³*L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan*

The angular distributions of differential cross sections in reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ have been measured under 25 MeV deuteron energy. New and obtained so far data was analyzed with Coupled Reaction Channel Method (CRC) by alpha transfer mechanism, without excitations of active zone and cluster, and spectroscopic factor was extracted for ${}^7\text{Li}$ - $\alpha+t$ configuration. The parameters for real potential part were calculated microscopically at double-folding model. The differential reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ cross sections were analyzed by DWBA and CRC methods at 25 MeV. The effect of α transfer on neutron transfer reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ was discussed. The spectroscopic factors for $n+{}^6\text{Li}$ configuration of ${}^7\text{Li}$ were extracted from the experimental data.

INTRODUCTION

The nuclear potential is still ambiguous especially at small distances between interacting nuclei. From the phenomenological studies, it became clear that the major part of the nuclear interaction potential can be approximated by a Woods-Saxon form which gives a simple analytic expression, parameterized explicitly by the depth, the radius, and diffuseness of the potential well.

The optical model parameters (OMPs) are widely employed to generate the distorted waves used to analyze the cross section of many reactions, and these analyses have proved to be powerful tool to extract nuclear structure information. But the applicability of the optical model and Distorted Wave Born Approximation (DWBA) for light nuclei in its simple form is somewhat ambiguous because the number of target nucleons is small. Moreover, cluster effects might become important in the elastic scattering and reactions. Although the optical model and DWBA theory are not expected to work well for the nuclei with $A=6$ and 7 , a study of the transfer reactions on these light targets is attractive as other properties of these light systems have been calculated in detail. The results of DWBA analysis of the transfer cross sections are typically highly sensitive to changing of the optical potential parameters. The calculated angular distribution of the nucleon transfer reaction can vary significantly even through the used OM parameters fit well the elastic scattering in the entrance and exit reaction channels. Moreover, different optical potential parameterizations can provide spectroscopic factors (SFs) different up to factor 3 [1].

Consequently, it is very important to fix these values as long as is possible. As one moves to larger angles, the DWBA is no longer expected to provide reasonable results, even by the good description of the experimental angular distributions. It should be mentioned that the SFs obtained from analysis depend strongly on the shape of the bound state potential commonly used in the Woods-Saxon form. It is known that by the interaction of the complex particles with light nuclei the specific

effect called as an anomalous large-angle scattering (ALAS), which is impossible to explain in the framework of the standard optical model is often observed. The nature of this phenomenon can be different, but in certain cases for ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ targets, having the pronounced ($\alpha+d$) and ($\alpha+t$) cluster structure, at large angle the differential cross section increases. It is almost entirely connected with the transfer exchange mechanism [2]. Both the ${}^7\text{Li}$ target nucleus and ${}^6\text{Li}$ residual nucleus are known to be well described by cluster model, and thus exchange effects should be enhanced for ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ reaction. The reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ has been studied extensively but the studies were in forward angles only without the inclusion of exchange effect by A.R. Zander et al. [3], who have measured and analyzed the reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ at deuteron incident energy $E_d=12$ MeV. Their analysis was incomplete because they did not involve the exchange effects into their calculations. Also, there was no thing about the alpha transfer reaction in the backward angles. Several measurements were at forward angles only. Few attempts have been made to describe the exchange effects on ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ reaction by F. Micheal et al. [4], in this, they did not achieve successful analysis.

In the present work the CRC method is applied to the ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ reaction to obtain the best analysis of experimental data using code FRESKO [5]. The spin-orbit effects are neglected in our analysis depending on the assumptions presented by F. Micheal [4]. Optical model ambiguities and their effect on calculations are investigated. SFs of both ${}^7\text{Li}={}_6^6\text{Li}+n$ and ${}^6\text{Li}=\alpha+d$ are extracted from experimental data.

EXPERIMENTAL PROCEDURE

Experiment for the reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ at deuteron incident energy $E_d=25$ MeV was performed at the isochronous cyclotron U-150M of the Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Kazakhstan (INP NNC RK) [6]. The reaction chamber used in our measurements is shown in figure 1.

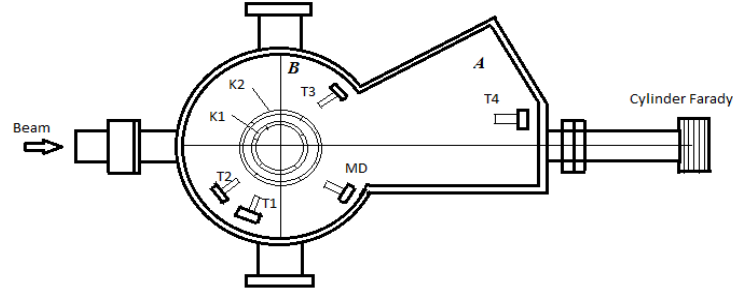


Figure1. Diagram of the nuclear reaction chamber. K_1 and K_2 are independently rotating rings with drives from step engines; (T_1-T_4) are telescopes of $(\Delta E-E)$ detectors and MD is detector used for monitoring the scattered beam

The total energy resolution was about 300 keV connected with beam energy spread. Adjusting the collimator and the target were carried out using laser beam. The targets of lithium metal foil with a ${}^7\text{Li}$ enriched to 99% were prepared by thermal evaporation in vacuum on a thin foil of Al_2O_3 ($\sim 30\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Lithium targets were obtained and stored in a special locked vacuum chamber, which then was placed in the reaction chamber without breaking the vacuum. Measurements of target thickness were carried out before and after experiment. The thickness of the target (${}^7\text{Li}$) was 560-800 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. The measurements were performed in the range of angles from 15° to 165° , except for the 80° - 100° because the technical reasons of target support.

The energy spectra of the outgoing particles were measured using two $\Delta E-E$ telescopes consisted semiconductor detectors. Thickness of ΔE detector has different values from 25 micron till 100 micron depending on the angle measured where the thickness of E detector was from 2mm to 5mm. The separation of tritons from other charged reaction products was accomplished with an electronic system of two-dimensional analysis. The solid angle of system registration was 4.22×10^{-5} sr. The ground (1^+) and first excited state of ${}^6\text{Li}$ ($E_x = 2.186$ MeV, 3^+) were done by decomposition of total structure into two Gaussian peaks. The statistical errors of the measured differential cross sections do not exceed 10%. A typical triton spectrum from the ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ reaction is shown in figure 2.

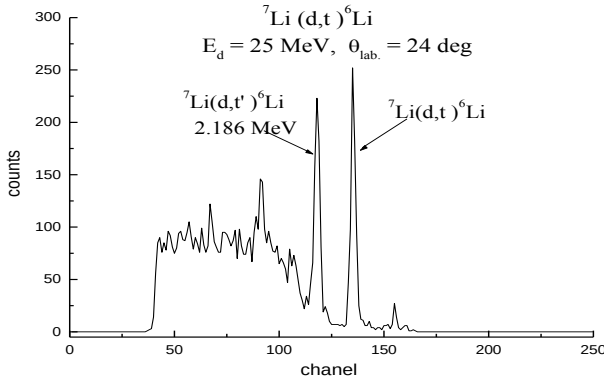


Figure 2. Energy spectrum of tritons from ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ reaction at $\theta=24^\circ$ for the beam energy of 25 MeV

RESULTS AND DISCUSSIONS

Data on elastic scattering are usually analyzed in the optical model (OM), in which the influence of inelastic channels is taken into account by the introducing the complex potential with the imaginary term responsible for the partial absorption of the incoming flux. The detail mathematical formulization of this model is stated in a number of works. So, here there will briefly be described the variant of the model, used in calculations. Within the framework of the OM, the elastic scattering is described by the Schrödinger's wave equation:

$$\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)]\Psi = 0. \quad (1)$$

with complex potential of interaction, $U(r)$. Here: $\mu = mA_p A_t / (A_p + A_t)$ - the reduced mass of colliding nuclei; A_p and A_t - mass numbers of incident nucleus and target nucleus; m - mass of nucleon; E - the kinetic energy of the relative motion in the center-of-mass system. Usually, in the calculations of the complex potential depends only on the distance between centers-of-mass of colliding nuclei. In present work, the spin-orbit effect has been neglected. So, the optical potential can be written down in the form:

$$U(r) = V_C(r) - V(r) - i(W_V(r) + W_S(r)) \quad (2)$$

where, V_C is Coulomb potential, $V(r)$ is real part, W_V is imaginary volume part and W_S is the imaginary surface part.

Usually, the nuclear potential is taken Woods-Saxon with such set of phenomenological parameters that provides the best agreement with the experiment. The real part of this potential can be also calculated theoretically on the basis of fundamental nucleon-nucleon interaction by means of double folding technique.

In the first case the real part is given in the form:

$$V(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_v}{a_v}\right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

The imaginary volume part:

$$W_V(r) = W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_w}{a_w}\right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

and the imaginary surface part:

$$W_s(r) = -4a_D W_D \frac{d}{dr} \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_D}{a_D}\right) \right]^{-1}. \quad (5)$$

As it is seen from formulae (3-5), the radial dependence of the nuclear potential is determined by the Woods-Saxon form-factor. Where R_i and a_i are corresponding radius and diffuseness, respectively. The entrance channel OMPs were taken from the analysis made by [2, 4] (see table 1). For exit channel ${}^6\text{Li}+t$, the phenomenological potentials in table 1 can be compared with the microscopic potential calculated by us in the framework of the double folding model. In this model, the real part is given in the following form:

$$V_F(r) = \int dr_p \int dr_t \rho_p(r_p) \rho_t(r_t) v(r_{pt}) \quad (6)$$

where ρ_p is the projectile matter density distribution, ρ_t is the matter distribution of the target and $r_{pt} = r + r_t - r_p$. A popular choice for the effective NN-interaction has been one of the M3Y interactions. In the present calculation the effective NN-interaction is taken according to the form of M3Y-interaction. The density distribution of triton was taken to be Gaussian form [7]:

$$\rho_p(r) = c \exp(-\alpha r^2) \quad (7)$$

where $c=0.20816 \text{ fm}^{-3}$ and $\alpha=0.53047 \text{ fm}^{-2}$, these parameters correspond to a root-mean square (RMS) radius of triton of 1.68 fm. The nuclear density distribution of ${}^6\text{Li}$ was taken according to [8]:

$$\rho_t = \frac{1}{8\pi^{3/2}} \times \left(\frac{1}{a^2} \exp\left(-\frac{r^2}{4a^2}\right) - \frac{c^2(6b^2 - r^2)}{4b^7} \exp\left(-\frac{r^2}{4b^2}\right) \right) \quad (8)$$

where a , b , and c are constants: $a^2 = 0.87 \text{ fm}^2$, $b^2 = 1.7 \text{ fm}^2$ and $c^2 = 0.205 \text{ fm}^2$. The real potential $V_F(r)$ is obtained by integrating an effective nucleon-nucleon interaction over the density distributions of the two colliding nuclei. The real folded potential $V_F(r)$ was calculated at the 12 and 25 MeV energy using DFPOT [9] and was approximated by the Woods-Saxon function with parameters which are given in Table 1. The imaginary part of potential was

normalized and the normalization factor was taken to be one. It is difficult to make reliable analysis if you have not global optical potential parameters for both entrance and exit channel. Both discrete and continuous ambiguities arise in the optical model analyses. Elastic scattering of deuterons on ${}^6,7\text{Li}$ in wide range of energy has been studied in details in [10, 11]. H. Ludecke et al. [12] had their OMPs which have a very poor analysis in CRC method. Optical model parameters sets used into analysis are shown in table 1.

The analysis of the reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ has been performed using coupled reaction channel (CRC) method. The entrance channel OMPs were taken from the analysis made by [2,4], where the exit channel it was taken from [12,13]. R_C was taken equal 1.25fm. The spectroscopic factor of ${}^6\text{Li} \equiv \alpha + d$ was taken from literature and it was in good agreement with theoretical values [14].

The $\alpha + d$ and ${}^4\text{He} + t$ cluster wave functions for the 2s ground state (1^+) and the 1d excited state (3^+) of the ${}^6\text{Li}$ nucleus were used. The calculations for the ${}^7\text{Li}$ nucleus in ${}^6\text{Li} + n$ configuration were performed with the 2p and 1p bound state wave functions respectively. These functions were computed with Woods-Saxon potential having standard geometry parameters $r_0 = 1.25 \text{ fm}$ and $a = 0.65 \text{ fm}$. Its depth is determined from the cluster binding energies. In case of the ${}^6\text{Li}$ nucleus in $\alpha + d$ configuration and ${}^7\text{Li}$ nucleus in $\alpha + t$ configuration, the calculations were computed with Woods - Saxon potential having geometry parameters $r_0 = 0.95(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ [15].

As it is seen from the Figures (3-5) the calculated cross sections in general reproduce the experimental data rather well. The best fit at the energies 12 and 25 MeV was obtained using OMPs A_1+B_1 at 25 MeV (see Table 1). When OMPs A_3+B_3 at $E_d=12 \text{ MeV}$ was used the fit of the experimental data somewhat worse. But in case of using A_2+B_2 taking into account the cluster exchange mechanism by CRC method (solid curves) provides an explanation for the considerable increase of the cross section in the backward angles at the deuteron energies of 12 and 25 MeV. The CRC cross sections differ from DWBA (dashed curves) only at the angles more than 70° where at the smaller angles there is an equivalent description of experimental data.

Table 1. Optical model potentials for DWBA calculations of the reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$, DF,P.W. means double folding in present work

OMP name	$E_{\text{lab.}}$ MeV	V MeV	r_v fm	a_v fm	W_s MeV	r_s fm	a_s fm	Ref.
1	2	3	4	5	6	7	8	9
${}^7\text{Li} + d$								
A1	25	81.4	1.17	0.85	14.37	1.325	0.75	[2]
A2	12	68.84	1.17	1.00	11.08	1.325	0.64	[2]
A3	12	105.50	1.65	0.54	10.00	1.949	0.23	[4]
${}^6\text{Li} + t$								
B1	25	113.0	1.15	0.740	60.80	1.22	0.80	[13]
B2	12	117.0	1.15	0.740	72.12	1.22	0.80	[13]
B3	12	140.0	1.20	0.83	30.0 V	1.93	0.42	[12]
B4	25	150	1.22	0.49	60.80	1.22	0.80	DF, P.W.
B5	12	156	1.22	0.49	72.12	1.22	0.80	DF, P.W.

According to the shell-model the ground ($3/2^-$) state and the first excited ($E_x = 0.477$ MeV, $1/2^-$) state of the ${}^7\text{Li}$ nucleus are described as a neutron with the total angular momentum $j = 3/2$ and $1/2$ interacting with the ${}^6\text{Li}$ core (1^+). It is well known however that the form of the angular distribution for one-nucleon transfer reaction does not depend significantly on j but only on l -value.

Table 2. Bound state parameters used in the calculations of the reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$

System	E_B (MeV)	r (fm)	a (fm)	references
$d+n$	6.257	1.25	0.65	
${}^6\text{Li}+n$	7.250	1.25	0.65	
${}^4\text{He}+t$	2.467	$0.95(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$	0.65	[15]
${}^4\text{He}+d$	1.474	$0.95(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$	0.65	[15]

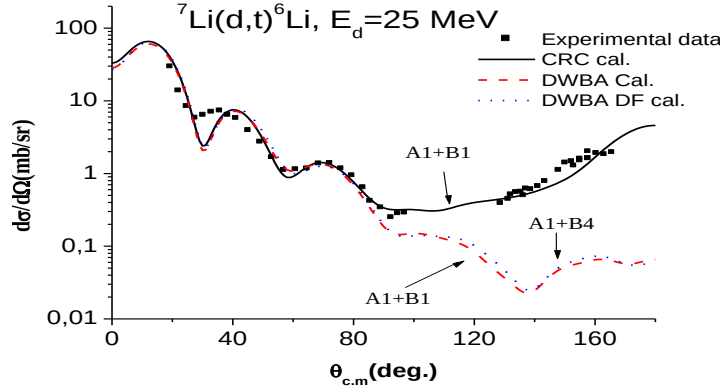


Figure 3. The Angular distributions for deuterons from the reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ at the deuterons energies of 25 MeV. Experimental data are square dots, solid curves are differential cross sections calculated with all couplings. Dashed and dot lines are DWBA and Double folding calculations respectively

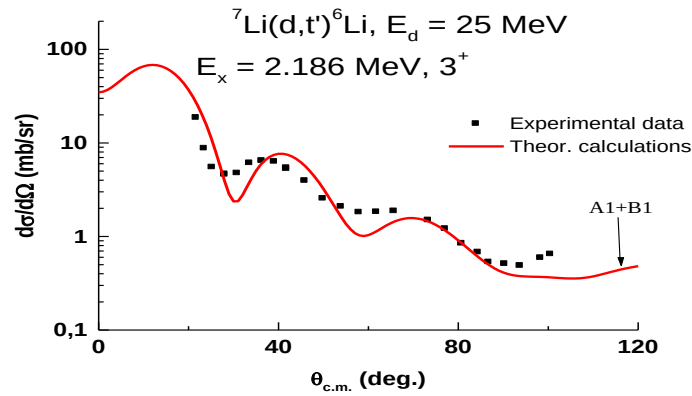


Figure 4. The angular distributions of deuterons from the reaction ${}^7\text{Li}(d,t'){}^6\text{Li}^*$ at the deuterons energies of 25 MeV. Experimental data are square dots. Solid line is the calculation obtained using CRC with potential A_1+B_1 shown in the Table 1

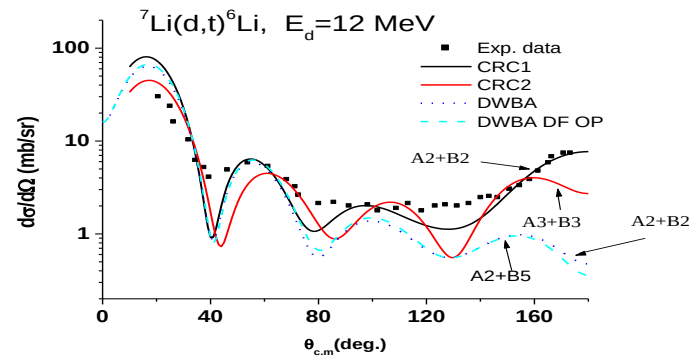


Figure 5. The angular distributions for deuterons from the reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ at the deuterons energies of 12 MeV. Calculated cross sections were done with potentials A_2+B_2 , A_3+B_3 and A_2+B_5 . Experimental data (square dots) were taken from [3]. Solid curves are differential cross sections calculated with all couplings. Dashed and dot lines are DWBA and Double folding calculations respectively

The spectroscopic amplitudes (SA) for the $\alpha+d$ and $\alpha+t$ configurations of the ground and excited states of the ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ nuclei were extracted and compared with these values taken from [14]. But their signs have been changed according to the FRESKO code convention:

$$S_{\text{FRESKO}} = (-1)^{J_C + j_x - J_A} S_x, \quad (9)$$

where, J_C , J_A and j_x are spins of the core, composite and transferred nuclei respectively. The value of the spectroscopic amplitude for the $t \equiv d+n$ configuration was $SA = 1.2247$ if the standard geometry of the Woods-Saxon potential is used. The spectroscopic amplitudes were extracted for the ground and first excited states of ${}^7\text{Li} \equiv {}^6\text{Li}+n$ and ${}^7\text{Li} \equiv {}^4\text{He}+t$ configurations. Therefore in our analysis of experimental data without polarization information, we can extract only summed SF ($S_{3/2} + S_{1/2}$). The extraction of spectroscopic factors in all calculations with FRESKO code was made by varying both initial values $S_{3/2}$ and $S_{1/2}$ by the same factor to normalize the calculated differential cross sections to the experimental ones in the region of the main maximum of angular distribution. The average obtained values of SFs ($SF = (SA)^2$) under all used OMP sets are compared with

shell-model calculations and other experimental values in the Table 3.

CONCLUSION

Angular distributions of differential cross sections of the reaction ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ at 25 MeV deuteron energy have been measured. Our new data measured elastic scattering (at $E_d = 25$ MeV) have been analyzed with the optical model, coupled reaction channels (CRC) method and DWBA approach.

The microscopic potential was calculated in the framework of the double folding model with normalization factor $N = 1.0$.

In analysis of the (d,t) reaction we have evaluated the role of the n - and α -clusters one-step transfer mechanisms. It was shown that the effect of CRC appears obvious in all cases. But CRC cross sections differ from the ordinary DWBA only at the angles more than 80° and at the smaller angles there is an equivalent description of experimental data.

The spectroscopic amplitudes extracted are very large especially of ${}^7\text{Li} \equiv {}^6\text{Li}+n$ configuration comparing with theoretical values obtained in [14]. This values will be estimated in the following analysis.

Table 3. Spectroscopic amplitudes for the ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ reaction. Values in parentheses correspond to SA ($t \equiv d+n$) = 1.224. The sign before SA values has been calculated from equation (9).

System	Theoretical values	Extracted values using CRC method	Extracted values using DWBA method	references
${}^7\text{Li} \equiv {}^6\text{Li}+n$	$(1P_{1/2}) - 0.6573$	$(1P_{1/2}) -1.537$	$(1P_{1/2}) -1.528$	[14]
	$(1P_{3/2}) + 0.7349$	$(1P_{3/2}) +1.759$	$(1P_{3/2}) +1.667$	[14]
${}^7\text{Li} \equiv {}^4\text{He}+t$	$(2P_{3/2}) + 1.0913$	$(2P_{3/2}) +1.180$	$(2P_{3/2}) +1.180$	[14]
${}^6\text{Li} \equiv {}^4\text{He}+d$	$(2S_1) + 1.0610$	$(2S_1) +1.180$	$(2S_1) +1.180$	[14]

REFERENCES

- Thompson, I.J. Nuclear Reactions for Astrophysics: Principles, calculation and Applications of Low-Energy Reactions / I.J. Thompson, F.M. Nunes – Cambridge University Press, Cambridge, 2009.
- Burtebayev, N. Copyright of AIP Conference proceeding / N. Burtebayev et al. – American Institute of Physics, 2008. – P. 203-208.
- Zander, A.R. Nucl. Phys. A173/ A.R. Zander, K. W. Kemper, N. R. Flecher, 1971– P. 273-285.
- Michael, F.W. Physical. Review C Vol. 8/ F.W. Michael, Steve Edwards, 1973– P.978-987.
- Thompson, J.I. / J.I. Thompson. // Computer Physics Reports 7 – 1988– P. 167-212
- Arzumanov, A.A. Isochronic cyclotron with controlled ions energy\ A.A. Arzumanov et al. Izvestiya // AN KazSSR. Seriya Phys.-Math. – 1973. – №4. – P. 6-15.
- Cook, J. / J. Cook, R.J. Griffiths. // Nucl. Phys. A. – 1981. – Vol.366. – P.27.
- Suelezle, L.R. / L.R. Suelezle, M.R. Yearian, H. Crannel / Phys. Rev. – 1967. – Vol.162. – P. 992.
- Cook, J. / J. Cook. // Computer Physics Communications. – 1982. – Vol.25, № 2. – P. 125-139.
- Amar, A. / A. Amar et al. // World Academy of Science, Engineering and Technology. – 2011. – Vol.74. – P. 176-178.
- Pereslavitsev / P. P. Pereslavitsev et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. – 2008. – B 266. – P. 3501-3512.
- Ludecke, H. / H. Ludecke et al. // Nuclear Physics A. – 1968. – Vol.109. – P. 676-688.
- Pang, D.Y. / D.Y. Pang, R. L. Varner, R. Wolski // Phys. Rev.C. – 2009. – Vol.79. – P. 024615.
- Nemets, O.F. / O.F. Nemets, Yu.V. Gofman / Kiev: Handbook in Nuclear Physics Nauk. Dumka, 1975.
- Simmonds, P.J. / P.J. Simmonds et al. // J.Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 1989. – Vol.15. – P. 353-370.

НОВОЕ ИЗМЕРЕНИЕ И АНАЛИЗ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{t}){}^6\text{Li}$ ПРИ 25 МэВ¹Буртебаев Н., ²Амар А., ¹Керимкулов Ж.К., ¹Глушенко Н.В., ²Баймуханова А., ³Сахиев С.К.¹Институт Ядерной Физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан²Казахский Национальный Университет им. Аль-Фараби, Алматы³Евразийский Национальный Университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

Измерены угловые распределения дифференциальных сечений для реакции ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{t}){}^6\text{Li}$ при энергии дейтронов 25 МэВ. Выполнен анализ новых и полученных ранее экспериментальных данных методом связанных каналов реакции с учетом механизма альфа-передачи, без возбуждения ядра и кластера, и извлечен спектроскопический коэффициент для конфигурации ${}^7\text{Li} - \alpha + \text{t}$. Так же микроскопически рассчитаны параметры для действительной части потенциала в рамках метода двойной свертки. Проанализированы дифференциальные сечения реакции ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{t}){}^6\text{Li}$ методами МИВ и МСК при 25 МэВ. Обсуждено влияние передачи α -кластера и нейтронов в реакции ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{t}){}^6\text{Li}$. Из экспериментальных данных извлечены спектроскопические коэффициенты для конфигурации ${}^7\text{Li} - n + {}^6\text{Li}$.

25 МэВ-ТЕГІ ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{t}){}^6\text{Li}$ РЕАКЦИЯСЫН ЖАҢАДАН ӨЛШЕУ МЕН ТАЛДАУ¹Буртебаев Н., ²Амар А., ¹Керимкулов Ж.К., ¹Глушенко Н.В., ²Баймуханова А., ³Сахиев С.К.¹Ұлттық Ядролық Орталығының Ядролық Физика Институты, Алматы, Қазақстан²Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы, Қазақстан³Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық Университеті, Астана, Қазақстан

Дейтрондардың 25 МэВ энергиясында ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{t}){}^6\text{Li}$ реакция үшін дифференциалдық қималардың бұрыштық үлестірілулері өлшенді. Ядро мен кластердің қозуынсыз, альфа-беріліс механизмін ескере отырып, реакцияның байланысқан арналар әдісімен жаңа және бұрын алынған эксперименттік деректерге талдау орындалды және ${}^7\text{Li} - \alpha + \text{t}$ конфигурациясы үшін спектроскопиялық коэффициент алынды. Және де екі еселі үйірткі әдісі шеңберінде потенциалдың нақты бөлігі үшін параметрлер микроскопиялы түрде есептелген. 25 МэВ-те БТӨ және БАӨ әдістерімен ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{t}){}^6\text{Li}$ реакцияның дифференциалдық қималары талданды. ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{t}){}^6\text{Li}$ реакциясында α -кластер мен нейтрондардың берілісінің ықпалы талқыланды. Эксперименттік деректерден ${}^7\text{Li} - n + {}^6\text{Li}$ конфигурациясы үшін спектроскоптық коэффициенттер алынды.

УДК 539.21:539.12.04

ВОССТАНОВЛЕНИЕ Ce^{4+} ДО Ce^{3+} В ЦЕРАТАХ БАРИЯ ПРИ РЕАКТОРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Мунасбаева К.К., Хромушин И.В., Аксенова Т.И.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

Методами термодесорбционной и инфракрасной Фурье-спектроскопии исследовано влияние реакторного облучения на структуру и свойства церата бария. Показано, что облучение данных материалов при температуре 100°C приводит к дополнительной десорбции кислорода, воды и диоксида углерода из оксидов, а количество десорбированных газов увеличивается с ростом дозы облучения. В ИК спектрах облученных цератов можно наблюдать увеличение интенсивности поглощения в диапазоне $3300\text{--}3600\text{ см}^{-1}$, обусловленное валентными колебаниями ОН-групп, а также появление дополнительных полос поглощения в области $1020\text{--}1040\text{ см}^{-1}$. Предполагается, что при облучении имеет место образование кислородных вакансий, сопровождающееся восстановлением церия Ce^{4+} до Ce^{3+} . Возможный механизм восстановления обсуждается. Также отмечено образование гидроксидов на поверхности церата при облучении.

ВВЕДЕНИЕ

Сложные оксиды со структурой перовскита представляют интерес как с научной, так и с практической точек зрения вследствие своих уникальных свойств, таких как высокотемпературная протонная проводимость [1]. Это делает возможным применять их в качестве рабочего тела в водородных топливных ячейках для получения электроэнергии. Также высокотемпературные протон-проводящие оксиды могут быть использованы в ряде устройств в атомной промышленности, включая устройства для разделения изотопов водорода, водородных сенсоров и др. [2].

Типичными представителями твердооксидных протонных проводников являются цераты бария и стронция. Данные материалы довольно хорошо исследованы [3–9] и установлено, что они обладают максимальной протонной проводимостью среди перовскитных оксидов, но в то же время они обладают низкой химической стабильностью в атмосфере, содержащей CO_2 .

Ранее основное внимание уделяли синтезу новых химических композитов с высокой протонной проводимостью и стабильностью. Недавно было отмечено, что ионное облучение является перспективным методом поверхностной модификации перовскитов для улучшения их электрических, оптических и других свойств [10–11]. Поэтому важно получить знания о влиянии облучения на структуру и свойства перовскитных керамик.

Результаты наших предыдущих исследований процессов обмена в системе газ-протонный проводник были опубликованы в [12–14]. Данная работа представляет результаты изучения влияния реакторного облучения на структуру и свойства цератов ба-

рия. Предполагается, что данный тип облучения приведет к модифицированию как поверхностных, так и объемных свойств оксида.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Образцы церата бария $\text{BaCe}_{1-x}\text{Nd}_x\text{O}_{3-\delta}$ с x равным 0.1–0.15 были синтезированы по керамической технологии в Институте высокотемпературной электрохимии в г. Екатеринбурге Уральского отделения Российской Академии наук. Исходными материалами при синтезе были BaCO_3 (сверхвысокой чистоты 7–4 для оптического стекла), CeO_2 и Nd_2O_3 (содержание основного компонента не менее 99.95 %). Детали синтеза подробно описаны в работе [15]. По данным рентгеноструктурного анализа XRD образцы были монофазными со структурой перовскита, плотность керамики составляла 96% от теоретической.

Керамику разрезали на кусочки размером $5 \times 4 \times 1$ мм и отжигали на воздухе при температуре 650°C в течение 7 часов. Затем образцы были герметично запаены в стеклянные ампулы, содержащие атмосферный воздух, и облучены при температуре 100°C в "мокром" канале реактора ВВР-К ИЯФ НЯЦ РК до достижения различных доз. Облучение в "мокром" канале выполнялось в специальном алюминиевом пенале, в который помещали ампулы с облучаемыми образцами. В процессе облучения пенал оmyвается водой. Вода является одновременно охладителем и замедлителем для данного типа реакторов. Облучение в "мокром" канале гарантирует, что температура образцов во время облучения ниже 100°C .

Энергетический спектр нейтронов при облучении показан в таблице 1.

Таблица 1.

Диапазон энергии	$< 0.465\text{ эВ}$	$0.465\text{ эВ} - 0.1\text{ МэВ}$	$0.1 - 1.0\text{ МэВ}$	$> 1.0\text{ МэВ}$
Поток нейтронов ($\text{н/см}^2\text{с}$)	3.2×10^{13}	1.1×10^{13}	5.1×10^{12}	5.1×10^{12}

Термодесорбционная и Фурье-ИК спектроскопия были использованы для характеристики материалов. Эти экспериментальные методы позволяют нам определять химический состав десорбированного газа, температурную область десорбции газов и формы локализации протонов.

Принципиальная схема установки для исследования термодесорбции газов из твердых тел состоит из следующих функциональных узлов: рабочей камеры, систем откачки, контроля, измерения и управления. Рабочая камера изготовлена из нержавеющей стали и охлаждается водой; в холодной части камеры имеется каретка, в которую помещается до 8 исследуемых образцов. При помощи сильфона каретка перемещается, и таким образом образцы через щель могут поочередно вводиться в печь-сопротивления. Печь представляет собой вольфрамовую спираль, внутри которой имеется вольфрамовая чашечка. Температура образцов измеряется двумя W-Re термомпарами. В верхней части рабочей камеры имеется смотровое окно.

Откачка вакуумной системы осуществляется двумя насосами: ТМН-500 и ГИН-0,5М. Регистрация десорбированных газов осуществляется радиочастотным масс-спектрометром МХ-7304.

Установка автоматизирована на основе универсального модуля Advantech PCI-1710HG, встроенного в компьютер. Настройка на выбранные массы газов в ходе эксперимента и десорбционные спектры отображаются на цветном графическом мониторе.

ИК спектры цератов бария регистрировали с помощью Фурье ИК-спектрометра IA-Prestige-21 производства Японии в диапазоне частот $380\text{--}4000\text{ см}^{-1}$ при комнатной температуре. Таблетки для регистрации ИК спектров изготавливали следующим образом: образцы цератов растирали с порошком КВг в соотношении 1:10, а потом прессовали в таблетки. В случае образцов, облученных на реакторе, соблюдали определенную последовательность действий: сначала образцы цератов облучали, затем растирали с порошком КВг и только потом прессовали.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Термодесорбционные спектры выхода молекул кислорода и воды из образцов Nd-допированного керамического церата бария, необлученного и облученного при 100°C различными дозами, представлены на рисунке 1 (а), (б). Спектры были нормированы на массу соответствующих образцов, что означало, что площадь под кривыми пропорциональна количеству десорбированного газа. Можно видеть, что спектры десорбции кислорода имеют симметричную форму, а температура их максимума практически не зависит от дозы облучения, см. рисунок 1 (а). В то же время количество десорбированных молекул кислорода увеличивается с ростом дозы облучения. Спектры десорбции воды имели несимметричную форму, а количество десорбированной воды и температура максимума скорости десорбции растут с ростом дозы облучения, см. рисунок 1 (б).

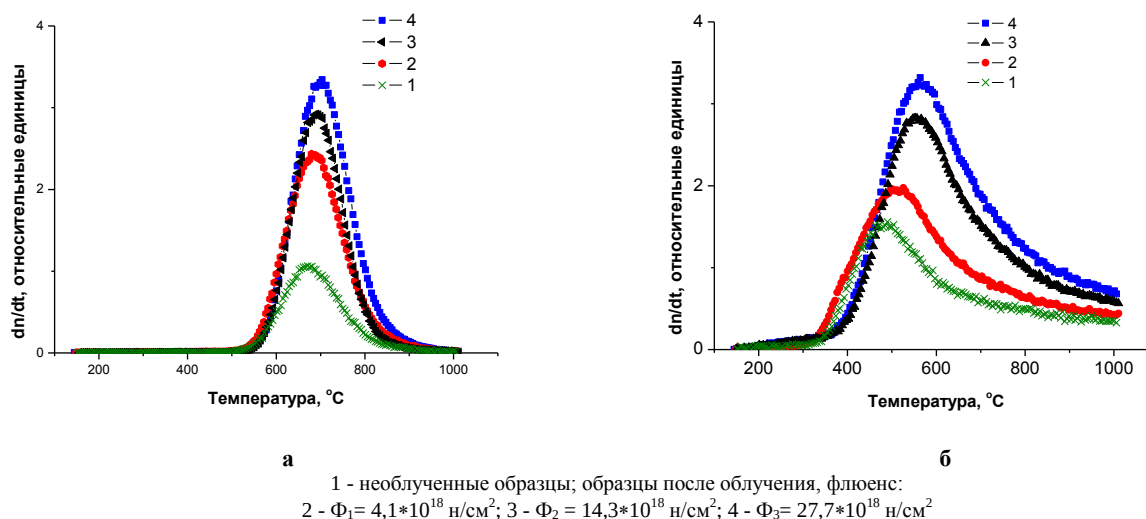


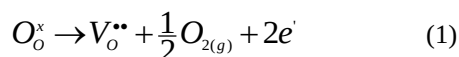
Рисунок 1. Спектры выделения кислорода (а) и воды (б) из образцов $\text{BaCe}_{0.9}\text{Nd}_{0.1}\text{O}_{3-\delta}$, облученных в реакторе до различных доз

Мы предполагаем, что такое влияние реакторного облучения на десорбцию газов может быть объяснено частичным восстановлением Ce^{4+} до Ce^{3+} во время облучения. Механизм восстановления церия следующий.

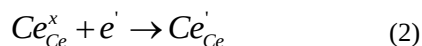
Смещение иона кислорода из узла решетки, вызванное облучением, вызывает значительное динамическое увеличение энергии решетки за счет обра-

зования вакансии с эффективным зарядом +2 и межузельного кислородного иона. Время жизни такой Френкелевской пары в плотно упакованной решетке перовскита очень мало, и кислород, выбитый из узла решетки, почти мгновенно либо рекомбинирует с вакансией, либо уходит на стоки (границы зерен) или на поверхность образца и, в конце концов, поки-

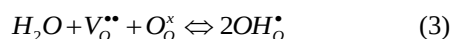
дает его. Этот процесс сопровождается генерацией электронов по следующей реакции.



Образованные электроны могут восстановить Ce^{4+} до Ce^{3+} согласно



В дальнейшем образованные кислородные вакансии могут быть заполнены гидроксильными группами из окружающей атмосферы [16] в процессе или после облучения:



Увеличение концентрации вакансий и ионов Ce^{3+} , которое имеет место в соответствии с реакциями (1) и (2) в процессе облучения, сопровождается увеличением количества интеркалированных гидроксильных групп (уравнение 3). При нагреве образцов в вакууме реакция (3) идет в обратном направлении, давая основной вклад в десорбцию воды из оксидов. Протоны прыгают с одного кислорода на другой в ближайшие позиции в решетке до поверхности образца, где образование и дальнейшая десорбция молекул воды имеет место. Как было отмечено выше, выход кислорода из церата бария также имеет место. Мы предполагаем, что кислород в решетке вблизи трехвалентного катиона связан слабее, чем кислород в окружении 4-хвалентных катионов. Этот слабосвязанный кислород, покидая вакансию, может достигать поверхности и участвовать в образовании и дальнейшей десорбции молекул кислорода из образца. Это должно давать дополнительный выход молекул воды и кислорода в спектрах термодесорбции. Вот почему чем выше доза реакторного облучения, тем больше количество молекул газа, десорбированных из оксидов.

В нашей предыдущей работе [17] мы изучали влияние катионного допирования на десорбцию газов из церата бария. Было показано, что спектры десорбции кислорода имели симметричную форму, а температура их максимума практически не зависела от уровня допирования. В то же время спектры десорбции воды имели несимметричную форму, а температура максимума пика воды увеличивалась с ростом уровня допирования. Кроме того, было отмечено, что десорбция молекул кислорода и воды из церата бария, отожженного при температуре 650°C, имеет место только для $x > 0$, и количество десорбированных газов увеличивается с ростом уровня допирования.

Известно, что допирование церата бария редкоземельным элементом R^{3+} дает увеличение концентрации дефектов замещения R'_{Ce} и положительно за-

ряженных кислородных вакансий $V_o^{\bullet\bullet}$. В дальнейшем кислородные вакансии могут быть заполнены гидроксильными группами из окружающей атмосферы согласно реакции (3). В случае десорбционных исследований эта реакция идет в обратном направлении, давая дополнительный выход воды из образцов по тому же механизму, что и в случае облучения. Как и в случае облучения, менее связанный кислород вблизи трехвалентного катиона, покидая вакансию, может достигать поверхности и участвовать в образовании и дальнейшей десорбции молекул кислорода из образцов. Это должно давать дополнительный выход молекул воды и кислорода в спектрах термодесорбции.

Сдвиг максимума скорости десорбции воды в сторону более высоких температур с увеличением дозы облучения и уровня допирования хорошо согласуется с литературными данными [7], где было показано, что чем выше концентрация R'_{Ce} в церате бария, тем больше воды удерживается в решетке при высоких температурах и тем выше температура начала дегидратации.

Из сказанного выше можно сделать вывод, что влияние дозы облучения и уровня допирования на десорбцию молекул кислорода и воды из церата бария качественно схожи. Мы полагаем, что причиной данного сходства являются трехвалентные катионы в В-узлах, которые в случае облучения образуются за счет восстановления Ce^{4+} до Ce^{3+} как описано ранее. Необходимо отметить, что восстановление Ce^{4+} до Ce^{3+} при облучении цератов ионами аргона и электронами было отмечено в работах [10, 11].

Следует отметить, что все изменения в процессах десорбции молекул кислорода и воды из облученного церата бария вызваны именно облучением, а не кинетикой обменных процессов газ-твердое тело при облучении при 100°C. Это было подтверждено измерением десорбции кислорода и воды из необлученного церата бария, отожженного в запаянных стеклянных ампулах, содержащих атмосферный воздух при 100°C, т.е., в условиях, подобных условиям облучения.

Фурье-ИК спектры облученного и необлученного церата бария представлены на рисунке 2. Можно видеть, что интенсивность полос поглощения 3400 и 1460, 1585 cm^{-1} , связанных с валентными и деформационными колебаниями ОН групп увеличивается с ростом дозы облучения. Кроме того, появляются новые полосы поглощения 1020-1040 cm^{-1} , которые отсутствовали в спектрах необлученных цератов. Поглощение в данной области обычно связывают с деформационными колебаниями ОН-групп в составе гидроксидов металлов [18].

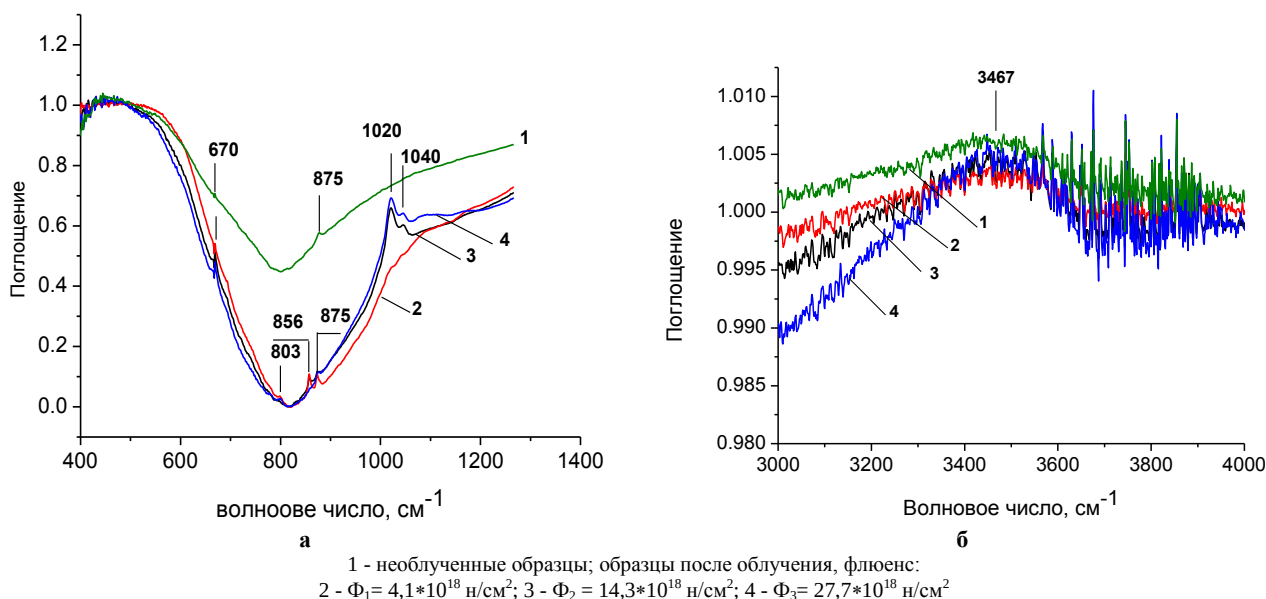


Рисунок 2. ИК спектры церата бария $\text{BaCe}_{1-x}\text{Nd}_x\text{O}_{3-a}$ ($x = 10\%$) с разной дозой облучения

Мы предполагаем, что данные полосы поглощения относятся к деформационным колебаниям ОН-групп гидрооксидов бария или церия образованных на поверхности образцов при их контакте с окружающей атмосферой при облучении. Таким образом, наряду с реакцией (3), образование гидрооксидов является дополнительным путем интеркаляции протонов в оксиды в процессе облучения. Ожидается, что температура разложения гидрооксидов высокая и этот процесс не дает значительного вклада в десорбцию воды в исследованной температурной области. Образование гидрооксидов было также отмечено в работах [10, 11] при облучении цератов электронами и тяжелыми ионами.

Необходимо отметить, что значительное увеличение выхода диоксида углерода наблюдается с ростом дозы облучения (рисунок 3).

Мы предполагаем, что облучение данных материалов стимулирует взаимодействие цератов с диоксидом углерода из окружающей атмосферы путем образования активных центров для CO_2 . Как результат, образование карбонатов имеет место. Принимая во внимание, что реакция плотных оксидов с CO_2 является поверхностной [19], мы предполагаем, что образование карбонатов имеет место в приповерхностной области. Согласно литературным данным [20], карбонаты могут существовать в виде моно- или бидентатных структур. Бидентатные структуры превращаются в более устойчивые монодентатные структуры. К сожалению, область поглощения карбонатных структур ($1380\text{--}1500\text{ см}^{-1}$) перекрывается с областью деформационных колебаний ОН групп, затрудняя интерпретацию данных. Поскольку присутствие карбонатов в данных материалах ведет к ухудшению их стабильности и проводимости, необходимо исключить контакт цератов с диоксидом углерода, особенно при реакторном облучении.

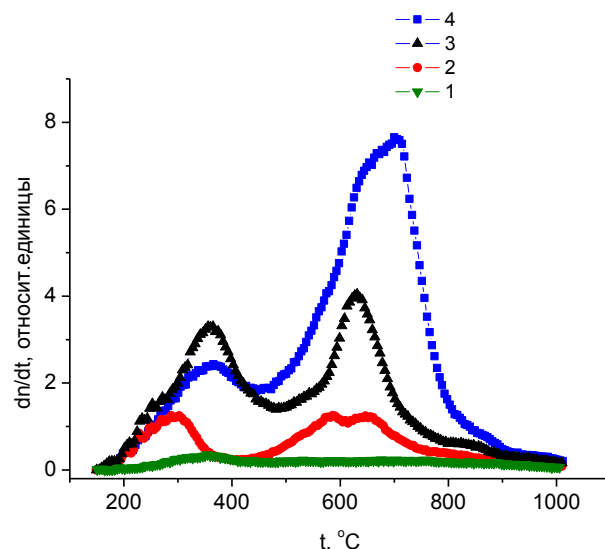


Рисунок 3. Спектры выделения диоксида углерода из образцов $\text{BaCe}_{0.9}\text{Nd}_{0.1}\text{O}_{3-\delta}$, облученных в реакторе до различных доз облучения

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучено влияние реакторного облучения на цераты бария со структурой перовскита методами ТДС и Фурье ИК- спектроскопии. Оказалось, что количество десорбированных молекул воды и кислорода увеличивается с ростом дозы облучения. Качественное подобие влияния уровня допирования и дозы облучения на спектры десорбции воды и кислорода из оксида позволяет сделать вывод, что облучение этих материалов сопровождается образованием кислородных вакансий и восстановлением Ce^{4+} до Ce^{3+} в процессе облучения. Кислородные вакансии, созданные облучением, заполняются

гидроксильными группами при контакте с окружающей атмосферой. Это дает наблюдаемое увеличение количества воды и кислорода, десорбированных из оксида, с ростом дозы облучения. Также

следует отметить, что реакторное облучение оксидов стимулирует образование карбонатов и гидроксидов на поверхности керамики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Iwahara, H. High temperature proton conducting solids oxide fuel cells using various fuels / H. Iwahara, H. Uchida, S. Tanaka // J. Appl. Electrochem. - 1986.-Vol. 16. - P. 663-668.
2. Shober, T. Applications of oxidic high-temperature proton conductors / T. Shober // Solid State Ionics. - 2003. - Vol. 162-163. - P. 277-281.
3. Water solubility, proton and oxygen diffusion in acceptor doped BaCeO_3 : a single crystal analysis / K.D. Kreuer [et al.] // Solid State Ionics. - 1996. - Vol. 86-88. - P. 613-620.
4. Kreuer, K.D. On the development of proton conducting materials for technological applications / K.D Kreuer // Solid State Ionics. - 1997. - Vol. 97. - P. 1-15.
5. Kreuer, K. Aspects of the formation and mobility of protonic charge carriers and the stability of perovskite-type oxides / K. Kreuer // Solid State Ionics. - 1999. - Vol. 125, №1-4. - P. 285-302.
6. Glockner, R. Protons and other defects in BaCeO_3 : a computational study / R. Glockner, M.S. Islam, T. Norby // Solid State Ionics. - 1999. - Vol. 122. - P. 145-156.
7. Kruth, A. Water incorporation studies on doped barium cerate perovskites / A. Kruth, J.T.S. Irvine // Solid State Ionics. - 2003. - Vol. 162-163. - P. 83-91.
8. Structural and electrical characterization of $\text{SrCe}_{1-x}\text{Y}_x\text{O}_y$ / R.J. Phillips [et al.] // Solid State Ionics. - 1999. - Vol. 125. - P. 389-395.
9. Poulsen, F.W. Method for calculating ionic and electronic defect concentrations in proton containing perovskites / F.W. Poulsen // Journal of Solid State Chemistry. - 1999. - Vol. 143. - P. 115-121.
10. Effects of ion beam surface modification on proton conductivity of $\text{BaCe}_{0.9}\text{Y}_{0.1}\text{O}_{3-\delta}$ / Jae-Hwan Kim [et al.] // Solid State Ionics. - 2008. - Vol. 179. - P. 1182-1186.
11. Change in hydrogen absorption characteristic of $\text{SrCe}_{0.95}\text{Yb}_{0.05}\text{O}_{3-\delta}$ by electron beam modification/ B. Tsuchiya [et al.] // Solid State Ionics. - 2008. - Vol. 179. - P. 909-912.
12. Thermodesorption study of barium and strontium cerates / T.I. Aksenova [et al.] // Solid State Ionics. - 2003. - Vol. 162-163. - P. 31-36.
13. Mechanism of gas-solid exchange processes for some perovskites / I.V. Khromushin [et.al] // Solid State Ionics. - 2003. - Vol.162-163. - P. 37-40.
14. Baikov Yu.M., Kompan M.E., Nikitin E.I. et.al // Ionics, 2003, V. 9, N 5/6. - P. 395-403.
15. Sharova, N.V. Electroconduction and the nature of ionics transport in $\text{BaZr}_{0.95}\text{Nd}_{0.05}\text{O}_{3-y}$ / N.V. Sharova, V.P. Gorelov // Russian Journal of Electrochemistry. - 2005. - Vol. 41, № 10. - P. 1130-1134.
16. Пальгуйев, С.Ф. Высокотемпературные протонные твердые электролиты. / С.Ф. Пальгуйев - Екатеринбург: УрО РАН, 1998. - 82 с.
17. Механизмы обмена в системе «газ - протонный проводник»/ К.К. Мунасбаева [и др.] // Вестник НЯЦ РК – 2008. - вып.№3. - С. 66-69.
18. Marchenko, L.A. Practical application perspectives of jointly-deposited hydroxides for sorption cleaning of water // Conference “Waste water treatment”, Kuban State Technological University. – Krasnodar, Russia, 2008.
19. Zakovsky, N. / N. Zakovsky, S. Williamson, J.T.S. Irvine. – Solid State Ionics. – 2005. – V.176. – P.3019-3026.
20. Bolis, V. / V. Bolis [et al]. // Thermochim. Acta. – 2001. – V.379. – P.147.

РЕАКТОРЛЫҚ СӘУЛЕЛЕНДІРУ КЕЗІНДЕ БАРИЙ ЦЕРАТТАРЫНДАҒЫ Ce^{4+} -ТІ Ce^{3+} -КЕ ДЕЙІН ТОТЫҚСЫЗДАНДЫРУ

Мұнасбаева Қ.Қ., Хромушин И.В., Аксенова Т.И.

ҚР ҰАО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

Термосорбциялық және инфрақызыл Фурье-спектроскопия әдістерімен перовскит құрылымды барий цератының құрылымы мен қасиетіне реакторлық сәулеленудің ықпалы зерттелген. Осы материалдарды 100°C температурада сәулелендіру оттектің, су және оксидтерден көміртек диоксидінің қосымша десорбциялануына алып келетіні, ал десорбцияланған газдардың саны сәулелену дозасының өсуімен ұлғаятындығы көрсетілген. Сәулеленген цераттардың ИҚ спектрінде $3300\text{--}3600\text{ cm}^{-1}$ ауқым аралығында жұтылу қарқындылығының артқандығын байқауға болады, оған ОН топтарының валенттік тербелістері себепші, сонымен бірге $1020\text{--}1040\text{ cm}^{-1}$ төңірегінде қосымша жұтылу жолақтары пайда болды. Церийдің Ce^{4+} -тен Ce^{3+} -ке дейін тотықсыздануымен байланысты сәулелену кезінде оттектің бос орындары пайда болатындығы орын алады деп болжанады. Болуы мүмкін тотықсыздану механизмі талқыланды. Сондай-ақ сәулелену барысында церат бетінде су оксидтерінің пайда болатындығы атап көрсетілген.

Ce^{4+} TO Ce^{3+} DEOXYDATION IN BARIUM CERATES DURING REACTOR IRRADIATION

K.K. Munasbaeva, I.V. Khromushin, T.I. Aksenova

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The effect of reactor irradiation on structure and properties of barium cerates is studied by thermal desorption and Fourier transform infrared (FT-IR) spectroscopy methods. It is shown that irradiation of these materials at temperature of 100°C leads to additional desorption of oxygen, water and carbon dioxide from oxides and the amount of desorbed gases increases with the growth of radiation dose. In infrared spectra of irradiated cerates the increase of absorption intensity can be observed within the range of 3300-3600 cm^{-1} , caused by stretching vibrations of OH groups, as well as appearance of additional absorption bands in the range of 1020-1040 cm^{-1} . It is assumed that formation of oxygen vacancies accompanied by deoxydation of Ce^{4+} to Ce^{3+} takes place during irradiation. Possible mechanism of deoxydation is under discussion currently. It is noticed that hydroxide formation occurs on the surface of barium cerates during irradiation.

УДК 539.183.3

ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ПИКОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С АТОМАМИ МИШЕНЕЙ

Батырбеков Э.Г., Горлачев И.Д., Иванов И.А., Пеньков Ф.М.

Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

В сентябре 2006 г. в г. Астана состоялся физический пуск ускорительного комплекса на базе ускорителя тяжелых ионов ДЦ-60. За прошедшее время эксплуатации отработаны режимы ускорения тяжелых ионов, таких как ^{14}N , ^{84}Kr , ^{40}Ar и ^{132}Xe . Это позволило провести серию технологических и экспериментальных работ на ускорителе. В представленной работе приводится описание ускорительного комплекса, а также первые результаты аналитических исследований. В настоящее время работы на ускорителе продолжаются.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ускоренные пучки тяжелых ионов находят все большее применение в различных областях науки и техники. Синтез сверхтяжелых элементов, модификация материалов с целью изменения их физико-химических характеристик, исследование элементного состава образцов, получение ядерных фильтров на базе полимерных материалов – вот далеко не полный перечень направлений, где используются высокоэнергичные пучки тяжелых ионов.

Ускорительный комплекс тяжелых ионов на базе циклотрона ДЦ-60, введенный в эксплуатацию в 2006 году в г. Астана, оснащен разветвленной системой транспортировки пучка и разнообразными мишенными системами, которые позволяют выполнять как экспериментальные работы так и технологические операции. Таким образом, имеется возможность развивать на циклотроне как технологические, так и научно-исследовательские направления работ.

УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС

Ускорительный комплекс, схематично представленный на рисунке 1, включает в себя:

- источник ионов с системой аксиальной инжекции пучка в циклотрон;
- циклотрон ДЦ-60;
- четыре канала транспортировки пучка;
- систему управления;
- три камеры, предназначенные для научно-исследовательских работ;
- систему облучения полимерных пленок.

Источник ионов является одной из принципиальных частей комплекса. В ускорительном комплексе ДЦ-60 используется источник типа ЭЦР, т.е. источник ионов на основе электронного циклотронного резонанса. Конструктивной особенностью комплекса является возможность использования источника ионов с одной стороны в качестве инжектора ионов в циклотрон для получения пучков ускоренных тяжелых ионов, с другой стороны как автономную систему в качестве источника интенсивных пучков многозарядных ионов низкой энергии.

ЭЦР источник комплекса ДЦ-60 предназначен для получения пучков тяжелых многозарядных ио-

нов газообразных и твердых веществ в диапазоне масс от гелия до ксенона. Конструкция ЭЦР-источника аналогична конструкции источников DECRIS-2 и DECRIS-3 [1].

Для удержания плазмы используется конфигурация магнитного поля с минимумом B . При такой конфигурации магнитное поле минимально в центре прибора и возрастает в любом направлении от центра, что стабилизирует плазму по отношению к магнитогидродинамическим неустойчивостям. Отношение максимальной напряженности поля в магнитных пробках (зеркалах) к напряженности поля в центре прибора называется «зеркальным отношением». Это – важный параметр геометрии ловушки. В существующих ЭЦР-источниках используют зеркальное отношение от 1,3 до 2 при уровне поля в пределах 0,2 – 0,5 Т. Во всех действующих ЭЦР-источниках конфигурацию магнитного поля с минимумом B получают комбинированием осевого поля соленоида с полем многополюсной магнитной системы – шести-полюсной или восьмиполюсной. Такие многополюсные системы можно создать из катушек или постоянных магнитов.

В ЭЦР-источнике для ускорения электронов в присутствии магнитного поля B на частоте их циклотронного резонанса используется мощный микроволновый поток частотой ω_{ce} , где $\omega_{ce} = Be/m$ и e/m – отношение заряда к массе электрона.

В источнике ускорительного комплекса ДЦ-60 аксиальная компонента магнитного поля создается медными охлаждаемыми катушками с использованием специальной конфигурации «мягкого» железа для формирования требуемого распределения поля вдоль оси источника. Радиальная компонента магнитного поля создается гексаполем из постоянных магнитов (материал NdFeB), который позволяет получить величину поля в районе стенки ионизационной камеры порядка 1 Т. Гексаполь состоит из 4 колец: два центральных с внешним диаметром 180 мм и два кольца с внешним диаметром 160 мм. Рабочая частота 14 – 14,5 ГГц.

СВЧ-ввод в ионизационную камеру организован через высоковольтный изолятор и вакуумное окно. Ионизационная камера имеет охлаждение для защи-

ты постоянных магнитов гексаполя от нагрева. Кроме того, ионизационная камера и гексаполь изолированы от корпуса источника (до 25 кВ), что позволяет извлекать ионы с необходимой энергией. Система экстракции состоит из плазменного электрода, расположенного на выходе из ионизационной камеры, и подвижного пулера, находящегося под отрицательным потенциалом до 5 кВ, и заземленного электрода. Рабочие вещества вводятся в источник через систему подачи газов или специальную систему подачи твердых веществ.

Для транспортировки пучка от ЭЦР – источника ионов к центру циклотрона используется эффективная система аксиальной инжекции пучка, состоящая из:

- фокусирующих элементов;
- анализирующего магнита;
- диагностирующих элементов;

- банчера;
- вакуумных насосов;
- электростатического инфлектора.

Ожидаемый захват фаз для ускорения в центре циклотрона составляет около $30^\circ \div 35^\circ$. Это означает, что не более, чем 10% требуемого заряда пучка ионов будет вовлечено в процесс ускорения. Для увеличения эффективности захвата пучка системой аксиальной инжекции установлен банчер с синусоидальной волной, который группирует частицы пучка в необходимом диапазоне фаз и увеличивает коэффициент захвата до $30 \div 50\%$. Поворот пучка в medianную плоскость циклотрона осуществляется с помощью электростатического инфлектора. Как правило, для этих целей используются спиральные инфлекторы или электростатические зеркала.

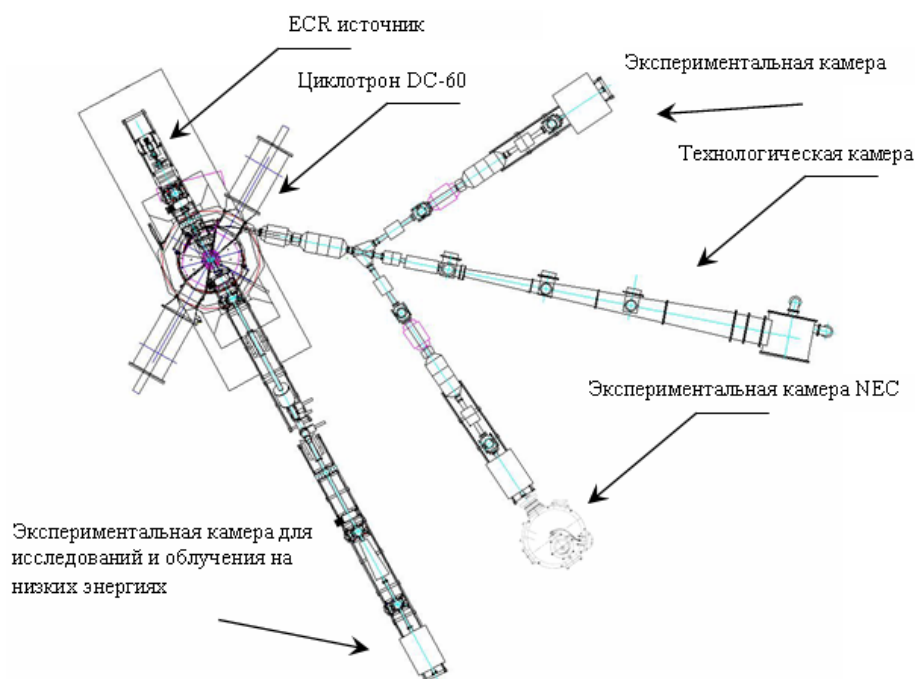


Рисунок 1. Схема ускорительного комплекса

Максимальная энергия ускоренных ионов – 1,77 МэВ/нуклон. Вариация энергии ионов в диапазоне от 0,35 до 1,77 МэВ/нуклон обеспечивается за счет изменения заряда ускоряемых частиц и магнитного поля циклотрона.

Высокочастотная система имеет вариацию частоты в диапазоне 12 – 18 МГц и обеспечивает ускорение ионов на 4 и 6 гармониках.

Циклотрон позволяет ускорять ионы в диапазоне от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{132}\text{Xe}$, или по отношению массы к заряду в диапазоне $A/Z = 6 - 12$.

Для вывода пучка ионов из циклотрона используется электростатический дефлектор с напряженностью электрического поля 75 кВ/см, расположенного во впадине магнита, и фокусирующий магнитный канал.

Каналы транспортировки пучков от циклотрона к мишенным камерам включают стандартные системы фокусировки и поворота ускоренных ионов.

Система управления ускорителем обеспечивает создание базы данных параметров ускорителя и ионно-оптических каналов, позволяющей автоматически восстанавливать режимы работы ионно-оптических элементов ускорительного комплекса в зависимости от сорта, зарядового состояния и энергии ионов в рамках технических возможностей ускорителя.

В таблице 1 представлены параметры пучков ускоренных ионов (энергия и интенсивность на мишени).

Таблица 1. Параметры ускоренного и выведенного пучков циклотрона ДЦ-60

Ион	E, МэВ/нуклон	E, МэВ	I _{extracted} , pps
¹⁴ N	1.22	17	$6 \cdot 10^{13}$
⁴⁰ Ar	0.6	24	$3 \cdot 10^{13}$
⁴⁰ Ar	0.94	38	$2 \cdot 10^{13}$
⁴⁰ Ar	1.35	54	$2 \cdot 10^{13}$
⁸⁴ Kr	1.03	86	$3 \cdot 10^{12}$
⁸⁴ Kr	1.44	121	$2 \cdot 10^{12}$
¹³² Xe	1.0	132	$1 \cdot 10^{12}$
¹³² Xe	1.52	200	$1 \cdot 10^{12}$

МИШЕННАЯ КАМЕРА NEC

На рисунке 2 представлена мишенная камера фирмы NEC, предназначенная для проведения ядерно-физических исследований на ускорителе ДЦ-60.

Мишенная камера изготовлена из цельного блока алюминия с внутренним диаметром - 430 мм и внутренней высотой - 200 мм. Основание камеры имеет толщину 50 мм для обеспечения стабильной поддерживающей базы для манипуляторов мишени, детекторов частиц, коллиматора пучка и турбомолекулярного насоса. Вакуумный шлюз для загрузки мишени располагается на крышке; он обеспечивает быструю (меньше чем за 5 минут) смену держателей мишени без нарушения высокого вакуума в камере. Камера оснащена смотровым окном и видео камерой для регулировки положения мишени. Она электрически изолирована от “земли” с целью использования ее в качестве цилиндра Фарадея для измерения тока пучка.

Основой вакуумной системы камеры являются турбомолекулярный насос производительностью 250 л/с и форвакуумным насосом с минимальной производительностью 190 л/м. Управляемые электромагнитные и пневматические затворы с соответствующими контроллерами и средствами измерения обеспечивают автоматическую откачку камеры или напуск воздуха.

Камера оснащена мишенным манипулятором с вакуумными двигателями и повторителями, обеспечивающими вращательное и возвратно-поступательное перемещение образца: X и Z движение на ± 8 мм и Y движение на ± 50 мм с разрешением 0,0025 мм, Y или тета ось вращения (θ) на 90° с разрешением 0,01°. Вращение вокруг оси Z или Фи (ϕ) – вращение непрерывное с разрешением 0.01°.

Для регистрации заряженных частиц камера оснащена двумя кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами площадью 50 мм²: один установлен стационарно под углом 170° по отношению к направлению движения пучка и предназначен для регистрации обратно-рассеянных ионов (метод RBS), второй – перемещаемый в диапазоне углов $\pm 90^\circ$ предназначен для детектирования упруго-рассеянных частиц (метод ERDA). В состав спектрометрических трактов входят предусилители, спектрометрические усилители, высоковольтные источники питания и аналого-цифровые преобразователи МСА. Для обработки спектров обратно-рассеянных частиц используется программа RUMP.

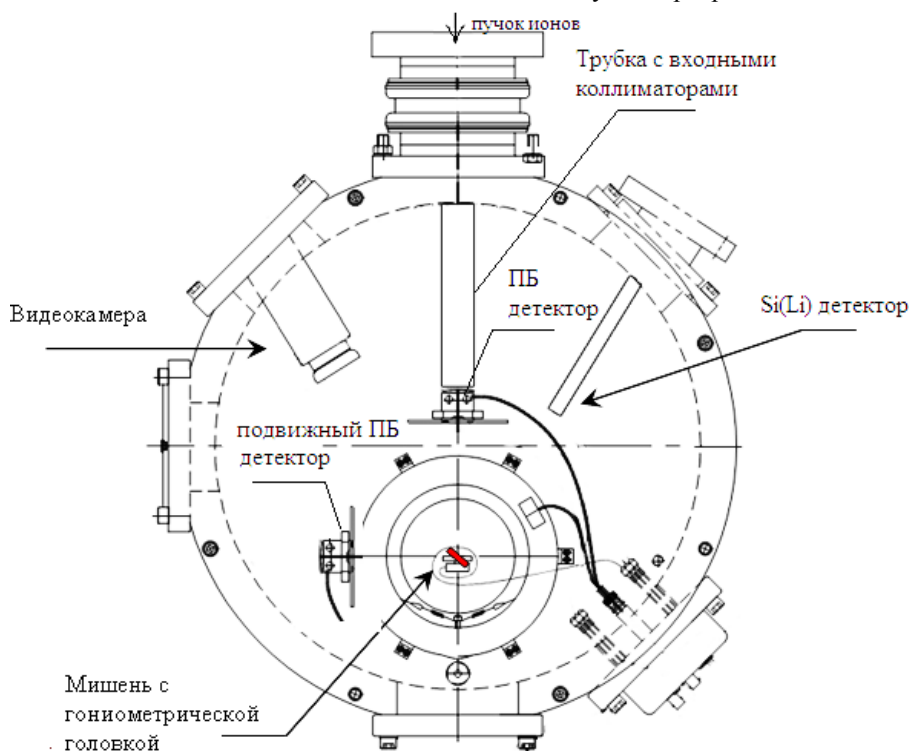


Рисунок 2. Мишенная камера NEC

Для регистрации вторичного рентгеновского излучения (PIXE анализ) в камере предусмотрен кремний-литиевый Si(Li) детектор, расположенный под углом 45° к направлению движения пучка, в комплексе со сменщиком рентгеновских фильтров, предусилителем, спектрометрическим усилителем и аналого-цифровым преобразователем. Площадь поверхности детектора 30 мм^2 . Ручное перемещение детектора с шагом 1 мм позволяет легко менять расстояние от мишени до кристалла анализатора, изменяя, таким образом, телесный угол регистрации детектора. Программа GUPIXE, разработанная в университете GUELTH, позволяет обрабатывать PIXE спектры, определять интенсивности рентгеновских пиков, вычислять содержания химических элементов и вычислять пределы обнаружения элементов для тонких и толстых образцов. Программа использует нелинейную подгонку методом наименьших квадратов с модификацией формы пика и учитывает наложения пиков, пики вылета, фон, материал фильтра, матричную коррекцию и вторичную флуоресценцию для толстых мишеней.

РЕГИСТРАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИОННЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ (PIXE)

В результате взаимодействия заряженной частицы с электронами атомов мишени происходит ионизация и возбуждение атомов. Переход атомов в основное состояние сопровождается двумя процессами: вылетом оже-электронов (преобладающими в случае легких атомов) и испусканием характеристического рентгеновского излучения, которое преобладает для тяжелых атомов. Соотношение между этими процессами определяется величиной выхода флуоресценции. Энергия излучения зависит от типа оболочек, между которыми происходит переход в ионизованном атоме, и от заряда ядра. В элементном анализе с помощью характеристического рентгеновского излучения, инициированного ускоренными ионами, обычно используются $K_{\alpha,\beta}$ и $L_{\alpha,\beta,\gamma}$ – линии.

В случае ускорителя ДЦ-60 метод PIXE может позволить анализировать содержание химических элементов в диапазоне от натрия до свинца для разных типов анализируемых объектов. В этом случае в качестве источников возбуждения вторичного рентгеновского излучения могут быть использованы ускоренные пучки азота, аргона и криптона с энергией $\sim 1 \text{ МэВ/нуклон}$. Выбор типа ионов определяется спектром анализируемых элементов и требуемой чувствительностью.

Для повышения чувствительности анализа в области тяжелых элементов между образцом и детектором может быть размещен фильтр, позволяющий

селективно поглощать низкоэнергичные рентгеновские кванты, уменьшая, таким образом, интегральную загрузку спектрометрического тракта.

Другим перспективным исследовательским направлением деятельности на ускорителе ДЦ-60 является изучение сечения ионизации внутренних оболочек атомов разных элементов. Эти характеристики используются в качестве фундаментальных констант в разных вариантах метода PIXE. Подобные исследования тем более важны, что в научной литературе практически отсутствуют данные по сечениям ионизации внутренних оболочек атомов тяжелыми ионами.

Изучение возможности элементного анализа на ускорителе ДЦ-60 было начато с образцов нержавеющей стали, как наиболее легкого и доступного объекта исследований. На рисунке 3 показан рентгеновский спектр, полученный при облучении пучком Kr^{12+} энергией 1 МэВ/нуклон, образца нержавеющей стали (18% Cr, 10% Ni, $\sim 2\%$ Mn, 70% Fe). Ток пучка на мишени в эксперименте составлял $\sim 0,3 \text{ нА}$, интеграл тока на мишени $\sim 3 \text{ мКкулон}$.

Спектр, представленный на рисунке 3, имеет две особенности в сравнении с аналогичными спектрами при возбуждении атомов мишени характеристическим рентгеновским излучением (РФА анализ) и при возбуждении атомов мишени протонами:

- В спектре помимо рентгеновских линий, соответствующих матричным элементам образца (Fe, Cr, Ni, Mn), присутствуют K и L линии криптона. Излучение линий криптона возникает вследствие ионизации налетающих ионов атомами мишени (инверсный вариант PIXE).

- Линии характеристического излучения в данном случае сильно уширены и асимметричны – присутствуют затянутые высокоэнергичные хвосты. Это более ярко демонстрирует рисунок 4, на котором показаны рентгеновские спектры, полученные при облучении медной фольги рентгеновскими квантами с энергией 22,1 кэВ и пучком криптона с энергией 1 МэВ/нуклон.

Уширение пиков приводит к существенным искажениям формы линий и, как следствие, может привести к появлению дополнительных погрешностей в определении площади пиков. Поэтому для решения поставленных задач чрезвычайно важно понимание физических основ наблюдаемого явления и корректное описание уширенных пиков.

Явление уширения рентгеновских пиков при ионизации атомов мишени тяжелыми ионами известно с 1977, когда была опубликована монография S. Morita и M. Kamiya [2]. Однако исследований этого явления до сих пор в мире проведено немного.

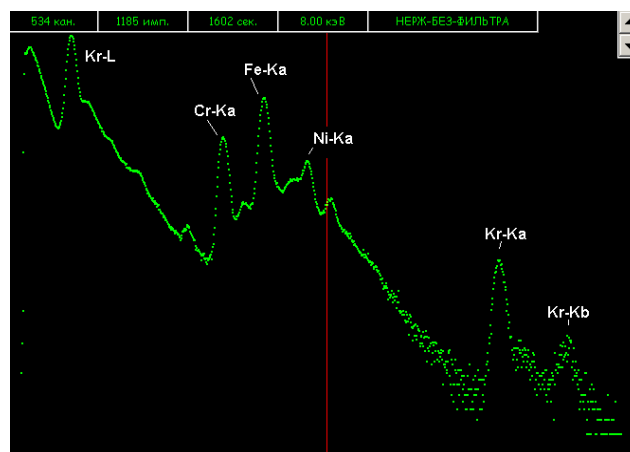


Рисунок 3. Рентгеновский спектр, полученный при облучении образца нержавеющей стали пучком Kr^{12+}

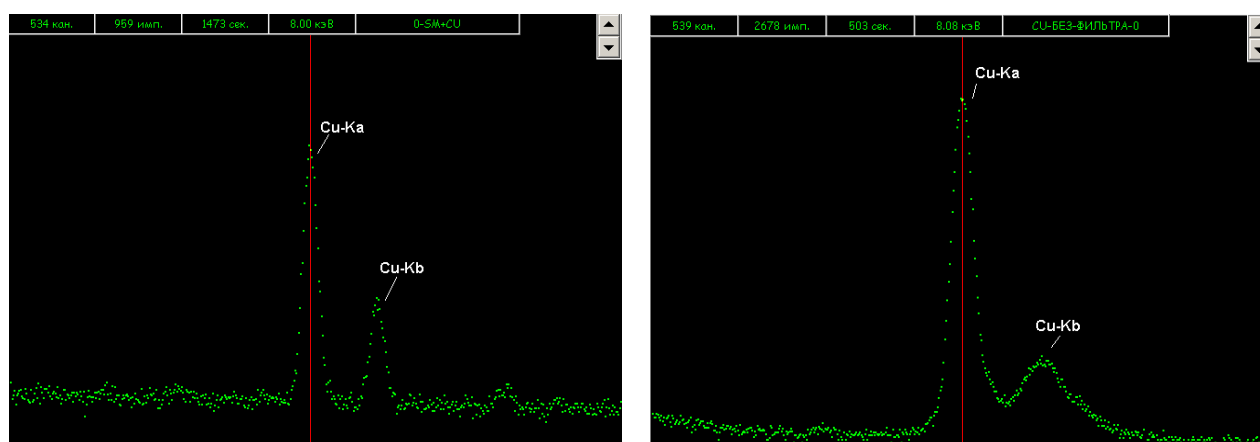


Рисунок 4. К-линии меди, полученные при облучении медной фольги рентгеновскими квантами с энергией 22,1 кэВ (левый спектр) и пучком криптона с энергией 1 МэВ/нуклон (правый спектр)

Уширение рентгеновских пиков вызвано многократной ионизацией внутренних оболочек атомов мишени. При столкновении налетающего иона с атомом мишени электроны внутренних оболочек атомов мишени с определенной долей вероятности переходят на стабильные уровни налетающего иона, что приводит к ионизации атомов мишени. Это явление называется эффектом передачи заряда. Таким образом, имеется вероятность одновременной многократной ионизации, например, ионизация К-оболочки сопровождается ионизацией L-оболочки. Обычно эти эффекты невелики – менее нескольких процентов в случае легких налетающих ионов. В случае бомбардировки мишени тяжелыми ионами, однако, вероятность многократной ионизации становится больше и приводит к серьезному влиянию на выход флуоресценции или вероятности переходов Coster-Kronig. На рисунке 5 можно наблюдать различные сателлитные структуры К-линий кальция, обусловленные одновременной многократной ионизацией, полученные при бомбардировке мишени протонами, альфа-частицами и ионами кислорода. Спектры регистрировались с помощью высокоразре-

шающего анализатора с волновой дисперсией. Как видно из рисунка 5, протонно-индуцированный спектр весьма схож со спектрами, полученными при электронной или гамма-ионизации. В случае бомбардировки кислородом имеются сателлитные линии соответствующие одновременной многократной ионизации, сопровождаемой образованием.

Для описания таких спектров требуется специализированное программное обеспечение, учитывающее все возможные варианты сателлитных переходов. Такое программное обеспечение в настоящее время разрабатывается в ИЯФ НФЦ РК. С этой целью рассматривается два подхода спектральной обработки. Первый из них, описанный в статье [3], используя общие аргументы центральной граничной теоремы, описывает комплексные рентгеновские спектры как профиль Vogtian подгонки с входными параметрами ширины пиков, которые могут быть получены из многоконфигурационных Dirac-Fock (MCDF) вычислений. Пример обработки рентгеновского спектра, полученного при облучении палладиевой мишени пучками 279 МэВ O^{7+} и 178 МэВ Ne^{6+} показан на рисунке 6.

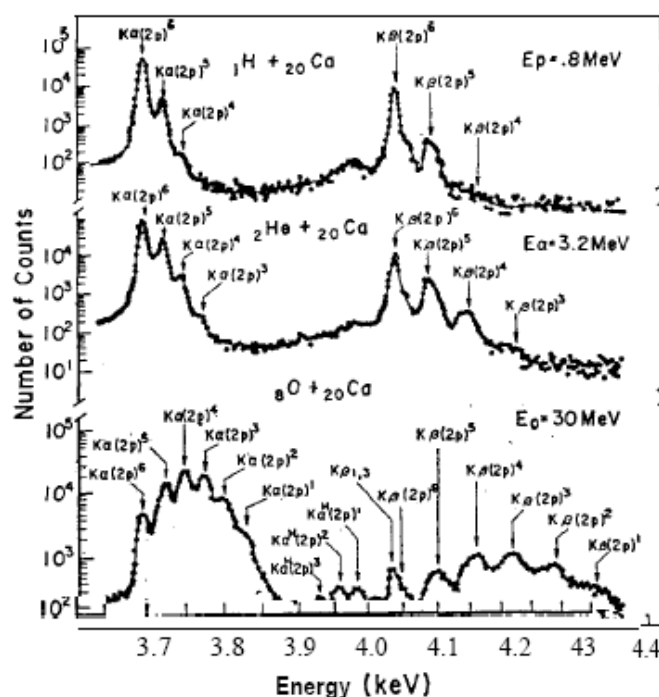


Рисунок 5. Рентгеновские спектры кальция, полученные при облучении мишени ионами водорода энергией 0,8 МэВ, ионами гелия энергией 3,2 МэВ и ионами кислорода энергией 30 МэВ [2]

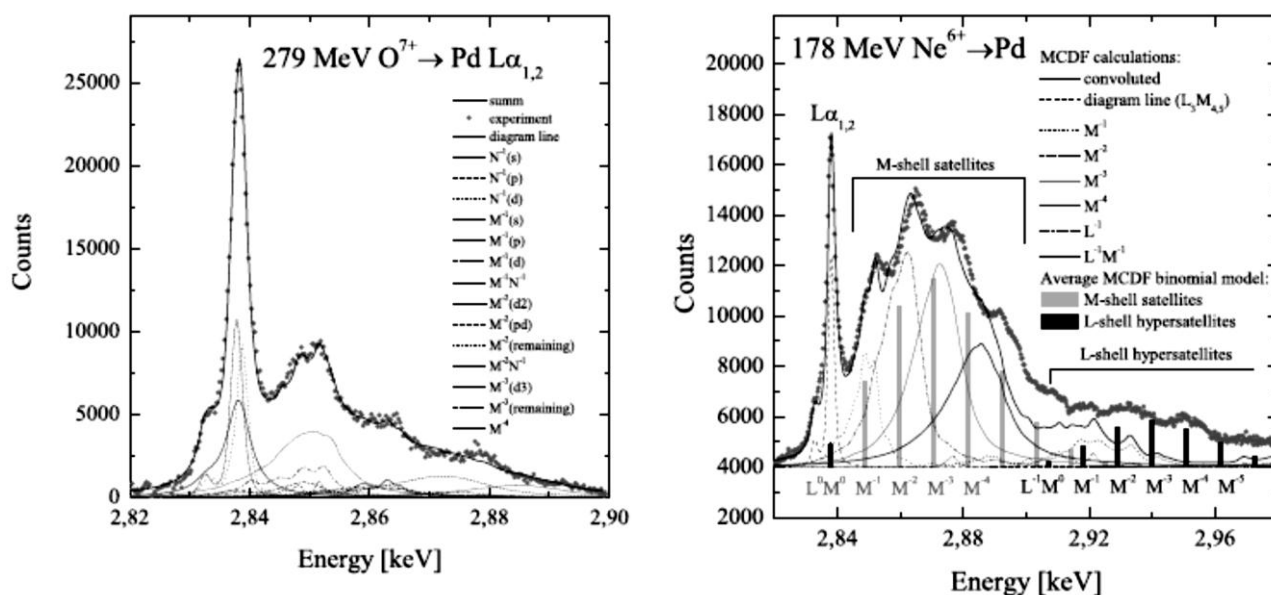


Рисунок 6. Пример обработки рентгеновского спектра [3], полученного при облучении палладиевой мишени пучками 279 МэВ O^{7+} (рисунок слева) и 178 МэВ Ne^{6+} (рисунок справа)

ВЫВОДЫ

В результате проведенных на ускорителе ДЦ-60 работ получены ускоренные пучки ионов как ^{84}Kr , ^{40}Ar и ^{132}Xe . В настоящее время продолжают работы по расширению энергетического диапазона ускоренных ионов.

Первые результаты аналитических исследований показывают, что спектры характеристического рентгеновского излучения, получаемые как результат

ионизации внутренних оболочек как атомов мишени, так и налетающих ионов, имеют специфические особенности, отличающие их от аналогичных спектров при возбуждении атомов мишени первичным рентгеновским излучением, электронами или протонами. Эти особенности приводят к дополнительным сложностям в обработке спектров и вычислении площади под пиками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kutner, V. Operation and Recent Development of ECR Ion Sources at the FLNR (JINR) Cyclotrons / V. Kutner et al. // Proceedings of 15th International Conference on Cyclotron and their Applications. – Caen, France. – 1998. – P. 405-408.
2. Morita, S. Inner-shell Ionization by Heavy Charged Particles / S. Morita and M. Kamiya // Chinese Journal of Physics. – 1977. – Vol. 15, № 3.
3. Czarnota, M. Multiple Ionization Effects in X-ray Emission Induced by Heavy Ions/ M.Czarnota et.al. // Brazilian Journal of Physics. – 2006. – Vol.36, № 2B.

АУЫР ИОНДАРДЫҢ НЫСАНА АТОМДАРЫМЕН ӨЗАРА ӘРЕКЕТТЕСУІ КЕЗІНДЕГІ РЕНТГЕН ШЫҢДАРЫНЫҢ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІ

Батырбеков Э.Г., Горлачев И.Д., Иванов И.А., Пеньков Ф.М.

ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

2006 жылғы қыркүйекте Астана қаласында ДЦ-60 ауыр иондар үдеткіші негізіндегі үдеткіш кешен іске қосылды. Пайдалану кезінде ^{14}N , ^{84}Kr , ^{40}Ar және ^{132}Xe сияқты ауыр иондарды үдету режимдері пысықталды. Бұл үдеткіште технологиялық және эксперименттік жұмыстар легін жүргізуге мүмкіндік берді. Ұсынылған жұмыста үдеткіш кешеннің сипаттамасы, сондай-ақ талдамалық зерттеулердің алғашқы нәтижелері берілген. Қазіргі уақытта үдеткіштегі жұмыстар жалғасуда.

PECULIARITIES OF X-RAY PEAKS DURING HEAVY IONS INTERACTION WITH TARGET ATOMS

E.G. Batyrbekov, I.D. Gorlachev, I.A. Ivanov, F.M. Pen'kov

Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

Accelerator complex physical start-up on the basis of DTs-60 Heave-Ion Accelerator took place in September 2006 in Astana. During operating time acceleration performance of the following heavy ions ^{14}N , ^{84}Kr , ^{40}Ar and ^{132}Xe is completed. This enabled to carry out a number of technological and experimental activities on the accelerator. In the current paper accelerator complex description is presented, as well as the initial results of analytical researches. Currently accelerator activities are in progress.

УДК 620.9:662.92

ИСПЫТАНИЯ МОДЕЛИ ДВИГАТЕЛЯ АРАР С РАЗОМКНУТЫМ ВОЗДУШНЫМ ЦИКЛОМ**Котов В.М., Тихомиров Л.Н., Райханов Н.А., Шумаев Н.С., Сергеева А.С.***Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан*

В работе рассматривается двигатель с внешним подводом тепловой энергии к его рабочему телу. По расчетам авторов предлагаемый двигатель имеет ряд преимуществ в сравнении с широко известным двигателем Стирлинга. К ним относятся больший достижимый на практике коэффициент полезного действия, меньшая максимальная температура цикла, отсутствие потребности в рекуперации тепловой энергии, простое исполнение конструкции, более дешевые материалы для её реализации.

Представлены схема цикла и элементы конструкции модели двигателя с простейшим разомкнутым циклом движения рабочего тела – атмосферного воздуха, описания первого этапа испытаний, включающего отдельные испытания рабочей и насосной камер модели. Показана работоспособность этих узлов, подтверждающая работоспособность модели в целом. При давлении рабочего тела 50 ата двигатель данного типа будет иметь удельную мощность около 15 кВт/литр и коэффициент полезного действия до 40 %.

Приведены чертежи и фотографии модели и её узлов – нагревателя и распределительного механизма.

Предлагаемый двигатель может найти широкое использование в народном хозяйстве, в том числе в атомной энергетике.

ВВЕДЕНИЕ

Схема двигателя с внешним подводом тепловой энергии имеет ряд преимуществ перед двигателями внутреннего сгорания. В первую очередь это возможность использования самых различных видов топлива при полноте его сжигания без образования токсичных продуктов. Наиболее широко в мировой практике рассматриваются двигатели Стирлинга [1]. Однако, этим двигателям присущи врожденные недостатки – необходимость рекуперации тепловой энергии между изохорическими процессами и малая степень расширения рабочего тела, при которой соблюдается достаточное приближение к изохорическим и изотермическим процессам этого двигателя.

В работах [2-5] приведены варианты исполнения конструкции поршневого двигателя с внешним подводом тепловой энергии, работающих на основе адиабатических и изобарических процессов. В работах [6, 7] показаны их возможности, а в работе [8] приведено сравнение характеристик поршневой машины, работающей в цикле Брайтона с турбомашинной этого цикла, а также с двигателем Стирлинга. Показано, что потери энергии на уровне ~10 % при взаимодействии газа с лопатками в турбомашине приводят к снижению коэффициента полезного действия от теоретического значения 50 % до 35 %. Характеристики двигателей Стирлинга близки к характеристикам таких турбомашин.

В работе [9] определены направления совершенствования конструкции двигателя на основании опыта предшествующих экспериментов. Показаны благоприятные условия использования клапанного механизма газораспределения и необходимость об-

ращения направления открытия клапанов в сторону с большим давлением газа.

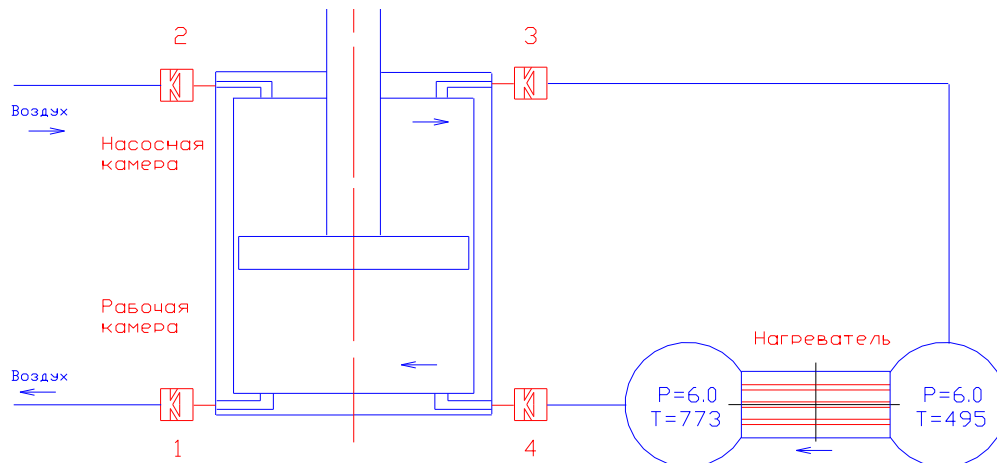
ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РАБОТЫ

На основе выработанных технических решений [2-9] была создана модель двигателя с внешним подводом тепловой энергии и открытым контуром рабочего тела – воздуха. В этом варианте атмосфера служит холодильником, а конструкция двигателя имеет простое конструктивное исполнение. Схема газового тракта данной модели двигателя АРАР представлена на рисунке 1.

В данном двигателе с рабочей и насосной камерами в одном цилиндре реализуется цикл с адиабатическими и изобарическими процессами. Основные элементы поршневой машины двигателя представлены на рисунке 2. Клапанный распределительный механизм размещен над рабочей и насосной камерами. Он имеет цепной привод от коленчатого вала.

В модели используется электрический нагреватель рабочего тела, размещенный между входной и выходной емкостями. Нагреватель образован шестью спиралями внешним диаметром 6 мм и высотой 250 мм, установленными в кварцевые трубки. Мощность нагревателя до 5 кВт. На рисунке 3 представлена конструкция нагревателя рабочего тела с электрическими тепловыделяющими элементами. Работоспособность этого нагревателя была проверена расчетами по программе [10].

Общий вид модели и газораспределительный механизм представлены на рисунках 4 и 5.



1-4– клапаны газораспределительного механизма

Рисунок 1. Схема газового тракта модели двигателя АРАР с разомкнутым контуром рабочего тела

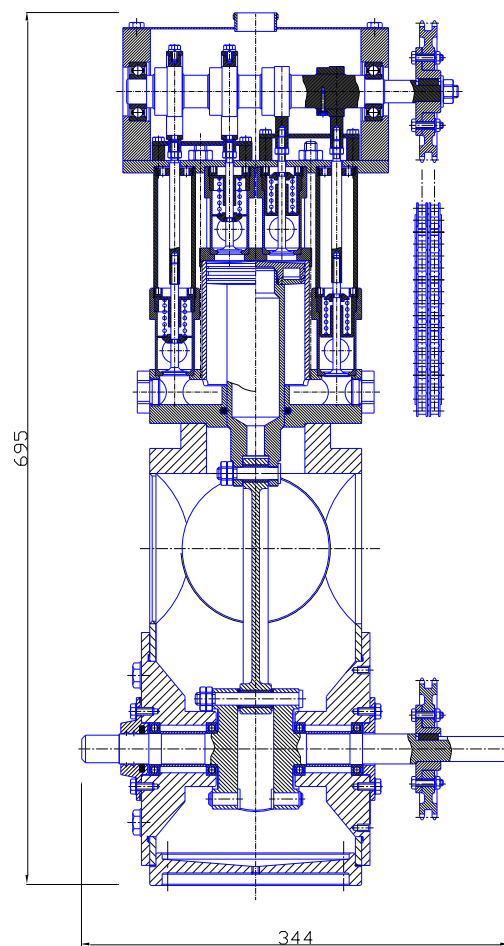


Рисунок 2. Поршневая машина модели двигателя АРАР

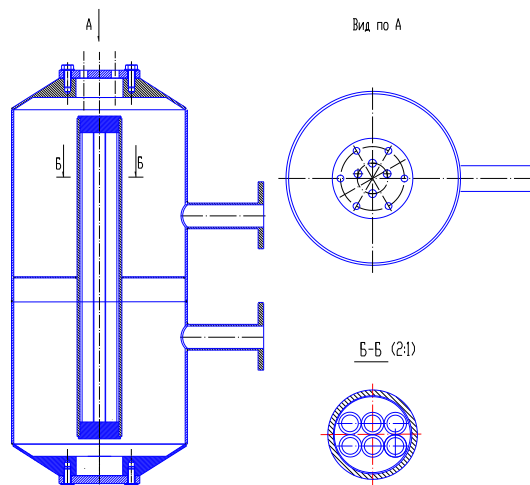


Рисунок 3. Электрический нагреватель рабочего тела модели АРАР



Рисунок 4. Общий вид модели



Рисунок 5. Газораспределительный механизм. Крышка снята

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРШНЕВОЙ МАШИНЫ МОДЕЛИ

Модель поршневой машины имеет следующие параметры:

Диаметр поршня 79 мм;

Диаметр вытеснителя 46 мм;

Высота цилиндра 100 мм;

Высота поршня 18.5 мм;

Ход поршня 80 мм;

Суммарный объем емкостей нагревателя 5.3 литра.

Клапаны 1 и 2 (рисунок 1) открыты при движении поршня вниз.

Клапан 3 открыт при движении поршня вверх, начиная с приближения его к ВМТ в 60 °.

Клапан 4 открыт при движении поршня вверх, начиная с НМТ до состояния 60 °.

Стартером модели является трехфазный электродвигатель мощностью 300 Вт.

Было намечено провести испытания модели в ходе трех этапов. На первом проверить работоспособность насосной камеры, на втором работоспособность рабочей камеры и на третьем – работу модели от электрического нагревателя.

ИСПЫТАНИЯ НАСОСНОЙ КАМЕРЫ МОДЕЛИ

Положение трактов модели в ходе проведения испытаний насосной камеры:

- Патрубки входа и выхода рабочей камеры соединены с атмосферой;
- Патрубок входа насосной камеры соединен с атмосферой, выход насосной камеры соединен с емкостями нагревателя. Выход емкостей нагревателя заглушен. Нагреватели отключены. Температура воздуха на входе в насосную камеру $\sim 18^{\circ}\text{C}$.

ИСПЫТАНИЯ РАБОЧЕЙ КАМЕРЫ

Проведены испытания рабочей камеры при двух состояниях трактов модели:

1 вариант:

- Входной патрубок рабочей камеры соединен с бачком-нагревателем;
- На вход бачка-нагревателя подается азот с давлением, регулируемым редуктором. Подача азота осуществлялась по трубке Ду4 длиной ~ 70 см. Температура азота на входе в рабочую камеру $\sim 10^{\circ}\text{C}$;
- Выходной патрубок рабочей камеры и патрубки насосной камеры соединены с атмосферой.

2 вариант:

Отличием 2-го варианта является то, что насосная камера отключена - выпускной клапан насосной камеры постоянно открыт. Перемещение поршня не вызывает сжатия газа в насосной камере.

ХОД ИСПЫТАНИЙ И ИХ РЕЗУЛЬТАТЫ

Проведены два этапа испытаний. На первом этапе модель была собрана в соответствии с исходными чертежами. На втором была проведена частичная модернизация с целью устранения замеченных протечек рабочего тела. Были модифицированы уплотнительные кольца – увеличена их жесткость за счет увеличения толщины колец с 1.5 мм до 3 мм (разницы радиусов). Проведена герметизация стыков цилиндра с крышками. Изменена конструкция уплотнения вытеснителя в нижней крышке, обеспечивающая возможность оперативной замены уплотнительного элемента и оптимизации его работы.

Результаты испытаний насосной камеры представлены на рисунке 6.

Видно, что на втором этапе испытаний давление в накопительной емкости растет значительно быстрее. Время испытаний на втором этапе было ограничено по условию достижения давления в емкости - 6 атм.

Результаты испытаний рабочей камеры представлены на рисунке 7. Видно, что:

- скорость вращения коленчатого вала уменьшается при включении в работу насосной камеры, давление, обеспечивающее минимальную скорость вращения увеличивается;
- скорость вращения коленчатого вала уменьшилась в обоих режимах после устранения протечек, давление, обеспечивающее минимальную скорость вращения, увеличилось.
- давление с минимальной скоростью вращения увеличилось незначительно в варианте с включенной насосной камерой.

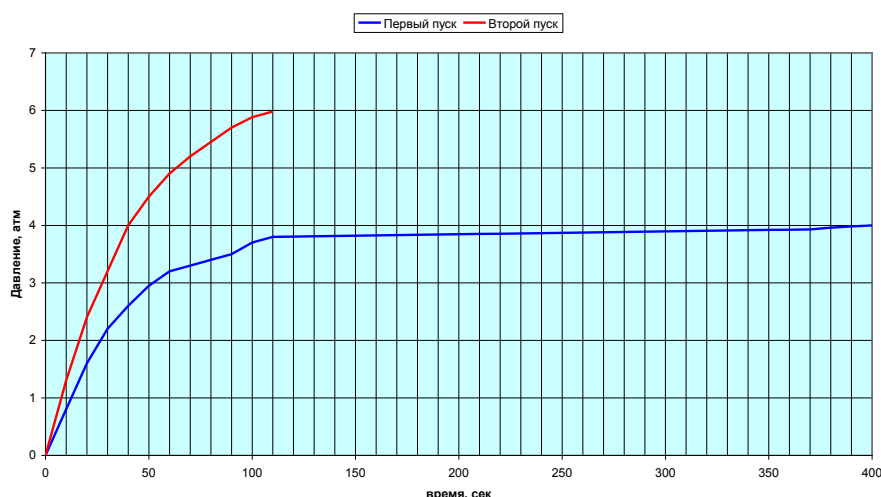


Рисунок 6. Зависимости давления в накопительной емкости от времени. Скорость вращения вала – 220 об/мин

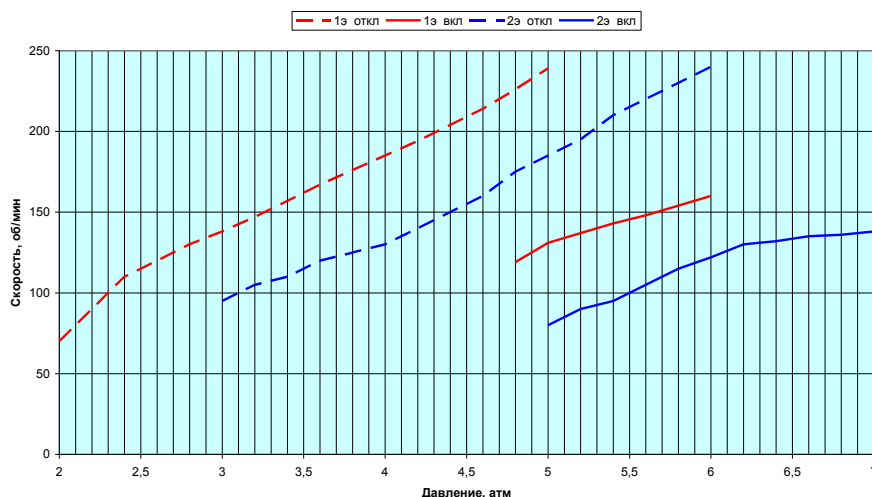


Рисунок 7. Зависимости скорости вращения коленчатого вала от давления в накопительной емкости и работы насосной камеры

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ

Отмечена нестабильная работа пружин, установленных в устройствах привода клапанов. По этой причине, по-видимому, наблюдается спад скорости вращения при включенном состоянии насосной камеры на втором этапе испытаний после давления 6.2 атм. Во всяком случае, в этот момент изменился спектр шумов работы модели.

На втором этапе испытаний показано, что развиваемое насосной камерой давление обеспечивает возможность вращения коленчатого вала при подаче такого давления в рабочую камеру.

Расчетная оценка мощности модели при включении нагревателя составляет около 0.5 кВт. Расчетное время достижения давления в эксперименте с насосной камерой в 2 раза меньше достигнутого на втором этапе испытаний.

В ходе дальнейших работ необходимо обеспечить условия смазки уплотнительных колец и уменьшить протечки между поверхностями цилиндра и поршня.

Выводы

Испытания насосной и рабочей камер показали возможность демонстрации работоспособности модели при включении нагревателя.

Для достижения характеристик близких к расчетным, необходимо улучшить качество уплотнений подвижных элементов и уменьшить трение между ними.

Двигатели АРАР, даже с такими же характеристиками уплотнений, как на модели, при повышенном давлении рабочего тела в цикле ($P_{\max}=50$ ата) обеспечат близкие к расчетным значения литровой мощности (до 15 кВт/литр) и коэффициента полезного действия (до 40 %).

ЛИТЕРАТУРА

1. Walker, G. Stirling engines /G.Walker. – Oxford: Clarendon Press, 1980.-420.c.
2. А.с. 1267013 СССР, МКИ F 01 B9/02, Поршневая машина. / В.М.Котов (СССР). –№ 3813449; заявлено 12.11.84, опубл. 01.07.86, Бюл. № 40. – 3 с.
3. Пред. пат. 14124 РК, МКИ F01 B9/02, Поршневой двигатель с замкнутым рабочим циклом / В.М.Котов, Л.Н.Тихомиров, № 2002/0333.1 заявлено 21.03.02, опубл. 07.01.04, Бюл. № 3. – 2 с.
4. Пред. пат. 13699 РК, Поршневая машина (варианты) / В.М.Котов - МКИ № 2002/0335.1 , заявлено 21.03.02, опубл. 14.11.03, Бюл. № 11. – 4 с.
5. Пат. 2284420 РФ, Способ работы тепловой машины и поршневой двигатель для его осуществления/ В.М. Котов - № 2005107454, заявлено 17.03.05, опубл. 27.09.06, Бюл. № 9. – 3 с.
6. О возможностях тепловых машин с газовым рабочим телом в замкнутом цикле. Международная научно-практическая конференция "Малая энергетика": тез.докл. / Котов В.М. [и др.] – Обнинск. –11 – 14 ноября 2003. -11 с.
7. Возможности поршневых двигателей с изобарическими и адиабатическими процессами. 6-я Международная научно-техническая конференция "Энергообеспечение и энергосбережение в сельском хозяйстве": тез.докл./ Котов В.М. [и др.] - М. 13-14 мая 2008. -6 с.
8. Газоохлаждаемый реактор с высоким коэффициентом полезного действия. Межотраслевая межрегиональная научно-техническая конференция "Перспектива развития атомных станций малой мощности в регионах, не имеющих централизованного электроснабжения": тез. докл./ В.М Котов, Д.И Зеленский. – М. - 11-12 ноября 2010. -.10 с.
9. Котов, В.М. Разработка поршневого двигателя с внешним подводом тепловой энергии/ В.М. Котов, Н.А. Райханов // Вестник НЯЦ РК. - 2006. - вып. 2. - 11 с.
10. Fluent version 6.3.26 User Reference, Fluent, Inc.; 2006.

АРАР ҚОЗҒАЛТҚЫШ МОДЕЛІН АЖЫРАТЫЛҒАН АУА ЦИКЛЫМЕН СЫНАУ

Котов В.М., Тихомиров Л.Н., Райханов Н.А., Шумаев Н.С., Сергеева А.С.

ҚР ҰЯО Атом энергиясы институты, Курчатов, Қазақстан

Жұмыста жылу энергиясын оның жұмыс денесіне ішкі жеткізумен қозғалтқыш қарастырылады. Авторлардың есептері бойынша ұсынылған қозғалтқыш кең танылған Стирлинг қозғалтқышымен салыстыруда артықшылық қатары бар. Оларға практикада көп жетістікті пайдалы әрекет коэффициенті, циклдың аз максимальды температурасы, жылу энергиясы рекуперациясында тұтынудың жоғы, конструкцияның жай орындалуы, оны іске асыру үшін ең арзан материалдар жатады.

Ауа - жұмыс дене іс әрекетінің жай ажыратылған циклымен қозғалтқыш моделін конструкциясының элементтерімен және цикл сызбалары ұсынылды, модельдің жұмыс және сорап камераларының бөлек сынақтарды қосатын, сынақтың бірінші кезеңін сынау. Бұл тораптардың, толығымен модельдің жұмыспен қабылеттілігін растайтын жұмысқа қабылеттілігі көрсетілді. Жұмыс денесінің 50 ата қысымында бұл типті қозғалтқыш двигатель данного типа будет иметь удельную мощность около 15 кВт/литр жуық меншікті қуаты және 40 % пайдалы әрекет коэффициенті бар.

Модельдің және оның қыздырғыш-тораптары және тарату механизмінің суреттері және сызбалары келтірілді.

Ұсынылған қозғалтқыш халық шаруашылығында, соның ішінде атом энергетикасында кең пайдалануды табуы мүмкін.

APAP ENGINE WITH OPEN AIR CYCLE TESTING

V.M. Kotov, L.N. Tikhomirov, N.A. Raikhanov, N.S. Shumaev, A.S. Sergeeva

Institute of Atomic Energy of NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan

This work is dedicated to the engine with external thermal energy supply to its working medium. The authors consider that the suggested engine has a number of advantages over the widely known Stirling engine. It has higher efficiency in practice, less maximal cycle temperature, simple design, cheaper materials for reaction realization and it does not require thermal energy recuperation.

The cycle scheme, construction elements of an engine model with the simplest open cycle of acting medium movement (atmospheric air) are presented in the paper, as well as description of the first stage of testing including separate tests in pumping and working chambers of the model. The shown workability of these units confirms model workability in general. The engine with acting medium pressure of 50 atmospheres has specific power of 15 kW/l and up to 40% efficiency.

The draughts and photos of the model and the units (heater and gas distribution mechanism) are shown.

The suggested engine may be applied for the purposes of national economy including nuclear energy industry.

УДК 539.17

NEW TWO-BODY POTENTIAL APPROACHES AND THEIR APPLICATION IN ASTROPHYSICS

¹R. Yarmukhamedov, ¹S.V. Artemov, ²N. Burtebaev¹Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences, Tashkent, Uzbekistan²Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan

The present review report describes the modified DWBA for peripheral reaction of $A(x,y)B$ charged particle transfer, the modified two-body potential approach and the R-method in which an astrophysical S factor of the direct capture in the $A(a,\gamma)B$ reaction is expressed in term of the asymptotic normalization coefficient. It also provides the results of the specific astrophysical S factor analysis for some nuclear and astrophysical reactions of the pp-chain and the CNO-cycle, including the $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ reaction, measured in the UKP-2 accelerator (Almaty, Kazakhstan).

1 INTRODUCTION

It is well known that detailed information on a cross section $\sigma_{aA}(E)$ (or a respective astrophysical factor $S_{aA}(E)$) for the radiative capture $A(a,\gamma)B$ reaction at extremely low is essential for such problems as the abundance of elements and isotopes in Universe, the value of the solar neutrino flux, etc. However, up to now the problem of a reliable extrapolation of measured astrophysical S factors to the experimentally inaccessible energy regions (≤ 25 keV) is not entirely solved.

One of the possible solutions of this problem is based on the idea that at stellar energies the amplitude of the direct capture reaction of astrophysical interest proceeds through the tail of the overlap integral [1], and, hence, that is completely determined by the respective asymptotic normalization coefficient (ANC) [2], which determines the probability of the configuration $A+a$ in nucleus B at distances greater than the radius of nuclear interaction (see, e.g., [3, 4] and references therein).

In this review work, we briefly will present the main methods of determination of ANC for $A + a \rightarrow B$ (see, e.g., [3, 4] and references therein) and their application for the extrapolation of the astrophysical S factors to the solar energy region for the concrete radiative capture reactions.

2 METHODS OF DETERMINATION OF ANCS

2.1 ANCs from proton transfer reactions

One of such methods uses the DWBA approach for nuclear reactions of manifest peripheral character. The DWBA cross section for reaction $A(x,y)B$ with particle a transferring can be written in the following form [5, 6, 7]

$$\frac{d^{DWBA}}{d\Omega}(E_i, \theta) = R^2 \sum_{j_x j_B} C_{ya;l_x j_x}^2 C_{Aa;l_B j_B}^2 \times \frac{\sigma_{l_x j_x l_B j_B}^{DWBA}(E_i, \theta; C_{ya;l_x j_x}^{(sp)}, C_{Aa;l_B j_B}^{(sp)})}{(C_{ya;l_x j_x}^{(sp)})^2 (C_{Aa;l_B j_B}^{(sp)})^2} \quad (1)$$

if the single-particle cross-section $\sigma_{l_x j_x l_B j_B}^{DWBA}$ is calculated in the “post”-approximation of DWBA. Here, $C_{ya;l_x j_x}^2$ and $C_{Aa;l_B j_B}^2$ are the ANCs for $y + a \rightarrow x$ and $A + a \rightarrow B$, which determine the amplitude of the tail of the overlap

functions for the nuclei x and B in the $(y + a)$ - and $(+ a)$ -configurations [2], respectively, $C_{ya;l_x j_x}^{(sp)}$ ($C_{Aa;l_B j_B}^{(sp)}$) is the single particle ANC, which determines the amplitude of the tail of the shell model wave function of the bound $x (= y + a)$ ($B (= A + a)$) state, l_x and j_x are the orbital and total angular momentums of the particle a in the nucleus $x = (y + a)$, E_i is the relative kinetic energy of the colliding particles and θ is the scattering energy in c.m.s. In (1), the factor R^2 is the Coulomb renormalization factor arising due to the correct taking into account of the three-body Coulomb dynamics in the transfer mechanism in the DWBA amplitude [8, 9]. If the reaction under consideration is peripheral the ratio in (1) is independent on $C_{ya;l_x j_x}^{(sp)}$ and $C_{Aa;l_B j_B}^{(sp)}$ [5, 6]. For the “post” form of DWBA the differential cross section has the same form as (1) if in the expression (1) the function $\sigma_{l_x j_x l_B j_B}^{DWBA}$ is replaced by $\tilde{\sigma}_{l_x j_x l_B j_B}^{DWBA}$ [6].

2.1.1 ANC for $^{12,13}\text{C} + p \rightarrow ^{13,14}\text{N}$ from the analysis of the peripheral proton transfer reactions

In Table 1, the weighted ANC-values for $^{12,13}\text{C} + p \rightarrow ^{13,14}\text{N}$, the values of the Coulomb renormalization factors $\tilde{R}^2$ and R^2 are presented, which were found in [4] from the analysis of the experimental differential cross sections for the peripheral $^{12,13}\text{C}(^3\text{He}; d)^{13,14}\text{N}$ and $^{13}\text{C}(^{14}\text{N}; ^{13}\text{C})^{14}\text{N}$ reactions performed in [10–15]. The intervals of change of the calculated values for R^2 pointed out in Table 1 correspond to the dependence of R^2 on energy of the incident ^3He -ions.

The contribution of the three-body Coulomb dynamics in the proton transfer mechanism to the DWBA cross sections ($\Delta\%$) is about 45% for the $^{12}\text{C}(^3\text{He}; d)^{13}\text{N}$ and it is verified from $\Delta=3.3\%$ till $\Delta=12.5\%$ in a dependence on the type of the reaction and the energy level of ^{14}N for the $^{13}\text{C}(^3\text{He}; d)^{14}\text{N}$ and $^{13}\text{C}(^{14}\text{N}; ^{13}\text{C})^{14}\text{N}$ reactions leading to the ground and first six excited states of ^{14}N . The values of Δ increase as the residual nuclei $^{13,14}\text{N}$ are formed in the weakly bound excited states being of astrophysical interest. As a comparison, the values of the ANC's for $^{13}\text{C} + p \rightarrow ^{14}\text{N}$ recommended in [15] are also presented in Table 1. It is seen that the weighted values of the ANC's recommended in [4]

and [15] differ noticeably. The results of the analysis of the experimental data for the $^{12,13}\text{C}(p,\gamma)^{13,14}\text{N}$ radiative capture reactions using these ANC's obtained in [4] are presented in Section 3.

2.2 The $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}; \alpha d)^{208}\text{Pb}$ Coulomb breakup reaction and the ANC for $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li}$

Here, we present the results of the ANC-values for $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li}$ obtained within the different methods [4]. One of them was obtained in [16] from the analysis of the experimental triple-differential cross section

(TDCS) of the $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}; \alpha d)^{208}\text{Pb}$ Coulomb breakup reaction [17] performed with a correct taking into account contributions from the pure $E2$ - and $E1$ -multipoles as well as their interference. Note that in [17], the contribution of the $E1$ -multipole was ignored assuming that this contribution is sufficiently unnoticeable. In table 2, the ANC-values for $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li}$ are given. The results of their application for the radiative capture $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$ reaction are presented in Section 3.

Table 1. The Coulomb renormalization factors R^2 and $\tilde{R}^2$ as well as the weighted ANC-values of the for $^{12,13}\text{C}+p \rightarrow ^{12,13}\text{N}$ obtained in [4] from the reactions presented in the first column at different energies $E_{^3\text{He}}$ of ^3He -ions and the energy $E_{^{14}\text{N}} = 162 \text{ MeV}$ for the ground and excited ($E^*; J^\pi$) states of the residual nuclei [10–14].

the $A(x; y)B$ reaction and the energy E_x , MeV	E^* (MeV); J^π	l_B, j_B	$R^2 (\tilde{R}^2)$	$(C_{A p; l_B j_B}^r)^2 \text{ Fm}^{-1}$
$^{13}\text{C}(^4\text{He}, d)^{13}\text{N}$ 34.0 and 42.0 [10]	0.0; $1/2^-$	1, $1/2$	1.452–1.450	2.1±0.2
$^{13}\text{C}(^4\text{He}, d)^{14}\text{N}$ 26.2 [11]; 43.6 [12]; 22.3; 32.4; 34.0 [13]; $^{13}\text{C}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{14}\text{N}$ 162 [14]	0.0; 1^+	1, $1/2$	1.263–1.258 (1.033)	13.3±0.5 18.2 [15]
	0.0; 1^+	1, $3/2$	1.263–1.258 (1.033)	0.65±0.03 0.91 [15]
	2.313; 0^+	1, $1/2$	1.292–1.286 (1.044)	9.5±0.4 8.9 [15]
	3.948; 1^+	1, $1/2$	1.331–1.325 (1.061)	1.7±0.1 2.71 [15]
	4.915; 0^-	0, $1/2$	1.379–1.374 (1.082)	8.1±0.4 33.00±3.81 [15]
	5.106; 2^-	2, $5/2$	1.394–1.389 (1.088)	0.38±0.02 0.43 [15]
	5.691; 1^-	0, $1/2$	1.471–1.467 (1.116)	5.7±0.3 10.95 [15]
	5.834; 3^-	2, $5/2$	1.504–1.501 (1.125)	0.17±0.02 0.21 [15]

Table 2. The ANC $C_{\alpha d; 01}^2$ for $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li}$

Method and reaction	$C_{\alpha d; 01}^2$	Refs.
TBPACE $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ with the $E1$ - and $E2$ -multipoles	5.24±0.51	[7,16]
Analytical continuation for the phase shifts of the $d\alpha$ -scattering Semiclassical method	5.37±0.26	[18]
Microscopic three-body ($\alpha-n-p$) model with the MN (V2)-potential	6.66(7.73)	[19]
Three-body ($\alpha-n-p$) wave function for ^6Li	5.24	[20]
Two-body potential approach $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$	5.37±0.26	[21,22]
Dispersion peripheral model the exchanged $d^6\text{Li}$ -scattering	5.24±0.77	[23]

2.3 R -matrix method for the radiative $A(\alpha, \gamma)B$ capture reaction and ANC for $A + a \rightarrow B$

In the R -matrix method [24, 25], the space of interaction for the $A+a$ system is divided into two regions: the internal region ($0 \leq r \leq r_c$), where nuclear forces are important and external regions ($r_c < r < \infty$), where the interaction between the nuclei is governed by the Coulomb force only.

In the single-level R -matrix approximation, a contribution in the amplitude of the $A(a, \gamma)B$ reaction from the internal region is determined by a single resonance pole amplitude $M_{l_{B^*} s_{B^*} J_{B^*} l_{J_B}}^{(R\lambda)}(E)$, which corresponds to the mechanism $A+a \rightarrow B^* \rightarrow B+\gamma$ with spin J_{B^*} of the resonance level λ and are determined by energy $E_\lambda^{(R)}$, r_c , ANC for $A + a \rightarrow B$, the partial widths for the particle a

and γ -ray ($\Gamma_{\lambda;l_B^*s_B^*J_B^*}^a(E)$ and $\Gamma_{\lambda;j_B^*I_B}^\gamma(E)$). The direct amplitude $M_{l_B^*s_B^*J_B^*}^{(EI,M1)}(E)$ is determined only by the channel radius r_c and the ANC $C_{Aa;l_B^*s_B^*}$.

The total radiative capture amplitude reads as

$$M_{l_B^*s_B^*J_B^*}^{(EI,M1)}(E) = M_{l_B^*s_B^*J_B^*}^{(R\lambda)}(E) + M_{l_B^*s_B^*J_B^*}^{(EI,M1)}(E). \quad (2)$$

Then the R -matrix radiative $A(p,\gamma)B$ cross section for transition to the state of the nucleus B with spin J_B at fixed angular momentum l_B is given by [25]

$$\begin{aligned} \sigma_{Aa;l_B^*J_B^*}(E) &= \sum_{J_B^*} \sigma_{l_B^*J_B^*J_B^*}(E) = \\ &= \frac{\pi}{k} \frac{2J_B^*+1}{(2J_a+1)(2J_A+1)} \sum_{J_B^*I_B^*l_i} |M_{l_B^*s_B^*J_B^*}^{(EI,M1)}(E)|^2. \end{aligned} \quad (3)$$

The astrophysical S factor $S_{aA}(E)$ for the direct radiative capture $A(a,\gamma)B$ reaction is defined by the relation

$$S_{aA}(E) = E e^{2\pi\eta} \sigma_{aA}(E), \quad (4)$$

where η is the Coulomb parameter corresponding to Aa -scattering.

a) **The $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaction.** Here, the results of the analysis performed in [26] within the single-level R -matrix for new experimental data of the astrophysical S factor of the reaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ precisely measured in the accelerator UKP-2 (Almaty, Kazakhstan) are presented. The analysis of these and the available data [27] near the first resonance energy region was performed using the indirectly measured ANC for $^{12}\text{C}+p \rightarrow ^{13}\text{N}$ from Table 1. The result is presented in Fig.1 (the solid line). The value of $\Gamma^\gamma=0.65\pm0.07$ eV for the γ -width of the first resonance state of $^{13}\text{N}(E^\gamma=2.365$ MeV; $J^\pi=1/2^-)$, which differs noticeably from the values of $\Gamma_1^\gamma=0.50\pm0.04$ [29], was obtained. The values of the astrophysical S -factors at two the most astrophysically important energies $E=0$ and 25 keV recommended in [26] are $S_{1\,12}(0)=1.62\pm0.20$ and $S_{1\,12}(25\text{ keV})=1.75\pm0.22$ keV b, respectively, which are in a good agreement within the uncertainty with that recommended in [27].

b) **The $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ reaction.** Here, the results of the new reanalysis of the experimental data [30] for the astrophysical S factors of the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ reaction populating to the ground and sixth excited states are presented [13]. The analysis for all the transitions is done in [4] with taking into account the information about the ANC-values for $^{13}\text{C}+p \rightarrow ^{14}\text{N}$ given in Table 1. The result for the total S -factor is presented in Fig. 2. The found total $S_{p^{13}\text{C}}(0)=6.98\pm0.49$ keV b recommended in [13] differs from $S_{p^{13}\text{C}}(0)=7.639$ keV b [30].

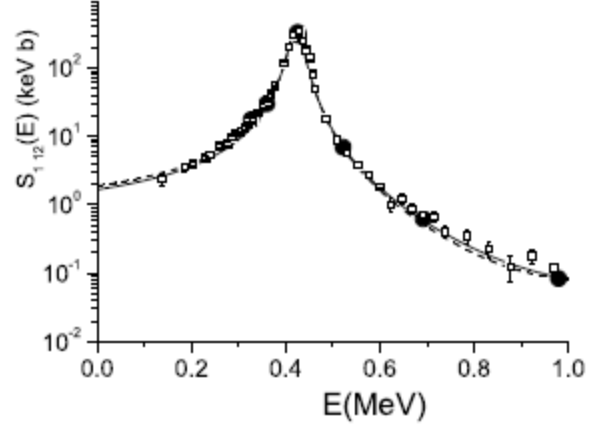


Figure 1. The astrophysical S -factor for the $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaction. The experimental data are from [26] (●) and [27] (□). The solid (dashed) line is the result of fitting performed with the same values for the R -matrix parameters, except the ANC presented in Table 1 (recommended in [28], $C_1=1.72$ fm $-1/2$) [26]

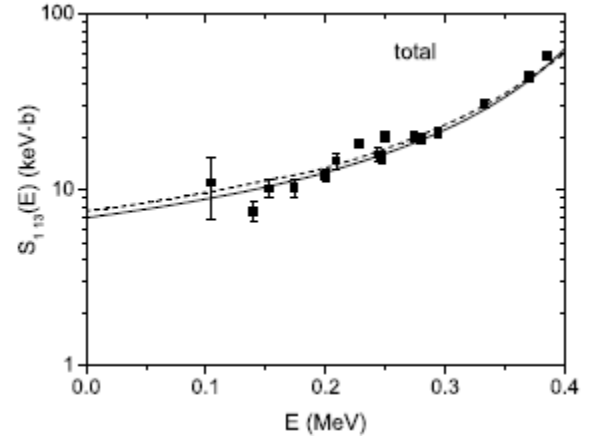


Figure 2. The $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ total astrophysical S factor.

The solid line are the result obtained in [13].

The dashed line is the result of calculation performed without taking into account the direct radiative captures.

The experimental data are taken from [30]

b) **The $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$ reaction.** Direct measurements of the experimental astrophysical S factor $S_{42}^{\text{exp}}(E)$ cover the energy region $E \geq 700$ keV [31, 32] presented in Fig.(3) by the opened triangle and star symbols. In [17], the $S_{42}^{\text{exp}}(E)$ were determined in the energy region $100 \leq E \leq 600$ keV from the analysis of the experimental TDCS $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}$ Coulomb breakup (see, the opened cycle symbols in Fig.3) with taking into account only the contribution of the $E2$ -multipole. The ANC-values for $\alpha+d \rightarrow ^6\text{Li}$, which were deduced in [16] from the same experimental TDCS $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}$ analysis and presented in the first line of Table 2, were utilized for obtaining the new information about the correct $S_{42}^{\text{exp}}(E)$ -values with taking into account the $E1$ - and $E2$ -multipoles in the energy region $E \leq 250$ keV.

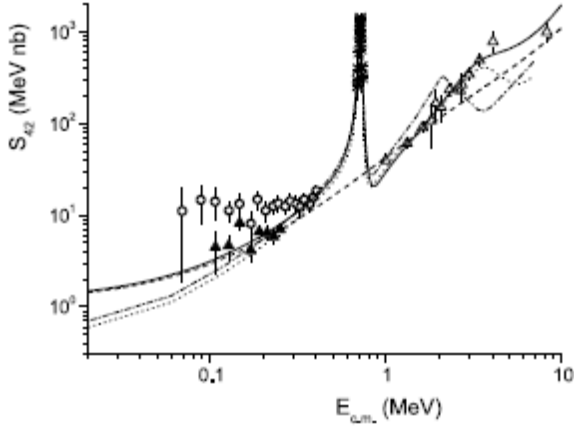


Figure 3. The $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ astrophysical S factor. The solid (dashed) lines are the result obtained in [4] (only for the direct radiative captures). The dotted (dash-dotted) line is the results taken from [19] for the MN (V2) form of the NN potential. The experimental data are taken from [31] (opened triangle symbols), [32] (star symbols), [17] (opened cycle symbols) and [16] (black triangle symbols)

As it is seen from Fig.3, the rather large uncertainties (from 26% to 50%) for the $S_{42}^{\text{exp}}(E)$ occur for the energy region $E \leq 190$ keV. This is connected with the uncertainties for the $C_{ad;01}^2$, which are conditioned by the large uncertainties in the measured TDCS [17]. Nevertheless, the $S_{42}^{\text{exp}}(E)$ data of work [17], deduced from the same experimental TDCS but without taking into account the contribution of the $E1$ -multipole, are in reality overestimated in the energy region $E \leq 250$ keV. Besides, the resulting $S_{42}(0)$ recommended in [16, 21, 22], which is equal to 1.30 MeV nb, differs also considerably on $S_{42}(0) = 9.10 \pm 1.80$ MeV nb recommended [17]. It should be noted that the new data for $S_{42}^{\text{exp}}(E)$ obtained in [16] are in a good agreement with the theoretical predictions [21, 22], which can also be obtained using the value of the ANC for $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li}$ of [18].

2.4 ANCs from the direct radiative capture

$A(\alpha, \gamma)B$ reaction

In work [33], the modified two-body potential approach (MTBPA) was proposed for an analysis of the precisely measured astrophysical S factors for the direct radiative capture $A(\alpha, \gamma)B$ reaction. According to [33], the astrophysical S factor has the form

$$S_{aA}(E) = \left(\sum_{j_B} C_{Aa;l_B j_B}^2 \right) R_{l_B} \left(C_{Aa;l_B j_B}^{(sp)} \right). \quad (5)$$

$$\text{where } R_{l_B}(E, C_{Aa;l_B j_B}^{(sp)}) = \tilde{S}_{l_B j_B}(E) / (C_{Aa;l_B j_B}^{(sp)})^2, \tilde{S}_{l_B j_B}(E) = \sum_{\lambda} \tilde{S}_{l_B j_B \lambda}$$

is the single-particle astrophysical S factor and λ is the multipolarity of the electromagnetic transition. If the reaction under consideration is peripheral, the $R_{l_B}(E, C_{Aa;l_B j_B}^{(sp)})$ function does not depend practically on

the model $C_{Aa;l_B j_B}^{(sp)}$ parameter [33]. Therefore, the expression (5) can be used for finding the ANC $C_{Aa;l_B j_B}^2$ if in its left hand side the $S_{aA}(E)$ is replaced by the experimental $S_{aA}^{\text{exp}}(E)$.

2.4.1 ANCs for $^7\text{Be} + p \rightarrow ^8\text{B}$ and the $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ astrophysical S factors at solar energies

In work [34], the reanalysis of the precise experimental astrophysical S factors for the direct capture $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ reaction [35, 36] has been performed within the framework of the MTBPA. The scrupulous analysis performed in [34] has quantitatively shown that this reaction is strongly peripheral. As a result, in [34] the “indirectly measured” values both of the ANCs for $p + ^7\text{Be} \rightarrow ^8\text{B}$ and of $S_{17}(E)$ at $E \leq 115$ keV, including $E=0$, have been obtained. The weighed mean of ANC obtained in [34] from the analysis of all of the experimental experimental S factors precisely measured in [35, 36] within the energy ranges $116 \leq E \leq 400$ keV and $1000 \leq E \leq 1200$ keV is presented in Table 3.

Besides, in Table 3 the values of the ANCs obtained by the other methods are also summarized. It is seen from Table 3, that the value of the ANC recommended in [34] differs noticeably from that in [37, 38]. In this connection it is noted that the values of the ANCs for $p + ^7\text{Be} \rightarrow ^8\text{B}$ recommended in [37] may not have the necessary accuracy [34] because the “post” form of the modified DWBA approach used in [37] is the first order perturbation approximation over the Coulomb polarization operator ΔV^C in which the latter is assumed to be small. In reality, this assumption is not correct [7]. As it is seen from Table 3, the ANCs calculated in [39] are sensitive to the form of the NN potential, and they differ noticeably also from that recommended in [34].

The weighed mean of the ANC’s obtained within the MTBPA has been used in [34] for calculating the astrophysical S factor for the $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ reaction at solar energies. The result of extrapolation of the astrophysical S factor for values of $E < 116$ keV obtained in [34] is displayed in Figs.4 and Table 3, where the filled symbols are experimental data taken from Refs.[35, 36]. The solid lines and the width of the bands(uncertainty) are the results of calculation [34]. The dashed -dotted- dotted line is the result of [40]. The dot-dashed line is the result obtained in [34] using the rational approximation [41]. The dashed (dotted) line is the results taken from [39] for the MN (V2) potential for the NN potential.

In Table 3, the results for $S_{17}(0)$ obtained within the other methods are also summarized. As it is seen from Table 3, the value of $S_{17}(0)$ obtained in [34] practically coincides within the experimental uncertainty with that obtained in [39] for the MN form of the NN potential. Such matching does happen since the ANC value recommended in [34] and that calculated in [39] for the MN potential are closer with each other. Therefore, since the astrophysical S factor $S_{17}(0)$ must be known to $\pm 5\%$ [35] in order that its uncertainty not be the dominant error in

prediction of the solar neutrino flux [43], the $S_{17}(0)$ -value recommended in [34], which has the uncertainty about of 3%, could be used as the main input data for a correct estimation of the solar neutrino flux.

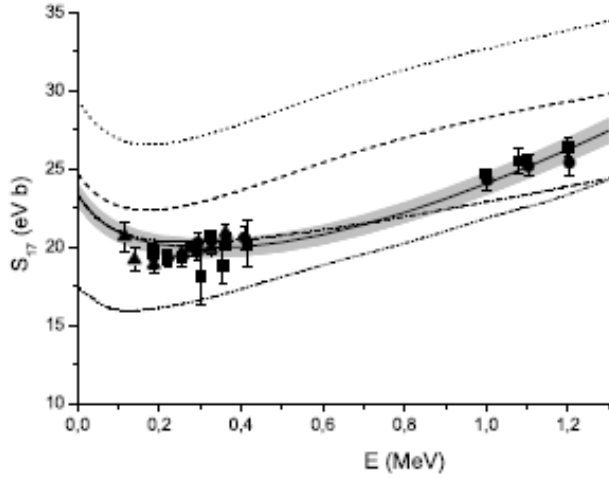


Figure 4. The direct astrophysical S factors for the ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ reaction (see the text)

3 CONCLUSION

Now we have at our disposal the different methods for determination of asymptotic normalization coefficients on the basis of the analysis of experimental data

Table 3. The ANC $C^2 \equiv C_1^2 = C_{7\text{Be}p;1/2}^2 + C_{7\text{Be}p;3/2}^2$ for ${}^7\text{Be}+p \rightarrow {}^8\text{B}$ and the astrophysical S factor ($S_{17}(0)$) for the direct radiative capture ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ reaction

Method	C^2, fm^{-1}	$S_{17}(0), \text{eV b}$	Refs.
MTBPA The ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ reaction	0.628 ± 0.170	23.4 ± 0.6	[34]
The DWBA analysis of the ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Be}, {}^8\text{B}){}^9\text{Be}$ and ${}^{14}\text{N}({}^7\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{13}\text{C}$ reactions	0.465 ± 0.041	18.2 ± 1.18	[37]
R-matrix method	0.491	17.3 ± 3.0	[38]
The microscopic three-body ($\alpha^2\text{Hep}$) model	0.668 0.812	24.65 (the MN potential) 29.45 (the V2 potential) 27.00 (the V4 potential)	[39] [39] [42]

REFERENCES

- Christy, R.F. α -ray an extranuclear direct capture process / R. F. Christy, I. Duck//Nucl.Phys.-1961.-Vol.24,No.1-P.89-101.
- Blokhintsev, L.D.Nuclear vertex constant/L. D. Blokhintsev [et al]//Fiz.Elem.Chastits At. Yadra.-1977.-Vol.8,No.6.-P.1189-1245.
- Blokhintsev, L.D.Methods of determination of asymptotic normalization coefficients for $a + A \rightarrow B$ and their application to $A(a,\gamma)B$ astrophysical S factors at solar energies/L. D. Blokhintsev [et al]//Uzb.J.Phys.- 2010.-Vol.12,No.4-6.-P.217-232.
- Yarmukhamedov, R. Asymptotic normalization coefficients for $a+A \rightarrow B$ and R-matrix method of analysis of nuclear-astrophysical radiative capture $A(a,\gamma)B$ reactions/R.Yarmukhamedov [et al]//Uzb.J.Phys.-2010.-Vol.12,No.4-6.-P.233-247.
- Artemov, S.V. Analysis of the reactions (${}^3\text{He}; d$) on 1p-shell nuclei by a method of combining DWBA and dispersion relation/S.V. Artemov [et al]// Phys.At.Nucl.- 1996.- Vol.59.No.3.-P 428-438.
- Mukhamedzhanov, A.M. Asymptotic normalization coefficients for ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be} + p$ /A. M. Mukhamedzhanov [et al]//Phys. Rev.C.-1997.-Vol.56.-P.1302-1312.
- Igarmov, S.B. Influence of three-body Coulomb effects on values of asymptotic normalization coefficients(nuclear vertex constants) of astrophysical interest extracted from the modified DWBA approach for the peripheral proton transfer reactions/S. B. Igarmov [et al]//Phys.At.Nucl.-2007.-Vol.70,No10.-P.1694-1705.
- Kajumov, Sh.S. Three-body coulomb effects in one-particle transfer reactions/Sh. S. Kajumov [et al]//Z.Phys.A.-1990.-Vol.336.-P.297-302.

on nuclear processes such as the nuclear-astrophysical radiative capture reactions and the peripheral one-particle transfer reactions. The MTBPA and the R-matrix method are a tool of both obtaining the valuable information about ANCs being astrophysical interest and the reliable extrapolation of the astrophysical S factor $S_{aA}(E)$ at stellar energies E with uncertainty not exceeding the experimental one. Besides, the MTBPA can be used as a tool

of test of the reliability of the modified DWBA calculations widely used for determination of the ANC-values of astrophysical interest.

This indicates on the need for further systematic accumulation of information about the ANC-values for different nuclei being astrophysical interest, which requires to have experimental data with fairly high precision ($\leq 5\%$) on the cross sections of Sub-barrier peripheral transfer reactions and radiative capture reactions. Obtaining such data are planned within the acting multi-lateral (Kazakhstan-Russia-Turkey-Uzbekistan-USA) collaboration.

The work has been supported by the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan (grants No. FA-F2-F077, FA-F2-F076 and FA-F2-F074).

9. Yarmukhamedov, R. Influence of three-body Coulomb effects on spectroscopic information extracted from analysis of the peripheral reactions ($^3\text{He}; d$) on $^{12,13}\text{C}$ nuclei/R. Yarmukhamedov//Phys.At.Nucl.-1997.-Vol.60, No.6.-P.1017-1024.
10. Artemov, S.V. Influence of three-body Coulomb effects on extracted from analysis of the transfer reaction values of nuclear vertex constants/S.V. Artemov [et al]//Izv.RAN, Ser.Fiz.-2002.-Vol.66, No.11.-P.60-64.
11. Bem, P. Asymptotic normalization coefficients for $p + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$ from $^{13}\text{C}(^3\text{He}; d)^{14}\text{N}$ /P. Bem [et al]//Phys.Rev.C.-2000.-Vol.62.-P.024320(1-5).
12. Peterson, R. J. Proton stripping/R. J. Peterson, Hamill//Nucl.Phys.A.-1981.-Vol.362.-P.163-172.
13. Artemov, S.V. Nuclear asymptotic normalization coefficients $^{14}\text{N} \rightarrow p + ^{13}\text{C}$ configurations and astrophysical S factor for the radiative proton capture/S.V. Artemov [et al]//Phys.At.Nucl.-2008.-Vol.71, No.7.-P.998-1011.
14. Trache, L. Asymptotic normalization coefficients for $p + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$ /L. Trache [et al]//Phys.Rev. C.-1998.-Vol.58.-P.2715-2719.
15. Mukhamedzhanov, A. M. Asymptotic normalization coefficients from proton transfer reactions and astrophysical S factor for the $\text{CNO } ^{13}\text{C}(p; \gamma)^{14}\text{N}$ radiative capture process/A. M. Mukhamedzhanov [et al]//Nucl.Phys.A.-2003.-Vol.725.-P.279-294.
16. Igamov, S. B. Triple-differential cross section of the $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}; \alpha d)^{208}\text{Pb}$ Coulomb breakup and astrophysical S -factor of the $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ reaction at extremely low energies / S.B. Igamov, R. Yarmukhamedov//Nucl.Phys.A.-2000.-Vol.673.-P.509-525.
17. Kiener J., Measurements of the Coulomb dissociation cross section of 156 MeV ^6Li projectiles at extremely low relative fragment energies of astrophysical interest/J. Kiener [et al]//Phys.Rev.C.-1991.-Vol.44.-P.2195-2205.
18. Blokhintsev, L.D. Determination of the $^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ vertex constant (asymptotic coefficient) from the $^4\text{He} + d$ phase-shift analysis/L. D. Blokhintsev [et al]// Phys.Rev.C.- 1993.-Vol.48.-P.2390-2394.
19. Kharbch, A. Microscopic study of the $^2\text{H}(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ reaction in a multicluster model/A. Kharbch, P. Descouvemont//Phys.Rev.C.-1998.-Vol.58.-P.1066-1072.
20. Kukulin, V.I. Detail study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model(IV). Large space calculation for $A=6$ nuclei with realistic nuclear forces/V.I. Kukulin [et al]//Nucl.Phys.A.-1995.-Vol.586.-P.151-189.
21. Igamov, S.B. Analysis of the nuclear astrophysical reaction $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li}$ /S.B. Igamov, R. Yarmukhamedov//Phys.At Nucl.-1995.-Vol.58, No.8.-P.1317-1319.
22. Mukhamedzhanov, A.M. Astrophysical factor for the radiative capture reaction $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li} + \gamma$ /A.M. Mukhamedzhanov [et al]//Phys.Rev.C.-1995.-Vol.52.-P.3483-3487.
23. Avakov, G.V. Three-body Coulomb effects in nuclear reactions with three charged particles/G.V. Avakov [et al]//Sov.J.Nucl.Phys.-1986.-Vol.43, No.4.-P.524-529.
24. Lane, A.M. R -matrix theory of nuclear reaction/A.M. Lane, R. G. Thomas//Rev.Mod.Phys.-1958.-Vol.30, No.2.-P.257-353.
25. Barker, F.C. The $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Cross section at Low energies/F.C. Barker, T. Kajino//Aust.J.Phys.-1991.-Vol.44.-P.369-396.
26. Burtebaev, N. New measurements of the astrophysical S factor for $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for $p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}$ reaction/ N. Burtebaev [et al]// Phys.Rev.C.-2008.- Vol.78.-P.035802(1-11).
27. Rolfs, C. Interference effects in $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ and direct capture unbound states/C. Rolfs, R.E. Azuma//Nucl.Phys.A.-1974.-Vol.227.-P.291-308.
28. Mukhamedzhanov, A.M. Microscopic calculation of nuclear separation vertex constant for $1p$ shell nuclei/A.M. Mukhamedzhanov, N.K. Timofeyuk//Yad.Fiz.-1991.- Vol.51, No.3.-P.679-689.
29. Ajzenberg-Selove, F. Energy levels of light nuclei $A=13-15$ /F. Ajzenberg-Selove//Nucl.Phys.A.-1991.-Vol.523.-P.1-212.
30. King, J.D. Cross section and astrophysical S -factor for the $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ reaction/J. D. King [et al]// Nucl.Phys.A.-1994.-Vol.567.-P.354-376.
31. Robertson, R. Observation of the Capture Reaction $^2\text{H}(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ and Its Role in Production of ^6Li in the Big Bang/R. Robertson [et al]//Phys.Rev.Lett.-1981.-Vol.47.-P.1867-1870.
32. Mohr, P. Direct capture in the 3^+ resonance of $^2\text{H}(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ /P. Mohr [et al]//Phys.Rev.C.-1993.-Vol.50.-P.1543-1549.
33. Igamov, S.B. Modified two-body potential approach to the peripheral direct capture astrophysical $a + A \rightarrow B + \gamma$ reaction and asymptotic normalization coefficients/S. B. Igamov, R. Yarmukhamedov//Nucl.Phys.A.-2007.-Vol.781.-P.247-276.
34. Igamov, S.B. Asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for $p + ^7\text{Be} \rightarrow ^8\text{B}$ and the direct $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ astrophysical S -factors at solar energies/S. B. Igamov, R. Yarmukhamedov//Phys.At.Nucl.-2008.-Vol.71, No.10.-P.17401755.
35. Junghans, A.R. Precise measurement of the $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ S factor/A.R. Junghans [et al]//Phys.Rev.C.-2003.-Vol.68.-P.065803(1-21).
36. Baby, L.T. Measurement of the $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ S factor/L.T. Baby [et al]//Phys.Rev.C.- 2003.-Vol.67.-P.065805(1-8).
37. Tabacaru, G. Scattering of ^7Be and ^8B and the astrophysical S_{17} factor/G. Tabacaru [et al]// Phys. Rev.C.-2006.-Vol.73.-P.025808(1-5).
38. Barker, F.C. The low-energy $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ cross section from R -matrix approach/F.C. Barker// Nucl.Phys.A.- 1995.-Vol.588.-P.693-705.
39. Descouvemont, P. Updated microscopic cluster-model calculation of the astrophysical S factor for $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ to solar energies/ P. Descouvemont//Phys. Rev.C.-2004.- Vol.70.-P.065802(1-10).
40. Xu, H.M. Overall Normalization of the Astrophysical S factor and Nuclear vertex Constant for $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ Reactions/H.M. Xu [et al]//Phys.Rev.Lett.-1994.-No.15.-P.2027-2030.
41. Jennings, B.K. Extrapolation of the astrophysical S factor for $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ to solar energies/B.K. Jennings, S. Karataglidis, T. D. Shoppa//Phys. Rev. C.-1998.-Vol.58.-P.3711-3721.
42. Timofeyuk, N.K. Microscopic shell-model and cluster-model calculations of the $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + n$ and $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ vertex constants/N. K. Timofeyuk, D. Baye, P. Descouvemont//Nucl.Phys.A.-1997.-Vol.620.-P.29-45.
43. Bahcall, J.N. Standard solar models, with and without helium diffusion/J.N. Bahcall M. H. Pinsonneault//Rev. Mod. Phys.-1992.-Vol.64, No.4.-P.885-926.

**НОВЫЕ ДВУХТЕЛЬНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ПОДХОДЫ
И ИХ АСТРОФИЗИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ****¹Ярмухамедов Р., ¹Артемов С.В., ²Буртебаев Н.****¹Институт ядерной физики Академии наук Узбекистана, Ташкент, Узбекистан****²Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан**

В данной обзорной работе представлены модифицированный DWBA для периферийной реакции передачи заряженной частицы $A(x,y)B$, модифицированный двухтельный потенциальный подход и R-метод, где астрофизический S фактор прямого захвата в реакции $A(a,\gamma)B$ выражается через асимптотический нормировочный коэффициент. Обсуждаются результаты анализа конкретных астрофизических S факторов для некоторых ядерно-астрофизических реакций pp -цепочки и CNO-цикла, в том числе для реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$, измеренной на ускорителе УСП-2 ИЯФ НЯЦ РК.

**ЖАҢА ЕКІ ДЕНЕЛІК ПОТЕНЦИАЛДЫҚ ЖОЛДАР
ЖӘНЕ ОЛАРДЫҢ АСТРОФИЗИКАЛЫҚ ҚОЛДАНЫЛУЫ****¹Ярмухамедов Р., ¹Артемов С.В., ²Буртебаев Н.****¹Ўзбекстан ғылыми Академиясының ядролық физика институты, Ташкент, Ўзбекстан****²ҚР ҰЯО Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан**

Осы шолу жұмысында $A(x,y)B$ зарядталған бөлшектің берілуінің перифериялық реакциясы, түрлендірілген екі денелік потенциалдық жол және R-әдіс үшін түрлендірілген DWBA ұсынылған, онда $A(a,\gamma)B$ тура қармаудың астрофизикалық S факторы асимптотикалық нормалаушы коэффициент арқылы өрнектелген. pp -тізбекшесінің және CNO-циклінің кейбір ядролық-астрофизикалық реакциялары, соның ішінде ҚР ҰЯО ЯФИ КҚК-2 үдеткішінде өлшенген $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ реакциялары үшін нақты астрофизикалық S факторлардың талдауының нәтижелері талқыланды.

УДК 551.49:577.4:539.16

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗРАБОТКИ МЕСТОРОЖДЕНИЯ «КАРАЖЫРА» НА СОСТОЯНИЕ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ИСПЫТАТЕЛЬНОЙ ПЛОЩАДКИ «БАЛАПАН» БЫВШЕГО СИП¹Субботин С.Б., ¹Новикова Е.А., ¹Романенко В.В., ²Кузеванов К.И., ²Быкова А.А., ²Тырышкина М.Н.¹Институт радиационной безопасности и экологии НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан²Институт геологии и нефтегазового дела, Томск, Россия

В работе представлены результаты прогноза возможного подтягивания к границам разрабатываемого карьера «Каражыра» загрязненных техногенными радионуклидами подземных вод из мест расположения «боевых» скважин. Для прогноза проведено численное моделирование водопритоков в карьер в стационарном режиме GMS.

ВВЕДЕНИЕ

После прекращения ядерных испытаний на территории Семипалатинского испытательного полигона началась разведка месторождений и добыча полезных ископаемых. Первым таким месторождением стало месторождение каменного угля «Каражыра». Месторождение «Каражыра» расположено на территории испытательной площадки «Балапан», на которой было проведено 106 подземных ядерных взрывов в скважинах. По мере разработки угольного месторождения «Каражыра» возможна миграция радионуклидов с фильтрационными потоками подземных вод. В работе представлен прогноз возможного подтягивания к фронту горных работ загрязненных подземных вод продуктами ядерных испытаний.

В структурном отношении представляет юрский грабен клиновидной формы протяженностью 13 км и шириной 3,5-5,0 км. Район месторождения находится в зоне сочленения Чингиз-Тербагатайского мегаантиклинария и Иртыш-Зайсанского мегасинклинария.

Каражырский грабен в гидрогеологическом отношении представляет собой небольшой субартезианский бассейн, где основные запасы подземных вод приурочены к отложениям нижней юры. Выше лежащие мел-палеогеновые и неогеновые образования рассматриваются как водоупор, препятствующий проникновению подземных и поверхностных вод в ниже лежащие горизонты. В плане нижнеюрский водоносный комплекс на площади месторождения имеет повсеместное распространение. Северная и южная граница проходят по зонам региональ-

ных разломов, а западная и восточная границы устанавливаются далеко за пределами месторождения.

Условия питания водоносного комплекса неблагоприятные из-за широкого распространения неогеновых глин и четвертичных суглинков. Движение подземных вод в целом, направлено с юго-запада и запада на север и северо-запад в сторону долины р. Иртыш. Часть подземных водных потоков разгружается в естественные озерные котловины [1].

Анализ структуры подземного стока площадки «Балапан» был проведен на основе цифровой модели уровенной поверхности подземных вод (рисунок 1) в пределах района исследований. Модель построена с помощью программного комплекса Surfer [2]. Можно отметить, что движение подземных вод на участке «Каражыра» осуществляется при малых величинах гидравлического уклона и низких скоростях фильтрации, в силу невысоких значений коэффициента фильтрации, не более 1 м/сут.

На современное состояние гидрогеологических условий месторождения основное влияние оказывают открытая отработка углеразреза и карьерный водоотлив, который ведется уже в течении 18 лет. В настоящее время на угольном разрезе действует открытая система водоотлива.

Дебиты скважин изменяются в значительных пределах от безводных до 5-6 л/с [3]. Наиболее многодебитные скважины приурочены к зоне южных разломов скв. 509, 510 и к полосе, примыкающей к этой зоне скв. 467, 472, 471. Все скважины можно разделить на группы, в таблице приведены скважины разделенные по дебитам.

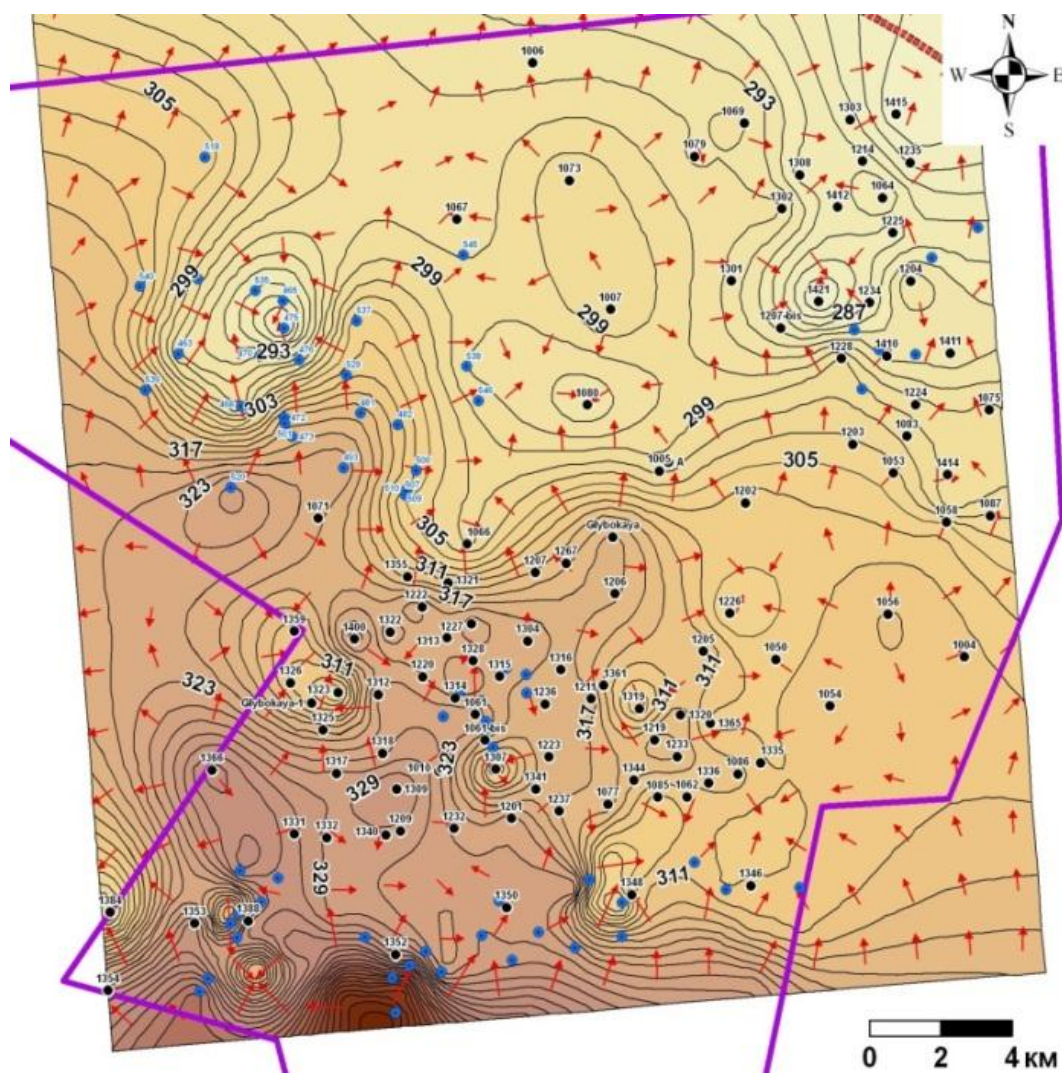


Рисунок 1. Схема подземного стока на площадке «Балапан»

Таблица 1. Количество скважин разбитых по дебиту

	Дебиты скважин, л/с					Итого
	Безводные	До 0,1	0,1-1,0	1-5,0	> 5,0	
Всего СКВ.	6	5	13	16	2	42
В %	14	12	31	38	5	100

Построены графики динамики водоотлива из карьера по кварталам за последние десять лет (рисунок 2).

При анализе графиков, можно отметить следующее, за период последних десяти лет по кварталам в 2006, 2007 и 2011 годах наблюдались самые большие значения откачиваемой воды, они составили соответственно - 2006г. II кв. 156610 тыс.м³, 2007 II кв. 181742 тыс.м³, 2011г. I кв. 227484 тыс.м³, самые наименьшие значения по кварталам составили в 2003,

2008 и 2009 гг. в IV кварталах. Наблюдается непостоянная стабильность откачиваемой воды, в целом, объем воды приблизительно составляет от 200 – 600 тыс. кубических метров в год.

Под влиянием постоянного водоотлива вокруг угольного разреза прослеживается ежегодное снижение уровней подземных вод. За годы отработки опытно-промышленного разреза сформировалась депрессионная воронка до 9 км (рисунок 3).

**ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗРАБОТКИ МЕСТОРОЖДЕНИЯ «КАРАЖЫРА»
НА СОСТОЯНИЕ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ИСПЫТАТЕЛЬНОЙ ПЛОЩАДКИ «БАЛАПАН» БЫВШЕГО СИП**

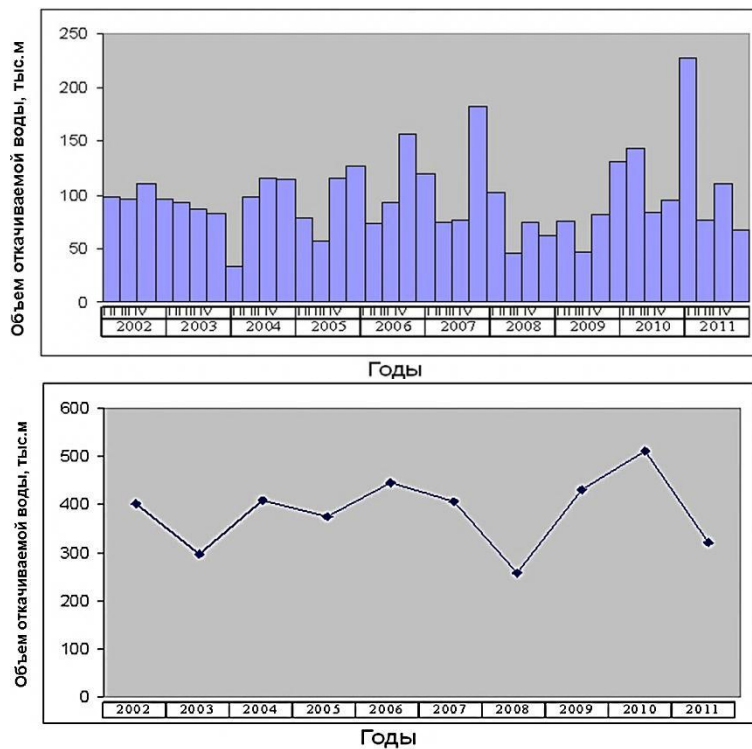


Рисунок 2. Динамика карьерного водоотлива за последние 10 лет

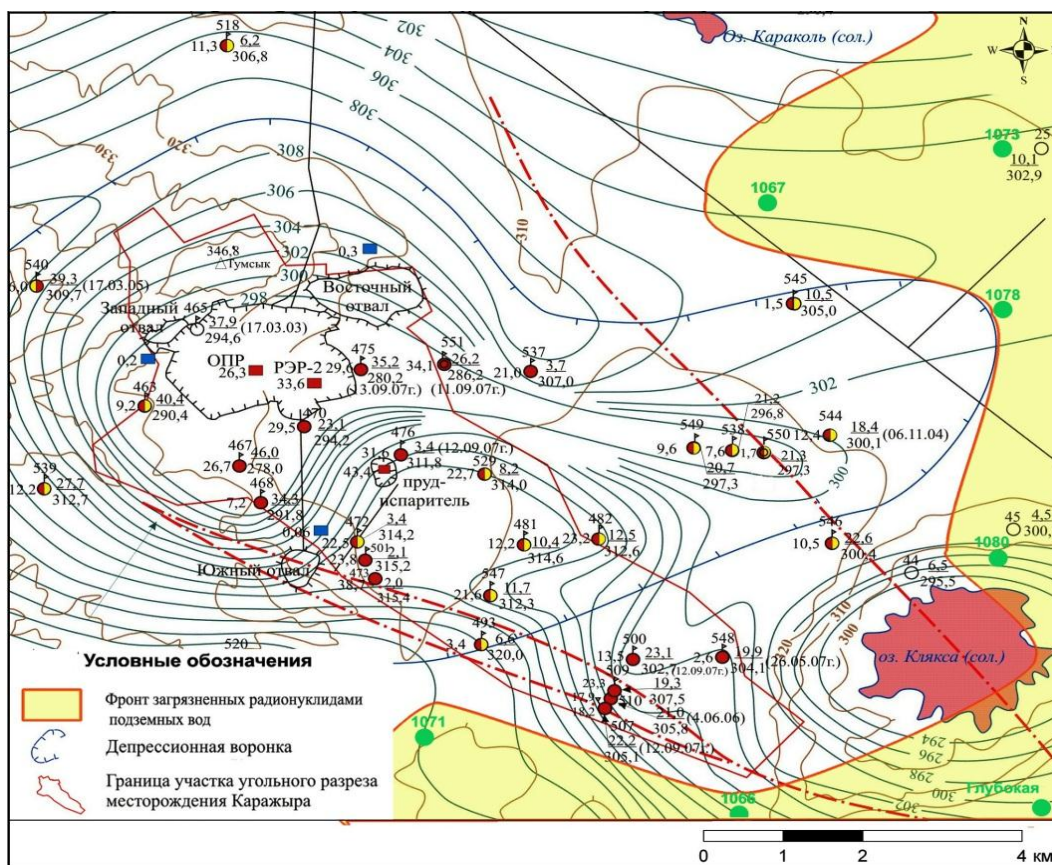
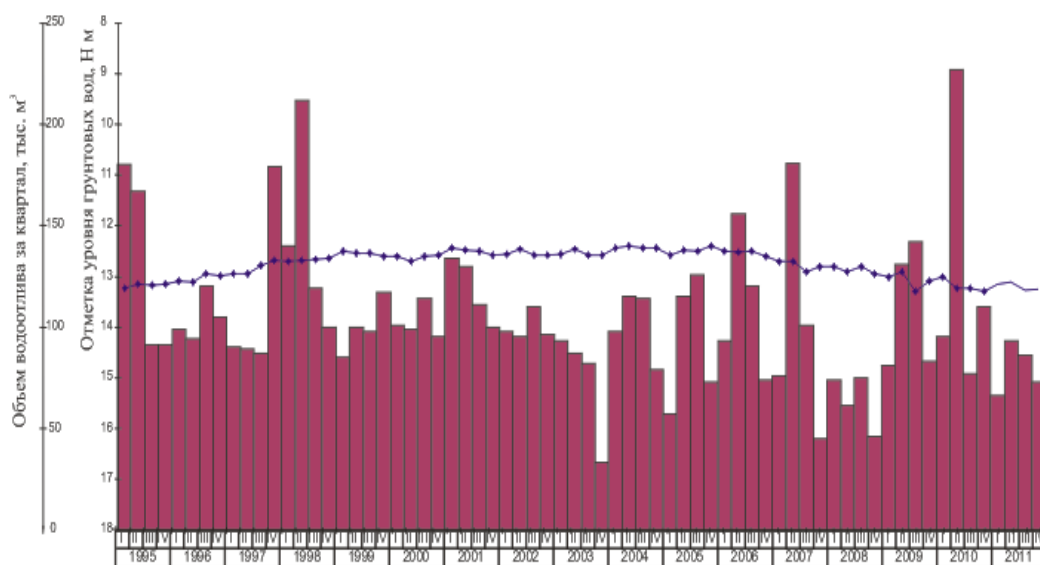


Рисунок 3. Сеть наблюдательных гидрогеологических скважин в районе угольного разреза

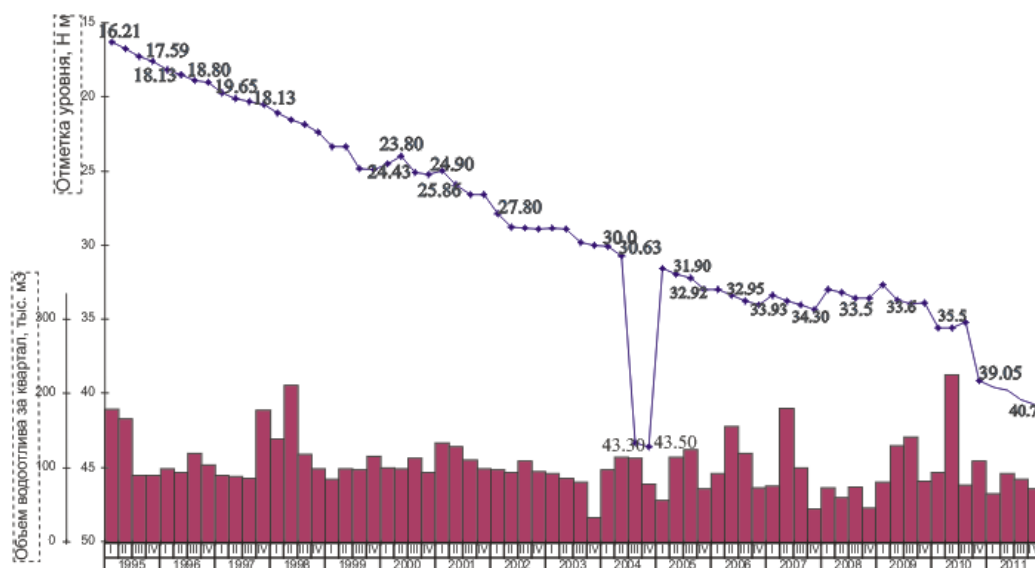
Практически по всем наблюдательным скважинам, в 2011 году прослеживается спад уровней подземных вод, кроме наблюдательных скважин расположенных в не зоны депрессионной воронки. За 18 лет вокруг углеразреза наблюдаются самые низкие уровни подземных вод в скважинах №№ 463-42,0 м, 467-59,40 м, 468-40,70 м, 470-30,70 м, 555-48,22 м. Эти скважины расположены в центральной части воронки. Ниже представлены графики многолетних изменений уровней грунтовых вод в скважинах (рисунок 4), на примере скважины с понижаемым уровнем (468) и скважи-

ны с практически не изменяемым уровнем (482) на период эксплуатации месторождения.

При сравнении графиков, четко видно, что уровни подземных вод в скважине 468 снижаются. График имеет нелинейную форму, хорошо прослеживается изменения уровней, это дает возможность прогнозировать дальнейшее изменение уровней в скважине. На графике изменения уровня грунтовых вод в скважине 482 наблюдается линейная зависимость, можно сделать вывод, что при известной величине водоотлива можно прогнозировать ожидаемое понижение уровня в скважине.



а – скв. 482



б – скв. 468

Рисунок 4. Изменения уровня грунтовых вод

Для дальнейшего прогнозирования был проведен расчет водопритоков с условиями срока отработки карьера до 4-х лет. Для расчета водопритоков был применен принцип «большого колодца» [4]. Метод является эффективным приемом, позволяющим легко определить величину общего водопритока в карьер в естественных условиях.

$$Q = \frac{\pi K(h_1^2 - h_2^2)}{\ln(R/r_{пр})}$$

где K – коэффициент фильтрации, h_1 – глубина карьера, R – радиус депрессионной воронки, $r_{пр}$ – приведенный радиус.

По результатам аналитического расчета количество воды поступающей в карьер сроком отработки периодом на четыре года, составит 805 м³/сут при радиусе депрессионной воронки 3032 м. Отмечается сходимость фактических (2011 год) и рассчитанных водопритоков, это подтверждает достоверность аналитических расчетов, и возможность прогнозирования водопритока на дальнейший период при эксплуатации карьера.

Режимные скважины разбиты на 2 группы в зависимости от расположения этих скважин на месторождении. В первую группу входят скважины, которые находятся в зоне влияния карьерного водоотлива №№ 463, 465, 467, 468, 470, 473, 474(к), 475(к), 476(к), 481, 500, 507, 510, 529(к), 532, 535, 536, 537(к), 538, 539. Скважины со знаком (к) расположены вблизи от пруда-испарителя. Во вторую вошли режимные скважины с естественным уровнем подземных вод, это №№ 493, 472, 482, 509, 515, 518, 520, 538, 540. В целом, по анализам полученных результатов, определенных по режимным скважинам показал, что величина модуля подземного стока, полученная из средних за многолетний период значений изменяется от 0,10 до - 0,7 л/с с 1 кв.км. Ниже представлена таблица, где указаны полученные значения

модуля подземного стока в зависимости от местоположения режимных скважин относительно карьера и пруда-испарителя [5].

Из таблицы видно, что значения модуля в зоне влияния водоотлива и пруда-испарителя выше, чем в зоне удаления от карьера. Это говорит о том, что существует дополнительное питание, которое определяется обратной фильтрацией в карьер откаченной воды из пруда-испарителя.

Подземные воды разгружаются в карьер в виде многочисленных мочажин, стекающих с бортов карьера и собирающихся в зумпф-накопитель. При этом вода поступает, в основном, из пород разного литологического состава. Расходы поступающей из бортов воды по дренажным канавам небольшие и составляют от 0,05 до 0,3 л/с. Часть дренажных вод, извлекаемых из угольного разреза в объеме примерно 170,1 тыс.м³/год (5,4 л/с), используется для собственных нужд на месторождении - на пылеподавление и пожаротушение, а другая - в объеме около 500 тыс.м³/год, сбрасывается в пруд накопитель. Из этого количества определенная часть воды расходуется на испарение, некоторая часть инфильтруется в водоносный горизонт и участвует повторно в обводнении месторождения. Основное поступление вод происходит за счет подземной составляющей, прослеживается характер постоянных притоков в карьер за счет подземных вод.

Основным проблемным вопросом радиационной безопасности работ по разработке месторождения «Каражыра» является вероятность поступления загрязненных радиоактивными продуктами подземных вод к границам месторождения, в силу разрастания депрессионной воронки. Образование воронки осушения сопровождается увеличением уклонов пьезометрических поверхностей подземных вод, это может вызвать активные процессы миграции и движения подземных загрязненных вод в сторону карьера.

Таблица 2. Значения модуля подземного стока

В зоне влияния карьерного водоотлива				Вне зоны карьерного водоотлива	
Скважины вблизи от карьера	Значения модуля Мп, л/с км²	Скважины вблизи от пруда-испарителя	Значения модуля Мп, л/с км²	Скважины вдали от карьера и пруда-испарителя	Значения модуля Мп, л/с км²
468	0,31	476	0,47	493	0,10
463	0,44	470	0,6	472	0,25
465	0,4	529	0,22	509	0,2
500	0,28	475	0,34	518	0,2
510	0,7	474	0,33	515	0,22
507	0,5			520	0,13
481	0,4				
467	0,6				
475	0,34				
535	0,4				
532	0,65				
473	0,3				
501	0,4				
Ср. знач.	0,44		0,43		0,17

**ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗРАБОТКИ МЕСТОРОЖДЕНИЯ «КАРАЖЫРА»
НА СОСТОЯНИЕ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ИСПЫТАТЕЛЬНОЙ ПЛОЩАДКИ «БАЛАПАН» БЫВШЕГО СИП**

Таблица 3. Результаты радионуклидного анализа

№ скважины	Дата отбора	³ H, Бк/кг	¹³⁷ Cs, Бк/кг	⁹⁰ Sr, Бк/кг
463	2003-2010	<7-16	0,02	0,29
	2011	<13	-	-
467	2005-2008	<7-54	-	-
	2010	<7	-	-
468	2003-2010	<7-54	0,02	1,1
	2011	<13	-	-
472	2003-2010	<7-20	0,45	0,1
	2011	<13	-	<0,01
473	2003-2010	<7-20	0,04	0,36
	2011	<13	-	-
475	2003	<7	-	-
	2007	10	<0,01	0,01
476	2003	<8	-	-
	2007	14	<0,01	0,01
481	2003-2010	<7-54	0,01	0,74
	2011	<13	-	<0,01
482	2003-2007	<7-20	0,01	0,28
	2008	25	-	-
493	2003-2007	<7-30	0,01	0,01
	2011	<12	-	-
500	2003-2008	<7-25	0,01	0,02
	2009	<8	-	-
501	2003-2010	<7-25	0,01	0,34
	2011	<13	-	-
509	2003-2008	<7-25	0,01	0,23
	2009	<8	-	-
515	2003-2008	<7-20	0,01	0,25
	2010	<11	-	-
518	2003-2009	<7-25	0,02	0,69
	2010	<8	-	-
520	2003-2009	<7-25	0,01	0,06
	2010	<8	-	-
529	2003-2010	<7-25	0,02	<0,1
	2011	<13	-	-
537	2003-2010	<7-22	0,01	0,4
	2011	<13	-	-
538	2003	580	0,03	<0,03
	2005	760	0,02	0,04
	2011	250	-	<0,01
539	2003	46	-	-
	2008	200	0,06	0,02
	2010	30	<0,1	<0,01
545	2003-2010	<7-20	0,01	0,03
	2011	<13	-	-
546	2004-2010	<7-3	0,01	0,01
	2011	<16	-	<0,01

При анализе табличных данных можно отметить, что, в основном, количественные данные концентрации радионуклидов в подземных водах находятся ниже МДА, а в случаях их обнаружения характерны очень низкие значения. При этом значения изменяются в пределах следующих значений: ¹³⁷Cs от МДА до 0,3 Бк/кг; ⁹⁰Sr от МДА до 1,3 Бк/кг; тритий от МДА до 760 Бк/кг; ²³⁹⁺²⁴⁰Pu от МДА до 0,016 Бк/кг. Полученные значения радиационной опасности не представляют и не превышают установленных ГН УВ_{нас} для питьевой воды [6]. Исключение составляют два участка расположения гидрогеологических скважин 538 и 539, где отмечены повышенные значения концентрации трития, достигающие 760 и 200 Бк/кг, соответственно. При этом в этих скважинах, по сравнению с другими скважинами, отмечены более высокие

значения содержания ¹³⁷Cs и ⁹⁰Sr. Исходя из гидрогеологических условий, существующих в настоящее время, поступление техногенных радионуклидов с подземными водами к этим скважинам происходит с трещинно-жильными водами по двум основным направлениям. К скважине 538 загрязненный поток предположительно перемещается по зоне Чинрауского разлома со стороны «боевой» скважины 1080. Наличие повышенных значений трития в скважине 539, предположительно, обусловлено перемещением загрязненных вод по зоне влияния Каражирского разлома от «боевой» скважины 1071.

Создание численной модели участка отработки месторождения сводилась к цели оценки источников формирования балансовых составляющих водопритоков для прогноза возможного подтягивания к

фронту работ некондиционных подземных вод. Модель водопритоков в угольный карьер месторождения «Каражыра» выполнена для участка размером 20×20 км. Была создана двухслойная модель для решения задачи в стационарном режиме GMS (Groundwater Modeling System) (рисунок 5-7).

Моделирование выполнялось на основе решенной задачи, базой для построения линий тока служит карта прогнозных напоров с использованием, построение осуществляется с помощью модуля MODPATH.

Описание модели:

Двухслойная толща мощностью 100 м, каждый слой мощностью 50 м. Верхний слой имеет $K_f = 0,1$ м/сут, нижний слой $K_f = 0,01$ м/сут. Начальные напоры заданы отметкой 75 м по всему полю сетки. Первый от поверхности водного горизонта получает инфильтрационное питание 0,000001 м/сут. В пределах карьера первый от поверхности водного горизонта отсутствует – заданы неактивные ячейки. Одновременно с неактивными ячейками задан постоянный напор на контуре стока – 50 м.

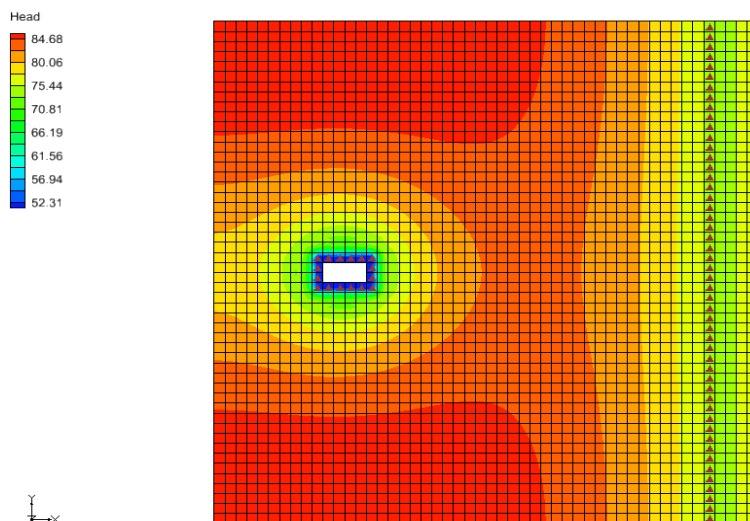


Рисунок 5. Картограмма прогнозных напоров

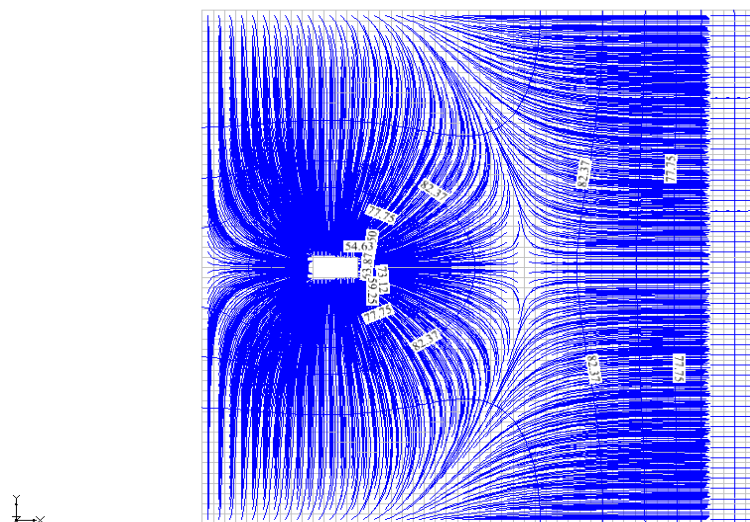


Рисунок 6. Линии тока в условиях нарушенного стационарного потока

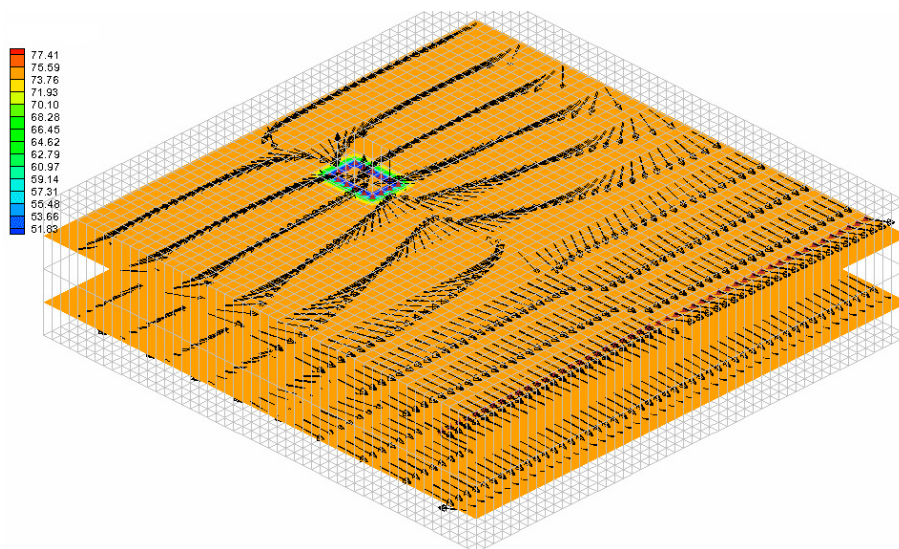


Рисунок 7. Направления фильтрационного потока в условиях нарушенного стационарного потока

Анализируя результаты моделирования можно сделать заключение, что подземные воды, находящиеся в непосредственной близости от карьера текут в карьер, на рисунке видна граница подземного водораздела, в эту область не попадают зоны подземных вод с превышением трития. Стоит учитывать, что в результате карьерного водоотлива вокруг пруда-испарителя образовался купол растекающихся вод, который создает подпор на пути подземного потока и уменьшает скорость продвижения границы депрессионной воронки к зоне расположения «боевых» скважин.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное поступление водных потоков в разрез осуществляется за счет подземных вод, и осадков, часть которых расходуется на испарение и инфильтрацию.

По содержанию радионуклидов в подземных водах района исследования, можно сделать вывод, что ситуация за годы отработки на участке стабильна.

Значения концентраций техногенных радионуклидов в подземных водах не превышают допустимых уровней для питьевой воды, но нельзя не учитывать, что месторождение находится в непосредственной близости от мест проведения подземных ядерных испытаний, и миграция техногенных радионуклидов с подземными водами может усилиться по мере разрастания месторождения. Основная миграция может осуществляться по зонам региональных разломов, для прогнозирования этого процесса необходимо проводить дальнейшее детальное изучение в зоне разломов Каражырского и Чинрауского.

По результатам моделирования можно сказать, что в карьер поступают воды до линии подземного водораздела, которые не попадают в зону с повышенным содержанием трития.

Эксплуатация пруда-испарителя дренажных вод является одним из факторов, препятствующих поступлению радиоактивных продуктов с подземными водами к границам месторождения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Семипалатинский испытательный полигон. Создание, деятельность, конверсия /кол. авторов под рук. В.С. Школьника. – Алматы, 2003. – 340 с.
2. Отчет о результатах эколого-гидрогеологических работ с целью изучения влияния пороодоотвалов Степной, Ковыльной Прибортовой ТОО «Богатырь Аксес Комир» на подземные воды: отчет о НИР/рук. Лушин Э.Н. – 1997. – 150 с.
3. Информационный отчет о результатах работ по ведению мониторинга подземных вод на угольном месторождении Каражыра за 2011 год: отчет. – Курчатов, 2011. – 100 с.
4. Руководство по дренированию карьерных полей. Раздел 3 фильтрационные расчеты осушения карьерных полей. Раздел 4 применение аналогового моделирования при расчетах осушения карьерных полей. – Ленинград, 1968. – 212 с.
5. Актуальные вопросы радиозащиты Казахстана. [Сборник трудов Института радиационной безопасности и экологии за 2007-2009 гг.] / под рук. Лукашенко С.Н. – Вып. 2. – Павлодар: Дом печати, 2010. – С. 234.
6. Гигиенические нормативы «Санитарно-эпидемиологические требования к обеспечению радиационной безопасности», утв. Постановлением Правительства РК № 201 от 03.02.2012. – Приложение 4.

**«ҚАРАЖЫРА» КЕНОРНЫ ӘЗІРЛЕМЕЛЕ НӘТИЖЕЛЕРІНІҢ БҰРЫНҒЫ ССП «БАЛАПАН» СЫНАҚ
АЛАҒЫНДАҒЫ ЖЕРАСТЫ СУЛАРЫНЫҢ ЖАҒДАЙЫНА ӘСЕРІН БАҒАЛАУ**

¹Субботин С.Б., ¹Новикова Е.А., ¹Романенко В.В., ²Кузеванов К.И., ²Быкова А.А., ²Тырышкина М.Н.

¹*ҚР ҰЯО Радиациялық қауіпсіздік және экология институты, Курчатов, Қазақстан*

²*Геология және мұнайгаз ісінің институты, Томск, Ресей*

Жұмыста техногенді радионуклидтермен ластанған жерасты суларының «әскери» ұңғымалар орналасқан жерлерден әзірленіп жатқан «Қаражыра» карьерінің шекарасына болжамды жақындау болжамының нәтижелері ұсынылған. Болжам үшін карьерге құйылатын су сағаларын GMS стационарлық режимінде сандық үлгілеу жүргізілді.

**ASSESSMENT OF «KARAZHYRA» DEPOSIT DEVELOPMENT INFLUENCE ON UNDERGROUND
WATER CONDITION AT «BALAPAN» TEST SITE OF FORMER STS**

¹S.B. Subbotin, ¹E.A. Novikova, ¹V.V. Romanenko, ²K.I. Kuzevanov, ²A.A. Bykova, ²M.N. Tyryshkina

¹*Institute of Radiation Safety and Ecology NNC RK, Kurchatov, Kazakhstan*

²*Institute of Geology and Oil and Gas Industries, Tomsk, Russia*

This paper presents the forecast of possible approaching of underground water, contaminated with technogenic radionuclides from the emplacement holes, to the Karazhyra mine. For this forecast, a numerical simulation of water inflows into the mine has been conducted in GMS stationary mode.

СПИСОК АВТОРОВ

- | | | |
|----------------------|---------------------|---------------------|
| Аксенова Т.И., 66 | Диков А.С., 26 | Павлов В.М., 48 |
| Амар А., 60 | Дюсамбаев Д.С., 7 | Пеньков Ф.М., 72 |
| Аринкин Ф.М., 7 | Иванов И.А., 72 | Понкратов Ю.В., 13 |
| Артемов С.В., 85 | Иванов Н.А., 55 | Райханов Н.А., 79 |
| Артемова В.А., 44 | Иркимбеков Р.А., 31 | Романенко В.В., 92 |
| Баймуханова А., 60 | Калаханова А.С., 44 | Романова Н.К., 7 |
| Барсуков Н.И., 13 | Керимкулов Ж.К., 60 | Сатпаев Д.А., 26 |
| Батырбеков Э.Г., 72 | Кислицин С.Б., 26 | Сахиев С.К., 60 |
| Бедельбекова К.А., 4 | Котов В.М., 79 | Сейтимов Н.К., 44 |
| Бекбулатова Д.Б., 38 | Кривцов П.Ю., 48 | Сергеева А.С., 79 |
| Блынский П.А., 7 | Кузеванов К.И., 92 | Субботин С.Б., 92 |
| Буртебаев Н., 60, 85 | Кульсартов Т.В., 13 | Тихомиров Л.Н., 79 |
| Быкова А.А., 92 | Лебедева Ж.С., 55 | Тырышкина М.Н., 92 |
| Витюк В.А., 19 | Муканова А.О., 13 | Хромушин И.В., 66 |
| Вурим А.Д., 19, 31 | Мунасбаева К.К., 66 | Чекушина Л.В., 7 |
| Глущенко Н.В., 60 | Нестерова А.Ю., 26 | Шаймерденов А.А., 7 |
| Гордиенко Ю.Н., 13 | Новикова Е.А., 92 | Шумаев Н.С., 79 |
| Горлачев И.Д., 72 | Озерной А.Н., 4 | Ярмухамедов Р., 85 |

ТРЕБОВАНИЯ К ОФОРМЛЕНИЮ СТАТЕЙ

Статьи предоставляются в электронном виде (на CD, DVD диске или по электронной почте присоединенным (attachment) файлом) в формате MS WORD и печатной копии.

Текст печатается на листах формата A4 (210×297 мм) с полями: сверху 30 мм; снизу 30 мм; слева 20 мм; справа 20 мм, на принтере с высоким разрешением (300-600 dpi). Горизонтальное расположение листов не допускается.

Используются шрифт Times New Roman высотой 10 пунктов для обычного текста и 12 пунктов для заголовков. Пожалуйста, для заголовков используйте стили (Заголовок 1, 2...) и не используйте их для обычного текста, таблиц и подписуемых подписей.

Текст печатается через одинарный междустрочный интервал, между абзацами – один пустой абзац или интервал перед абзацем 12 пунктов.

В левом верхнем углу должен быть указан индекс УДК. Название статьи печатается ниже заглавными буквами. Через 3 интервала после названия, печатаются фамилии, имена, отчества авторов и полное наименование, город и страна местонахождения организации, которую они представляют. После этого, отступив 2 пустых абзаца или с интервалом перед абзацем 24 пункта, печатается основной текст.

Максимально допустимый объем статьи – 10 страниц.

При написании статей необходимо придерживаться следующих требований:

- Статья должна содержать аннотации на казахском, английском и русском языках (130-150 слов) с указанием названия статьи, фамилии, имени, отчества авторов и полного названия организации, города и страны местонахождения, которую они представляют;
- Ссылки на литературные источники даются в тексте статьи цифрами в квадратных [1] скобках по мере упоминания. Список литературы следует привести по ГОСТу 7.1-2003;
- Иллюстрации (графики, схемы, диаграммы) должны быть выполнены на компьютере (ширина рисунка 8 или 14 см), либо в виде четких чертежей, выполненных тушью на белом листе формата A4. Особое внимание обратите на надписи на рисунке – они должны быть различимы при уменьшении до указанных выше размеров. На обороте рисунка проставляется его номер. В рукописном варианте на полях указывается место размещения рисунка. Рисунки должны быть представлены отдельно в одном из форматов *.tif, *.gif, *.png, *.jpg, *.wmf с разрешениями 600 dpi.
- Математические формулы в тексте должны быть набраны как объект Microsoft Equation или MathType. Химические формулы и мелкие рисунки в тексте должны быть вставлены как объекты Рисунок Microsoft Word. Следует нумеровать лишь те формулы, на которые имеются ссылки.

К статье прилагаются следующие документы:

- рецензия высококвалифицированного специалиста (доктора наук) в соответствующей отрасли науки;
- выписка из протокола заседания кафедры или методического совета с рекомендацией к печати;
- акт экспертизы (экспертное заключение);
- сведения об авторах (в бумажном и электронном виде): ФИО (полностью), наименование организации и ее полный адрес, должность, ученая степень, телефон, e-mail.

Текст должен быть тщательным образом выверен и отредактирован. В конце статья должна быть подписана автором с указанием домашнего адреса и номеров служебного и домашнего телефонов, адрес электронной почты.

Статьи, оформление которых не соответствует указанным требованиям, к публикации не допускаются.

Ответственный секретарь к.ф.-м.н. У.П. Козтаева
тел. (722-51) 2-33-35, E-mail: KOZTAEVA@NNC.KZ

Технический редактор А.Г. Кислухин
тел. (722-51) 2-33-33, E-mail: KISLUHIN@NNC.KZ

Адрес редакции: 071100, Казахстан, г. Курчатов, ул. Тәуелсіздік, 6.
<http://www.nnc.kz/vestnik>

© Редакция сборника «Вестник НЯЦ РК», 2012.

Регистрационное свидетельство №1203-Ж от 15.04.2000г.
Выдано Министерством культуры, информации и общественного согласия Республики Казахстан

Тираж 300 экз.

Выпуск набран и отпечатан в типографии
Национального ядерного центра Республики Казахстан
071100, Казахстан, г. Курчатов, ул. Тәуелсіздік, 6.

